Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

На правах рукописи

AG

Клюев Алексей Викторович

Флуктуационные эффекты в полупроводниковых структурах с потенциальными барьерами и физических системах с правилами льда

01.04.03 – Радиофизика

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Научный консультант:

доктор физико-математических наук, профессор Якимов Аркадий Викторович

Нижний Новгород – 2021

Оглавление

Введение	5
1. Физические модели фликкерного шума	42
1.1. Основные модели фликкерного шума	42
1.1.1. Модель Дю Пре – Ван дер Зила 1.1.1.1. Спектр фликкерного шума как суперпозиция лоренцевых	42
спектров 1.1.1.2. Термоактивированные процессы, как причина фликкерног шума	42 7 0 46
1.1.2. Фликкерный шум как суперпозиция случайных процессов телеграфного типа	48
1.1.3. Модель двухуровневых систем	50
1.2 Вольтамперная характеристика полупроводникового диода	51
1.3 Источники фликкерного шума в полупроводниковом диоде	55
1.3.1 Модель 1/f шума на основе бистабильных дефектов	55
1.3.2 Фликкерные флуктуации параметров диода	56
1.3.3 Эффекты в токовых зависимостях спектров	57
1.4 Выводы по первой главе	61
2. Низкочастотные шумы в квантово-размерных светоизлучающих структурах	64
2.1. Структуры исследованных светодиодов и лазеров	65
2.2. Излучательная и безызлучательная рекомбинация в светодиодах	
и лазерах с квантовыми ямами и точками	68
2.2.1. Излучательная рекомбинация пар электрон-дырка	68
2.2.2 Распределение носителей в <i>р-и</i> гетеропереходах 2.2.3. Уравнение скорости бимолекулярной рекомбинации для	69
структур с квантовыми ямами	70
2.2.4. Безызлучательная рекомбинация в объёме полупроводника	70
2.2.5. Безызлучательная рекомбинация на поверхности полупроводника	71
2.2.6. Конкуренция между излучательной и безызлучательной рекомбинацией	72
2.3. Отклонения от идеальных вольтамперных характеристик	73
2.4. Шумы в светодиодах и лазерах с квантовыми ямами и точками	78
2.4.1. Светодиоды с квантовыми точками и квантовыми ямами	80
2.4.2. Светодиоды с квантовыми точками	82
2.4.3. Лазеры с квантовыми ямами	87

2.5. Корреляция между флуктуациями напряжения и флуктуациями
интенсивности оптического излучения лазеров с квантовыми ямами
2.5.1. Флуктуации интенсивности оптического излучения
2.5.2. Функция взаимной когерентности
2.6 Выводы по второй главе103
3. Низкочастотные шумы в полупроводниковых диодах с барьером Шоттки 104
3.1. Конструкция диодов104
3.2. Механизмы токопрохождения в барьерах Шоттки104
3.3. Влияние сил изображения на вольтамперные характеристики диодов Шоттки
3.4. Туннельное прохождение сквозь барьер Шоттки. Термополевая эмиссия107
3.5. Вольтамперные характеристики диодов108
3.6 Варывной и 1/f шум в лиолах Шоттии 114
3.6.1. Анализ осниллограммы шума
3.6.2. Разлеление шумовых компонент
3.6.3. Вычисление вероятностей ошибок при разделении состояний
процесса
3.6.5. Анализ выделенных компонент
3.6.6. Выводы по разделу123
3.7. Анализ спектра НЧ шумов диодов с барьером Шоттки124
3.8. Токовые зависимости спектров шумового напряжения диодов
с барьером Шоттки126
3.9. Выводы по третьей главе131
4. Низкочастотные шумы в смесителях на диодах с барьером Шоттки132
4.1. Структура диодов132
4.2. Декомпозиция вольтамперных характеристик диодов с барьером
Шоттки
4.2.1. Модель диода
4.2.2. Полные вольтамперные характеристики диодов
4.3. Анализ спектра низкочастотных шумов диодов с барьером Шоттки
4.3.1. Шум Типа 1/1
4.4. Флуктуации коэффициента передачи смесителя на диоде Шоттки148
4.5. Оценка пороговой величины амплитуды принимаемого сигнала155

4.6. Прохождение гармонического сигнала через нестабильный смеситель на диоде Шоттки157
4.7. Выводы по четвёртой главе162
5. Преобразование низкочастотных шумов нелинейными системами163
 5.1. Низкочастотные шумы в диодах Шоттки с б-легированием
5.1.3. Спектры низкочастотного шумового напряжения диодов Шоттки с б-легированием 169
5.1.4. Оисание спектра естественных шумов на основе модифицированного соотношения Ван дер Зила
5.2. Безынерционное детектирование187
5.2.1. Эквивалентная схема безынерционного детектора
5.2.2. Результаты численного решения системы уравнений191
5.3. Инерционное детектирование
5.4. Выводы по пятой главе
6. Флуктуационные процессы в физических системах, подчиняющихся правилам льда
6.1 Водяной лёд
6.2 Спиновый лёд216
6.2.1 Шум магнитных монополей216
6.2.2 Обощённая модель генерационно-рекомбинационного шума магнитных монополей228
6.3 Выводы по шестой главе231
Заключение
Приложение 1. Основные характеристики приборов установки для измерения низкочастотных шумов светоизлучающих приборов237
Приложение 2. Основные характеристики устройств, входящих в состав установки для измерения 1/f шума диодов с барьером Шоттки240
Приложение 3. Сокращения и обозначения
Список литературы

Введение

Обзор литературы и актуальность темы диссертационной работы

Исследование электрических шумов и флуктуаций параметров, существующих в твердотельных электронных приборах, является фундаментальной задачей современной радиофизики. Они, с одной стороны, ограничивают чувствительность радиоустройств, как в отношении точности измерений, так и величины сигналов, которые могут быть приняты и обработаны существующими методами [1]. С другой стороны, анализ статистических характеристик этих шумов и флуктуаций позволяет осуществлять неразрушающую диагностику исследуемых приборов, дающую информацию о физических процессах, происходящих на атомарном уровне. Актуальность подобного исследования обусловлена постоянным развитием элементной базы, используемой в устройствах для приёма, обработки и хранения информационных сигналов [2 – 5].

Одной из нерешённых окончательно проблем современной физики является так называемый фликкерный шум. На сегодняшний момент он обнаружен в системах различной природы: от наноэлектроники и молекулярной биологии до космических явлений, а также практически во всех электронных и механических устройствах.

Фликкерный шум, иначе называемый шумом эффекта мерцания, а также 1/f шумом, был впервые обнаружен при исследовании дробового шума электронных ламп на низких частотах [6], см. также [7].

Исследование шумов вообще и фликккерного шума в частности, в полупроводниковых приборах является одной из фундаментальных задач современной физики [8 – 13]. К наиболее часто встречающимся шумам относятся: тепловой; дробовой; генерационно-рекомбинационный; а также фликкерный.

Особый интерес представляет исследование флуктуационных эффектов в твердотельных фрустрированных системах. В физике твёрдого тела, термин фрустрация [14] означает: невозможность удовлетворить всем локальным правилам упорядочения. Это может приводить к сильной вырожденности базового состояния, при котором система будет обладать ненулевой энтропией даже при нулевой температуре. Проще говоря, система не может быть полностью заморожена, поскольку она не имеет единственного базового состояния, поэтому движение на молекулярном уровне продолжается даже при абсолютном нуле, даже при отсутствии поступления энергии извне. Частным случаем фрустрированных систем являются системы с правилами льда: водяной и спиновый лёд.

Настоящая работа представляет собой развитие цикла исследований, выполняемых под научным руководством профессора А.В. Якимова в Нижегородском госуниверситете. Основные результаты, полученные ранее, обобщены в кандидатских диссертациях С.В. Макарова [15], М.Ю. Перова [16], А.В. Белякова [17], А.В. Моряшина [18], Е.И. Шмелёва [19] и А.В. Клюева [20].

Фликкерный шум, в силу своего модуляционного характера, ограничивает чувствительность и стабильность многих электронных устройств, требования к которым постоянно повышаются.

Фликкерные шумы обусловлены флуктуациями параметров радиоэлементов (например, сопротивления резисторов, ёмкости конденсаторов и др.) и наблюдаются при наложении на элемент напряжения или при пропускании через него тока. Спектральная плотность мощности (далее спектр) фликкерного шума имеет зависимость от частоты пропорциональную $1/f^{\gamma}$, где γ – параметр формы спектра. Для многих объектов параметр формы спектра принимает значения около единицы: $0,8 < \gamma < 1,2$. Поэтому такой шум часто называют "1/f шумом". Влияние фликкерного шума наиболее существенно на низких частотах.

Главная особенность рассматриваемого шума состоит в том, что его спектральная плотность мощности монотонно растёт с понижением частоты. Практически во всех случаях рост спектральной плотности мощности наблюдается вплоть до наименьшей частоты, до которой удаётся провести измерения. Такие измерения требуют относительно большого времени и технически чрезвычайно трудны.

При относительно больших частотах спектральная плотность мощности 1/f шума становится сравнимой по величине со спектральной плотностью мощности генерационно-рекомбинационного, дробового или теплового шума, спектральная плотность мощности которых при тех же частотах не зависит от частоты. Частота, при которой шум 1/f перестаёт быть заметным, зависит от интенсивности этого шума в системе и в различных системах изменяется от ~ 10^2 до ~ 10^6 Гц.

Зависимости спектров фликкерного шумового тока *S_i* и напряжения *S_v* от величины тока *I*, протекающего через прибор, иногда аппроксимируются степенной функцией:

 $S_i \sim I^{k_1}$, $S_v \sim I^{k_2}$. Случай $k_1 = k_2 = 2$ объясняется флуктуациями линейной проводимости исследуемого объекта.

Исследования фликкерного шума, в том числе измерения его спектра, проводятся более 80 лет, однако природа шума до конца не выявлена [21, 22, 23]. Измерения спектра шума используются для получения информации об его происхождении. На данный момент имеется значительный теоретический и экспериментальный материал по физическим и статистическим свойствам фликкерного шума различных объектов, который был получен рядом исследователей: Ван дер Зил (A. Van der Ziel) [24– 26], Дю Пре (F.K. Du Pre) [27], А.Н. Малахов [7, 21, 28], Хоухе (F.N. Hooge), Клайнпеннин (T.G.M. Kleinpenning) и Фандамме (L.K.J. Vandamme) [23, 29–31], Ш.М. Коган [22], Датта (P. Dutta) и Хорн (P.M. Horn) [32, 33], Кларк (J. Clarke) и Восс (R.F.Voss) [34], Вейсман (М.В. Weissman) [35], Г.Н. Бочков и Ю.Е. Кузовлев [36], В.П. Паленскис [37], Н.Б. Лукьянчикова [38, 39], Р.З. Бахтизин и С.С. Гоц [40–42], А.К. Нарышкин и А.С. Врачев [43], Г.П. Жигальский [44–57], В.В. Потемкин [58], С.А. Корнилов [59], В.Н. Кулешов [60], М.Е Левинштейн [61–66] и С.Л. Румянцев [61–63], С.Ф. Тимашев [67–71], Г.А. Леонтьев [72], Муша (Т. Musha) и Ямомото (М. Yamamoto) [73], В.П.Коверда и В.Н.Скоков [74–90], Хандель (Р.Н. Handel) [91], К.А. Казаков [92] и др.

В подавляющем большинстве исследований фликкерный шум анализируется либо с чисто математической, либо с чисто технической точек зрения. В первом случае исследуются уравнения динамики линейных и нелинейных электрических схем под воздействием источников шума с известными статистическими свойствами, но не рассматриваются физические механизмы возникновения этого шума [93]. Во втором случае анализируется шум в конкретных типах электронных приборов [93]. При этом, как правило, физические механизмы возникновения шума рассматриваются на качественном уровне.

Предлагаемая диссертация посвящена развитию радиофизических методов экспериментального и теоретического исследования природы источников электрических шумов и флуктуаций параметров в различных диодных структурах (с переходами типа *p-n* и Шоттки, с квантовыми ямами и квантовыми точками), в спиновом льду, а также устройств на их основе.

В диссертации развит подход, который позволяет объяснить и предсказать ряд флуктуационных эффектов. Он обеспечивает создание адекватной физической модели

источников шумов и флуктуаций, её экспериментальную проверку, а также разработку методики определения статистических характеристик источников по результатам измерений. Т.е., флуктуационные макроэффекты обусловлены флуктуационными микропроцессами и, таким образом, имзерения флуктуаций макропараметров позволяют получить информацию о микропроцессах в исследуемых образцах.

Степень разработанности темы

Интенсивные исследования в этой области связаны с высокой степенью актуальности для целого ряда прикладных задач: например, в работе [73] исследуется 1/f шум в биологических системах, в работе [31] исследуются 1/f флуктуации коэффициента затухания в оптическом волокне, в работе [84] исследуется появление 1/f шума при переходе капли на горячей плите к сфероидальной форме. Даже приборы, изготовленные в технологически идентичных режимах, имеют электрические 1/f шумы, обладающие весьма широким разбросом величины спектра. В настоящей работе, например, будут представлены образцы одного и того же типа лазеров, обладающие разными шумовыми характеристиками. Отдельный интерес представляют вопросы измерения и оценки характеристик шумов [94–96].

Результатом этих исследований явилось то, что ответ на вопрос об особенностях шумовых характеристик различных приборов, можно сказать, в основном получен.

А вот ответ на вопрос: "что именно шумит?" – получен в гораздо меньшей степени. Поиск возможных механизмов 1/f шума продолжается интенсивно и поныне.

Например, существует физическая модель, развитая Мак Уортером [97], в которой предполагается, что причиной возникновения 1/f шума является захват заряженных носителей ловушками, локализованными вблизи поверхности раздела полупроводникокисел. Эта теория основывается на свойствах поверхности полупроводника. Рассмотренный механизм возникновения фликкерного шума имеет место во всех полупроводниковых приборах и, особенно, в полевых транзисторах, где окисел является обязательным конструктивным элементом. Однако фликкерный шум наблюдается и в металлических плёнках, в том числе, из благородных металлов, таких как золото (Au), серебро (Ag). Для объяснения фликкерных шумов таких плёнок модель Мак Уортера не применима [98]. Поэтому требуется разработка других моделей фликкерного шума.

Существует модель, согласно которой шум 1/f вызывается флуктуациями температуры [34]. Казалось, что некоторые экспериментальные данные свидетельствуют в

пользу именно этого механизма. Однако в последние годы было показано, как экспериментально, так и теоретически, что флуктуации температуры не могут быть ответственными за наблюдаемый шум 1/f.

В единственном общем подходе [22] к объяснению шума 1/f, против которого в настоящее время нет прямых возражений, предполагается, что в образцах, обнаруживающих этот шум, происходят разнообразные релаксационные процессы с широким набором времён релаксации, связанные, например, с кинетикой дефектов, т.е. с неупорядоченностью твёрдых тел [98].

Это дает возможность использовать 1/f шумовой анализ в качестве неразрушающего инструмента (см., например [68]) диагностики качества структуры прибора.

На данный момент одной из наиболее распространенных моделей для объяснения 1/f шума в полупроводниках является модель двухуровневых систем (ДУС). Это системы, имеющие атомарную структуру, обладающие двумя метастабильными состояниями, разделенными относительно невысоким потенциальным барьером ΔE , см., например, [33]. Разновидностями такой модели являются модель Когана и Нагаева [99, 100], а также модель, развиваемая в настоящей работе, связывающая возникновение фликкерного шума с наличием подвижных дефектов в твердом теле [101–107]. В простейшем случае дефект имеет два метастабильных состояния, разделенных относительно низким потенциальным барьером, что образует двухуровневую систему (см., напр., [22], [104]). Переход из одного состояния в другое происходит достаточно быстро, по сравнению с временем пребывания в одном из состояний. Следовательно, изменение электрофизических параметров образца (например, подвижности, концентрации носителей тока) при перемещении дефекта из одного состояния в другое и обратно может быть представлено случайным телеграфным процессом (СТП). В полупроводнике имеется определенное количество дефектов и 1/f шум образуется суперпозицией (ансамблем) СТП.

Многие из новых разработанных статистических методов исследования 1/f шума касаются проверки гауссовости и стационарности 1/f шума [108–111], см. также диссертации [15], [16]. Для этого, в частности, используются оценки вероятностного распределения (гистограммы) шума, кумулянтов высших порядков, в основном коэффициентов асимметрии и эксцесса.

Для описания спектра 1/f шума часто используется эмпирическая формула Хоухе (F.N. Hooge), см., например, [23, 112]. Согласно этой формуле спектр относительных

флуктуаций сопротивления однородного образца обратно пропорционален частоте анализа f и полному числу N свободных носителей тока в образце. При этом коэффициент пропорциональности $\alpha_{\rm H}$ (называемый теперь параметром Хоухе) приблизительно равен $2 \cdot 10^{-3}$.

Предложенное соотношение является следствием статистической обработки большого количества экспериментальных данных. Разумеется, встречаются большие отклонения от считающегося типичным значения параметра Хоухе, $\alpha_{\rm H} = 10^{-6} \div 1$.

Тем не менее, полезность формулы Хоухе заключается в возможности грубой оценки спектра флуктуаций сопротивления в образце, измерения 1/f шума в котором пока не проводились [98].

Будь соотношение Хоухе точным, а значит, – универсальным, оно было бы убедительным доводом в пользу единого механизма шума 1/f. Однако даже поверхностный анализ экспериментальных данных показывает, что это соотношение не является точным, а потому не может быть и универсальным.

Было бы неправильно отвергать соотношение Хоухе. Оно является единственным, позволяющим хотя бы грубо оценить величину спектра 1/f шума в однородных проводниках, с точностью, которая чаще всего бывает не хуже одного-двух порядков.

В диссертации решаются традиционные задачи радиофизики – изучение особенностей генерации, приема, регистрации и анализа излучений разных частотных диапазонов в твердотельных приборах, а также применение результатов в фундаментальных и прикладных исследованиях. Исследуются флуктуации и шумы в твердотельных системах методами статистической радиофизики.

Исследованы шумовые и флуктуационные характеристики наноразмерных источников и приемников излучения, а также различных устройств на их основе; новых перспективных материалов, подчиняющихся "правилам льда".

В диссертационной работе на основании выполненных автором исследований содержится решение ряда актуальных задач по исследованию флуктуационных эффектов в твердотельных системах; разработаны теоретические положения, совокупность которых показывет, что флуктуации квазичастиц в спиновом льде можно описывать с помощью уравнения Ланжевена.

В настоящее время развивается область наноэлектроники, связанная с разработкой полупроводниковых приборов с квантово-размерными структурами – квантовыми ямами (КЯ) и квантовыми точками (КТ). Предполагается, что такие приборы из-за малых размеров активной области должны обладать высокой температурной стабильностью [113] и радиационной стойкостью [114], а также сравнительно небольшим количеством подвижных дефектов, которые могут быть причиной негауссовости 1/f шума (при небольшом количестве подвижных дефектов 1/f шум в рамках модели двухуровневых систем (ДУС) может быть негауссов). Следовательно, исследование негауссовости 1/f шума может дать информацию об относительной концентрации подвижных дефектов в полупроводнике.

Исследованные структуры представляют собой полупроводниковые светодиоды и лазеры с квантово-размерными гетероструктурами. Термином гетероструктура в физике полупроводников называют выращенную на подложке слоистую структуру из различных полупроводников, в общем случае отличающихся шириной запрещённой зоны. Между двумя различными материалами формируется гетеропереход, на котором возможна повышенная концентрация носителей, и отсюда — формирование вырожденного двумерного электронного газа. В отличие от гомоструктур, гетероструктура обладает большей гибкостью в конструировании нужного потенциального профиля зоны проводимости и валентной зоны.

За развитие полупроводниковых гетероструктур для высокоскоростной оптоэлектроники Жорес Иванович Алфёров и Герберт Крёмер (США) получили Нобелевскую премию в 2000 году [115].

В представленной работе продолжены исследования флуктуационных характеристик прототипов светоизлучающих диодов и лазеров, имеющих наноразмерную структуру, изготовленных в Научно-исследовательском физико-техническом институте ННГУ на основе GaAs и его твёрдых растворов (см. диссертации [16, 17, 20]) и имеющих длину волны излучения 940–1000 нм.

При исследовании особенностей излучения полупроводниковых светодиодов и лазеров возникает задача исследования влияния электрических шумов на шумы интенсивности оптического излучения.

Спектр 1/f флуктуаций интенсивности оптического излучения лазерных диодов исследовался во многих работах [116-125].

К началу исследований было известно достаточно много научных работ, связанных с проблематикой исследования. В частности, наличие корреляции между флуктуа-

циями интенсивности оптического излучения и флуктуациями напряжения, выделяющегося на диоде, была обнаружена ранее [119]. В настоящей работе подтверждена корреляция между низкочастотными шумами напряжения и флуктуациями интенсивности излучения в светоизлучающих гетероструктурах с квантовыми ямами.

Наряду со светоизлучающими структурами с квантовыми ямами и квантовыми точками, рассмотренными выше, светодиоды видимого диапазона находят широкое применение в системах отображения информации. В 2014 году за создание синих светодиодов японцам Исаму Акасаки, Хироси Амано и Сюдзи Накамуре (гражданин США) присуждена Нобелевская премия по физике [126]. Изобретение недорогих синих светодиодов открыло путь к созданию полноцветных светодиодных панелей [127] и светодиодных 3D-дисплеев с электромеханической развёрткой изображения [128], [129].

Другими приборами, исследованнными в диссертационной работе, были диоды с барьером Шоттки.

В диодах Шоттки в качестве барьера используется переход металлполупроводник, в отличие от обычных диодов, где используется *p-n* переход. Переход металл-полупроводник обладает рядом особенных свойств (отличных от свойств полупроводникового *p-n* перехода). К ним относятся: пониженное падение напряжения при прямом включении и относительно низкий ток утечки.

Диоды Шоттки изготавливаются обычно на основе арсенида галлия (GaAs). Выбор металла для контакта с полупроводником определяет многие параметры диода. В первую очередь — это величина контактной разности потенциалов, образующейся на границе металл-полупроводник. Диоды с барьером Шоттки широко применяются в качестве детекторов и используются в смесителях. При использовании диода Шоттки в качестве детектора контактная разность потенциалов определяет его чувствительность, а при использовании в смесителях — необходимую мощность гетеродина.

Основные физические механизмы токопрохождения в диодах с барьером Шоттки были известны ранее, см., например, [130–132]. В настоящей работе установлена связь низкочастотных шумов с особенностями физических механизмов токопрохождения в полупроводниковых диодах с барьером Шоттки.

Приёмники доплеровских РЛС обычно начинаются со смесителя [133–136], и иногда используется нулевая промежуточная частота. Тогда желательно избежать попадания частот биений в шумовой фон приёмника. По этой причине необходимо требо-

вать, чтобы смесительный диод имел очень низкий уровень фликкер-шума. В диссертации исследуются TiAu/GaAs диоды Шоттки с дополнительным слоем SiO₂, используемые в смесителях.

Исследованию фликкерных шумов диодов, работающих на постоянном токе, посвящено достаточно много работ, см., например, [65, 137].

Однако в литературе практически не исследуются вопросы аналитического описания фликкерных шумов этих диодов, работающих в составе смесителя. Именно эта проблема и решается в настоящей работе.

Прототипы исследуемых диодов предоставлены Федеральным государственным унитарным предприятием (Научно-производственное предприятие) "Салют".

Другими приборами, исследуемыми в данной работе, являются низкобарьерные диоды Шоттки, прототипы которых разрабатывались в Институте физики микроструктур РАН [138–142]. Диод с барьером Шоттки является одним из основных нелинейных элементов, используемых при приеме микроволнового излучения [143]. Однако, из-за относительно большой высоты барьера Шоттки, "обычные" диоды обладают большим начальным сопротивлением. Это приводит к необходимости использования дополнительного внешнего смещения. Уменьшение эффективной высоты барьера Шоттки по-зволяет уменьшить дифференциальное сопротивление диода и, тем самым, получить детектор сигналов или умножитель частоты, работающие без постоянного смещения.

Способом снижения эффективной высоты барьера Шоттки является обеспечение высокой туннельной прозрачности вблизи вершины потенциального барьера при сильном неоднородном легировании полупроводника вблизи контакта с металлом. Перспективным является использование технологии δ -легирования для изготовления низкобарьерных диодов.

Как было отмечено выше, низкобарьерные диоды Шоттки используются для создания чувствительных детекторов микроволнового излучения.

Важной задачей является нахождение статистических характеристик процесса на выходе детекторов такого типа. Вообще говоря, всякое детектирование, как правило, происходит с обратной связью, которую обеспечивает сопротивление нагрузки.

Задача о безынерционном (отсутствует ёмкость) детектировании с обратной связью, где в качестве нелинейного элемента используется "обычный" диод известна см, например, [144]. В диссертации в рамках гауссовской аппроксимации совокупности

входной и выходной переменных исследуется более сложный случай нахождения выходных статистических характеристик, когда в качестве нелинейного элемента используется диод Шоттки с δ–легированием.

Поскольку всякая детектирующая система является инерционной, возникает задача исследования влияния инерционности системы детектирования на статистические характеристики выходного процесса.

Если входной переменной является произвольный случайный процесс, то отыскание статистических характеристик выходной переменной оказывается трудно разрешимой задачей. Если же входная переменная является марковским процессом (или компонентой марковского процесса), то можно воспользоваться аппаратом теории марковских процессов и составить дифференциальные уравнения для кумулянтов и кумулянтных функций искомого случайного процесса. Эти уравнения являются бесконечной цепочкой "зацепляющихся" уравнений. Это означает, что мы вынуждены ограничиваться модельными приближениями. Поэтому здесь ограничиваемся случаем гауссовского стационарного марковского процесса с нулевым средним и принимаем гауссовское приближение для совокупности входной и выходной переменных.

Таким образом, возникает задача нахождения выходных статистических характеристик и их зависимостей от параметров входного шума при инерционном детектировании с использованием диода Шоттки с δ–легированием в гауссовском приближении для совокупности входной и выходной переменных.

В своё время получило широкую известность эмпирическое наблюдение, изначально сделанное Гордоном Муром, согласно которому (в современной формулировке) количество транзисторов, размещаемых на кристалле интегральной схемы, удваивается каждые 24 месяца [145]. В 2007 году Мур объявил, что экспоненциальный рост физических величин в течение длительного времени невозможен, и постоянно достигаются те или иные пределы, и закон, названный его именем, очевидно, скоро перестанет действовать из-за атомарной природы вещества и ограничения скорости света.

Одним из физических ограничений на миниатюризацию электронных схем является также принцип Ландауэра [146], согласно которому логические схемы, не являющиеся обратимыми, должны выделять теплоту в количестве, пропорциональном количеству стираемых (безвозвратно потерянных) данных. Возможности по отводу теплоты физически ограничены.

Большие надежды возлагаются не на электронный транспорт, а на спиновый. Ведётся активное изучение спинового токопереноса (спин-поляризованного транспорта) в твердотельных веществах, в частности в гетероструктурах ферромагнетик–парамагнетик или ферромагнетик–сверхпроводник (спинтроника). Кроме того, следует отметить, что в физике уже достаточно давно исследуются такие объекты как спиновые стёкла, см., например, [147, 148].

В таких гетероструктурах источником спин-поляризованных электронов (спининжектором) является проводящий ферромагнетик (проводник или полупроводник), обладающий в намагниченном состоянии спонтанной спиновой упорядоченностью носителей заряда. Разрабатываются спиновые транзисторы, представляющие собой слоистую структуру "ферромагнетик— кремний — ферромагнетик— кремний с примесями". После прохождения первого ферромагнитного слоя электрический ток приобретает спинполяризацию, которая частично сохраняется при движении через слой кремния. Это позволяет управлять значением спинового тока на выходе путём изменения ориентации магнитных полей двух слоев ферромагнетика. Фактически речь идёт о квантовомеханическом эффекте гигантского магнитного сопротивления, в основе которого лежит рассеяние электронов, зависящее от направления спина. За открытие гигантского магнетосопротивления в 1988 году физики Альбер Ферт (Университет Париж-юг XI) и Петер Грюнберг (Исследовательский центр Юлих) были удостоены Нобелевской премии по физике в 2007 году [149].

Также разрабатываются логические схемы, обладающие по сравнению с современными CMOS-схемами потенциально более высоким быстродействием, более низким тепловыделением и не подверженные воздействию ионизирующих излучений.

Чрезвычайно интересным и перспективным объектом исследования является спиновый лёд.

Около 20 лет назад [150] в физике конденсированного состояния возникло и активно развивается новое направление, которое кратко можно назвать как физика систем с правилами льда. К таким системам, прежде всего, относится ряд модификаций водяного льда и сама вода [151]. Долгое время лёд и вода считались единственными системами, для которых характерны правила льда. Однако в 1997 году была обнаружена физическая система, описываемая правилами льда [150]. Этой системой оказалось магнитное соединение Ho₂Ti₂O₇. Отсутствие упорядочения в системе объясняется правилами льда, характерными для обыкновенного льда. По этой причине эта система была названа спиновым льдом. Вскоре были обнаружены и другие магнитные системы с аналогичным химическим составом и с аналогичными магнитными свойствами. Теперь такие системы также называются спиновым льдом. Новый импульс исследованиям систем с правилами льда придало предсказание и обнаружение в спиновом льде магнитных аналогов ионных дефектов обыкновенного льда, которые напоминают магнитные монополи Дирака [151]. С открытием магнитных монополей в спиновом льду число публикаций в этой области растёт с большой скоростью.

За это открытие в 2012 году коллектив учёных был награждён премией "Еврофизика" [152].

Экспериментально, присутствие магнитных монополей регистрируют по косвенным признакам. Классическим прямым способом обнаружения магнитных монополей является измерение скачков магнитного потока в петле сверхпроводящего квантового интерференционного устройства (СКВИД), когда через него проходит монополь. Обнаружить это экспериментально оказалось чрезвычайно сложно из-за требующейся высокой чувствительности устройства и процесса генерации-рекомбинации монополей.

Развитый в диссертации единый подход позволил объяснить наблюдающиеся флуктуационные эффекты в твердотельных системах. Это подход был применён соискателем для предсказания спектра генерационно-рекомбинационного шума магнитных монополей в спиновом льду.

Таким образом, предложен метод обнаружения магнитных монополей в спиновом льду. Теоретически исследована не стационарная концентрация магнитных монополей, а процессы генерации и рекомбинации монополей. Выведено уравнение, описывающее флуктуации концентрации монополей, позволившее вычислить их спектр.

Показано, что флуктуации концентрации магнитных монополей проявляются во флуктуациях физически измеримой величины – магнитного момента. Предложен метод определения спектра флуктуаций числа пар магнитных монополей путём измерения флуктуаций магнитного момента спинового льда.

Предложенный метод использован коллективом зарубежных авторов (со ссылками на работу соискателя) из Корнелльского, Оксфордского, Стэнфордского университетов, израильского института – Техниона, центра теоретической физики им. Рудольфа Пайерлса, Университета МакМастера, Канадского Института перспективных исследований и Университетского Колледжа Корк, экспериментально подтвердивших предсказанный спектр генерационно-рекомбинационного шума магнитных монополей в статье в Nature [153].

Результаты экспериментального подтверждения теории генерационнорекомбинационного шума магнитных монополей практически сразу же попали в мировые средства массовой информации: Phys.org; indicator.ru; planet-today.ru; news.sputnik.ru; NanoNewsNet.ru; NNovgorod.BezFormata.com; unn.ru и т.д.

Этот метод позднее был применён соискателем с соавторами для оценки энергий активации диффузии ионов кислорода в филаменте мемристора [154].

Важным этапом в исследовании таких систем стало создание искусственной магнитной системы, подчиняющейся правилам льда. Важное значение имеет возможность манипулировать магнитной структурой искусственного спинового льда (двумерного) с помощью сканирующих магнитных микроскопов. Эти возможности открывают широкие перспективы для практического использования искусственного спинового льда в качестве принципиально новых устройств записи, хранения и обработки информации [151].

На основе сказанного можно предвидеть широкое использование искусственного спинового льда в качестве устройств для хранения информации. Как было отмечено выше, устройства хранения информации на основе магнитной записи в настоящее время используют только ферромагнитные материалы. Уменьшение магнитного элемента, несущего информацию, подошло к своему пределу. Ферромагнитные островки несут магнитный момент, и по этой причине сильно взаимодействуют друг с другом. Запись на мелкие островки становится ненадежной, она деградирует как под воздействием температуры, так и под влиянием магнитных полей (помехи, влияние соседних островков, и так далее). Частично эти проблемы были решены при использовании для записи информации антиферромагнитных кластеров. Антиферромагнитные кластеры не имеют собственного момента, меньше влияют на соседние элементы и меньше подвержены влиянию внешних помех. Это позволяет на порядки повысить плотность магнитной записи и сделать её более надежной [151].

Следующий шаг в этом направлении заключается в использовании искусственного спинового льда. Для записи информации требуется высокая плотность записи и надёжность. Спиновый лед содержит огромное число конфигураций, которые при доста-

точно низкой температуре являются устойчивыми. Можно сказать, что надёжность записи информации на основе спинового льда обусловлена запутанным характером спиновых конфигураций [151].

Считывать и записывать информацию можно с помощью устройств типа атомносиловых и магнитно-силовых микроскопов, которые могут давать даже атомное разрешение. Ещё более важна топология конфигураций основного состояния. Если научиться реализовывать на этих конфигурациях простейшие логические операции, то на этих системах можно создавать процессоры с высокой скоростью переключения и низким выделением тепла [151].

До сих пор при изучении спинового льда рассматривалась только равновесная концентрация магнитных монополей. В настоящей диссертации впервые проведён анализ флуктуаций числа пар магнитных дефектов, т.е. процессов рождения (генерации) и уничтожения (рекомбинации) пар магнитных дефектов. Проведён стохастический анализ, в ходе которого показано, что флуктуации можно описывать с помощью уравнения Ланжевена. Исследован спектр шума генерации–рекомбинации квазичастиц.

Основная цель и задачи диссертации:

Целью диссертации является развитие единого подхода к анализу флуктуаций и флуктуационных эффектов в электронных твердотельных системах.

Целью обусловлены следующие задачи, решаемые в диссертационной работе.

- экспериментальные исследования и построение физических моделей фликкерных и естественных шумов в наноразмерных полупроводниковых светоизлучающих гетероструктурах на основе GaAs и его твёрдых растворов, полупроводниковых низкобарьерных диодах на основе селективно легированных микроструктур и диодах с контактом металл-полупроводник;
- анализ преобразования случайных процессов детекторами на базе низкобарьерных диодов, изготовленных на основе селективно легированных микроструктур металлполупроводник;
- анализ влияния флуктуаций электрофизических параметров диодов Шоттки на выходную форму спектра в смесителях на таких диодах;
- создание теории флуктуаций концентрации магнитных монополей в спиновом льду, то есть процессов генерации и рекомбинации пар магнитных монополей; исследование спектра шума генерации–рекомбинации магнитных монополей; разработка нового ме-

тода обнаружения магнитных монополей в спиновом льду на основании измерения шума магнитных монополей.

Научная новизна диссертационной работы заключается в следующем.

1. Впервые доказано, что в лазерах и светодиодах с квантовыми ямами и квантовыми точками причиной возникновения фликкерного шума напряжения и фликкерных флуктуаций интенсивности излучения (для лазеров) является неоднородность протекания тока, обусловленная формированием квазиомических шунтов и возникновением областей с пониженной высотой барьера.

2. Впервые показано, что фликкерные шумы напряжения, наблюдающиеся в диодах Шоттки, обусловлены флуктуациями тока термополевой эмиссии и флуктуациями тока утечки.

3. Впервые показано, что селективное δ–легирование низкобарьерных диодов Шоттки приводит к возникновению эффекта "насыщения" интенсивности фликкерных шумов напряжения, тогда как в диодах Шоттки без δ–легирования имеет место эффект "максимизации" шумов. Определено и экспериментально подтверждено влияние величины коэффициента неидеальности вольтамперной характеристики на спектральную плотность мощности дробового шума в диодах Шоттки и в диодах с *p-n* переходом.

4. Впервые аналитически решена задача преобразования случайных процессов детекторами на базе низкобарьерных диодов, выполненных на основе селективно легированных микроструктур металл—полупроводник. Полученные результаты позволяют определить особенности поведения спектра на выходе детектирующей системы в безынерционном и инерционном режимах, что актуально для задач приёма излучения.

5. Впервые получено аналитическое решение задачи о влиянии флуктуаций электрофизических параметров диодов с контактами металл–полупроводник на форму спектра выходного сигнала в смесителях на таких диодах. Эта информация позволяет оценивать спектр этого сигнала, зная шумовые характеристики диода.

6. Впервые создана теория флуктуаций числа пар магнитных монополей в спиновом льду, то есть процессов генерации и рекомбинации пар магнитных монополей. Показано, что эти флуктуации можно описывать с помощью уравнения типа Ланжевена. Определён спектр шума генерации–рекомбинации магнитных монополей. Предложен новый метод экспериментального обнаружения магнитных монополей в спиновом льду. На сегодняшний день это самый прямой из существующих методов обнаружения новых

квазичастиц – магнитных монополей. Показано, что флуктуации концентрации монополей проявляются во флуктуациях плотности магнитного момента, что подтверждено в эксперименте других авторов. Разработана обобщённая модель генерационнорекомбинационного шума магнитных монополей, учитывающая наличие распределения времён релаксации. В этом случае результирующий спектр формируется суперпозицией множества спектров генерационно-рекомбинационных процессов.

Краткое содержание диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, трёх приложений и списка цитируемой литературы из 390 источников. Общий объём работы – 280 страниц, включая 107 рисунков и 9 таблиц.

Во Введении обоснована актуальность рассматриваемой темы исследования, изложено современное состояние подобных исследований в мире, проведен обзор литературы по теме диссертации, приведены результаты, выносимые на защиту.

В **Первой главе** диссертации представлены модифицированные модели, учитывающие особенности рассматриваемых приборов, обусловленные спецификой механизмов токопереноса, определяющих ВАХ диода. В качестве источников фликкерного шума рассматриваются бистабильные точечные дефекты, приводящие к флуктуациям электрофизических параметров полупроводникового материала.

Бистабильные дефекты, находящиеся в различных технологических областях диода (база, область пространственного заряда – ОПЗ, и т.д.), приводят к появлению фликкерных флуктуаций той или иной компоненты тока. В зависимости от того, какая компонента подвержена наиболее сильным флуктуациям, и от того, какая компонента наиболее сильны в ВАХ диода, возникают различные эффекты в токовой зависимости спектра 1/f шумового напряжения, выделяющегося на диоде.

<u>В Разделе 1.1</u> рассмотрены основные физические модели фликкерного шума: модель Дю Пре – Ван дер Зила, модель двухуровневых систем.

<u>В Разделе 1.2</u> рассмотрены механизмы токопереноса, определяющие различные составляющие ВАХ полупроводникового диода, такие как диффузионный ток, рекомбинационный ток и ток утечки. Приведена эквивалентная схема полупроводникового диода с соответствующими дифференциальными сопротивлениями. Учтено сопротивление базы диода и его омических контактов. Суммарный ток через полупроводниковый диод может формироваться следующими компонентами:

- "диффузионный" ток, обусловленный диффузией носителей через область пространственного заряда (ОПЗ) и рекомбинацией в нейтральной области диода, либо на контактах;
- "рекомбинационный" ток, носители рекомбинируют в ОПЗ и/или в квантовых точках (КТ) и квантовых ямах (КЯ);
- ток "утечки", обусловленный утечкой по периметру перехода, либо через дефекты структуры.

При большом прямом токе необходимо учитывать (последовательное) сопротивление базы и контактов, которое может иметь нелинейный характер.

<u>В Разделе 1.3</u> описываются простейшие точечные дефекты и образованные ими комплексы в кристаллической решетке. Рассматривается свойство мультистабильности дефектов. Предполагается, что фликкерный шум обусловлен присутствием подвижных точечных дефектов в материале. Используется модель двухуровневых систем (ДУС), согласно которой дефект может находиться в одном из двух метастабильных состояний [22]. Каждая ДУС описывает поведение точечного "бистабильного" дефекта. Переход из одного состояния в другое происходит достаточно быстро, по сравнению с временем пребывания в одном из состояний. Следовательно, изменение электрофизических параметров образца (например, подвижности, концентрации носителей тока) при перемещении дефекта из одного состояния в другое и обратно может быть представлено случайным телеграфным процессом (СТП). В полупроводнике имеется определенное количество дефектов и 1/f шум образуется суперпозицией (ансамблем) СТП.

Стохастические (термоактивированные) переключения состояний бистабильного дефекта приводят к изменениям его электрофизических параметров, например, сечения рассеяния и энергии ионизации. Изменение первого параметра проявляется через флуктуации подвижности, второго – через флуктуации подвижности и концентрации носителей тока [155].

При исследовании диодных структур за основу была взята теория работы диода с *p-n* переходом. В соответствии с моделью, предложенной А. Ван дер Зилом (см., например, [26]), в диоде существуют так называемые естественные шумы: дробовой шум, возникающий при направленном движении носителей тока; тепловой шум, связанный со

случайностью процесса диффузии. Причем тепловой шум преобладает в несмещенном диоде, а дробовой шум – при наличии прямого или обратного напряжения, приложенного к диоду.

Кроме естественных шумов в диодах наблюдается 1/f шум. Существуют различные модели, описывающие эмпирические зависимости спектра фликкерного шума от величины тока, протекающего через диод.

В настоящем разделе диссертации представлены модифицированные модели, учитывающие специфику рассматриваемых приборов. В качестве причины возникновения фликкерного шума рассматриваются бистабильные дефекты, приводящие к флуктуациям электрофизических параметров полупроводникового материала и, как следствие, к флуктуациям различных компонент тока диодной структуры.

Бистабильные дефекты, находящиеся в различных технологических областях диода (базы, ОПЗ, и т.д.), приводят к появлению фликкерных флуктуаций той или иной компоненты тока. В зависимости от того, какая компонента подвержена наиболее сильным флуктуациям, и от того, какая компонента наиболее сильно проявляется в ВАХ диода, возникают различные эффекты в токовой зависимости спектра шумового напряжения, выделяющегося на диоде.

В данном разделе рассмотрены (в рамках δn и $\delta \mu$ моделей [23]) физические механизмы возникновения флуктуаций различных компонент тока полупроводникового диода. Показано, что эти механизмы могут быть учтены путём введения флуктуаций сопротивлений, входящих в эквивалентную схему диода. Таким образом, проведено физическое обоснование адекватности используемого подхода на основе эквивалентной схемы диода.

"Эффект насыщения" заключается в том, что при относительно малых токах спектр фликкерного шума (в напряжении) S_V нарастает пропорционально квадрату тока *I* через диод (как в линейных резисторах). При дальнейшем увеличении *I* токовая зависимость "насыщается", переходя в плато, $S_V \sim I^0$.

Впервые такая зависимость обнаружена в германиевых диодах [156]. Впоследствии её объяснение было предложено А.Н. Малаховым [157]. Поэтому здесь эффект насыщения будет называться "эффектом Малахова".

Обязательным условием проявления эффекта "насыщения" фликкерного шума, наблюдавшегося в германиевых диодах и объясненного А.Н. Малаховым [157], является наличие лишь одной токовой компоненты, подверженной флуктуациям.

Такой компонентой в Ge диодах является диффузионный ток. При малых токах через диод спектр 1/f шумового напряжения пропорционален квадрату тока через образец (как в линейных резистивных элементах). При больших токах, когда дифференциальное сопротивление изменяется примерно обратно пропорционально току, зависимость спектра шума от тока пропадает, то есть возникает эффект насыщения шума. Наличие резистора нагрузки, шунтирующего диод по малому сигналу, приводит к тому, что насыщение наступает при бо́льших значениях тока через диод.

Считалось, что эффект насыщения шума возникает в том случае, когда в диоде присутствует только диффузионная компонента тока, подверженная фликкерным флуктуациям (см. также [102]).

В настоящей работе показано, что, при определенных условиях, к эффекту насыщения могут привести и флуктуации рекомбинационной компоненты тока. Кроме того, наличие сопротивления нагрузки, шунтирующего диод по малому сигналу, приводит к тому, что насыщение наступает при больших значениях тока через диод.

В светодиодах и лазерах с КТ и КЯ эффект насыщения наблюдается в случае преобладания рекомбинационной компоненты тока, подверженной фликкерным флуктуациям.

Другой эффект состоит в том, что величина спектра напряжения фликкерного шума диода, выделяющегося на диоде, обратно пропорциональна току через диод, $S_V \sim 1/I$. Такая зависимость часто наблюдается в кремниевых диодах, см, например, [30].

По-видимому, впервые объяснение этого эффекта было дано А.К. Нарышкиным [158], исследовавшим шумы германиевых диодов с большой шириной ОПЗ. Данный эффект будет называться здесь "эффектом Нарышкина".

Предполагалось, что токовая зависимость вида $S_V \sim 1/I$ обусловлена совместным действием двух механизмов. В диоде присутствует достаточно большая диффузионная компонента, не подверженная флуктуациям. Кроме того, присутствует и рекомбинационная компонента, практически не проявляющаяся в ВАХ диода, но являющаяся основным источником фликкерного шума (см. также [102]).

Клайнпеннином [30], предложена альтернативная модель для описания токовой зависимости вида $S_V \sim 1/I$. Эта модель основана на использовании эмпирической формулы Хоухе – Клайнпеннина – Фандамме [23, 29], не имеющей физического обоснования. Поэтому данная модель здесь не используется.

В настоящей диссертации осуществлен пересмотр эффекта Нарышкина. Показано, что при учете диффузионной и рекомбинационной компонент тока через диод в области малых токов имеет место рост спектра пропорционально квадрату тока, а в области больших токов спектр обратно пропорционален току в первой степени.

В разделе показано, что при учете "не шумящей" диффузионной компоненты и флуктуирующей рекомбинационной компоненты тока через диод, если они сравнимы по величине, в области малых токов имеет место рост спектра пропорционально квадрату тока, а в области больших токов спектр обратно пропорционален току в первой степени. Таким образом, "эффект Нарышкина" модифицируется в эффект "максимизации" шума.

В зависимости от соотношения между током рекомбинации и диффузионным то-ком возможны три случая.

– Ток рекомбинации на несколько порядков меньше диффузионного тока. При этом наблюдается зависимость, аналогичная вышерассмотренному случаю. Однако имеется количественное различие, заключающееся в том, что, в отличие от предыдущей ситуации, эффект максимизации шума наблюдается при токе, равном току насыщения диода $I = I_s$. – Существует область малых токов, в которой явно выражена рекомбинационная компонента. В этом случае в токовой зависимости спектра образуется плато.

Ток рекомбинации на несколько порядков больше диффузионного тока. В этом случае
 в токовой зависимости спектра имеет место эффект насыщения.

В исследованных светоизлучающих диодах и лазерах на КТ и КЯ диффузионную компоненту тока выявить не удалось. Поэтому, если ток рекомбинации (в ОПЗ, КТ, КЯ) подвержен фликкерным флуктуациям, то должен наблюдаться эффект насыщения шума.

Третий эффект, наблюдаемый в токовой зависимости спектра S_V фликкерных шумов напряжения, – эффект максимизации. При увеличении тока I через диод сначала наблюдается зависимость вида $S_V \sim I^2$, типичная для линейных резисторов. Затем, при достижении определенного тока I^* , спектр достигает максимального значения. Дальнейшее увеличение тока приводит к ярко выраженному уменьшению шума.

Эффект максимизации шума описан в работах [159–162] и объяснен авторами [159, 161, 162], (см. также [102]). Этот эффект обусловлен проявлением флуктуаций тока утечки.

В настоящей диссертации выполнен детальный анализ эффекта максимизации шума в светоизлучающих структурах, начатый в работах [17] и [20]. На основе анализа ВАХ и токовых спектральных зависимостей шумов напряжения в наноразмерных лазерах и светодиодах подтверждено, что фликкерные шумы в исследуемых образцах обусловлены шумами тока утечки.

Эффект максимизации фликкерного шума проявляется как правило, в случае доминирующих флуктуаций тока "утечки" [159–162]. Ток "утечки" может быть обусловлен утечкой по периметру перехода, либо через дефекты структуры. Ток утечки может быть нелинеен. Токовая зависимость спектра шума в этом случае имеет максимум. В случае очень слабой линейной утечки указанный эффект наблюдается при напряжении на диоде, равном тепловому потенциалу $V=V_T$. В области малых токов спектр нарастает пропорционально квадрату тока так же, как это происходит и для фликкерного шума линейного резистора. По мере увеличения тока через диод нарастание спектра замедляется, затем, после достижения максимума, спектр шумового напряжения начинает монотонно убывать.

<u>Раздел 1.4</u> содержит заключение к первой главе, дающее обзор приведённых в главе известных моделей и эффектов, а также новых результатов по модификации рассмотренных моделей.

Во Второй главе проводится детальный анализ шумов следующих приборов: (а) светодиодов на In_{0.2}Ga_{0.8}As квантовых ямах и InAs квантовых точках; (б) светодиодов только на InAs квантовых точках; (в) лазеров на In_{0.2}Ga_{0.8}As квантовых ямах.

<u>В Разделе 2.1</u> описаны структуры исследованных светодиодов и лазеров на квантовых ямах и квантовых точках (изготовленных в группе Б.Н. Звонкова, Научноисследовательский физико-технический институт (НИФТИ) ННГУ).

<u>В Разделе 2.2</u> рассмотрена излучательная и безызлучательная рекомбинация. Рекомбинация электронов и дырок в полупроводниках может носить как излучательный, т.е. с испусканием фотонов, так и безызлучательный характер. В излучающих устройствах преобладает первый тип рекомбинации. Однако на практике безызлучательную ре-

комбинацию никогда не удаётся свести к нулю [163]. Поэтому, в разделе проведён анализ конкуренции между двумя видами рекомбинации в полупроводниках.

<u>В Разделе 2.3</u> проводится анализ отклонений от идеальных вольтамперных характеристик. Конкретные причины отклонений реальных ВАХ диодов от идеальных могут быть обусловлены наличием паразитных сопротивлений (последовательных или параллельных).

<u>В Разделе 2.4</u> проводится анализ ВАХ и токовых зависимостей спектров НЧ шумов исследуемых светодиодов и лазеров. Во всех исследованных приборах был обнаружен ток утечки.

Приведены экспериментальные результаты: вольтамперные характеристики, токовые зависимости спектра 1/f шумового напряжения.

Основным результатом исследований, представленных в данном разделе, является вывод о том, что неоднородность протекания тока обусловлена формированием квазиомических шунтов и возникновением областей с пониженной высотой барьера. Показано, что именно этот механизм является причиной низкочастотного шума в таких светодиодах и лазерах.

<u>В Разделе 2.5</u> приводятся результаты анализа электрических шумов лазеров на квантовых ямах и флуктуаций интенсивности оптического излучения. Подтверждено наличие выявленной ранее существенной корреляции между этими случайными процессами.

В данной работе подтверждено наличие корреляции между электрическими шумами (тока утечки) и флуктуациями интенсивности оптического излучения лазеров на КЯ, обнаруженной в результате предварительного анализа, выполненного в диссертациях [17] и [20].

Диагностика светодиодов производится с помощью исследования картины перераспределения светового потока по объему диаграммы излучения в процессе наработки [164]. Обнаруженная корреляция [17], [20] показывает, что поскольку оптика в образцах полностью отсутствует, такое перераспределение существует и внутри излучающего кристалла, в его активной области, где расположена квантовая яма. Ток утечки модулирует ток через квантовую яму и трансформируется во флуктуации интенсивности оптического излучения. Таким образом, появляется возможность проводить диагностику приборов, исследуя только электрические шумы.

<u>В Разделе 2.6</u> обобщены результаты второй главы. Сделаны выводы о характеристиках исследуемых образцов. Представлены особенности шумовых процессов, проявляющихся в образцах, что дает производителю возможность минимизировать шумы в новых поколениях приборов.

В **Третьей главе** исследуются низкочастотные шумы в полупроводниковых диодах с барьером Шоттки. Произведено исследование вольтамперных характеристик, спектров электрических шумов и их зависимости от тока через образец.

Предложена модель диода Шоттки, в которой учтено сопротивление омических контактов и базы диода, а также возможность существования утечки.

На основе предложенной модели разработана процедура декомпозиции ВАХ таких диодов, ориентированная на шумовой анализ диодов Шоттки.

Показано, что фликкерные шумы напряжения, наблюдающиеся в диодах Шоттки, обусловлены флуктуациями тока термополевой эмиссии.

<u>В Разделе 3.1</u> описана структура диодов, исследованных в данной работе. В диссертации исследовались планарные диоды с барьером Шоттки, образованным контактом Ti-Au c GaAs.

<u>В Разделе 3.2</u> рассмотрены механизмы токопрохождения в барьерах Шоттки. Проанализированы механизмы токопрохождения [165] через контакт металлполупроводник: термоэлектронная эмиссия электронов над барьером; термополевая эмиссия электронов сквозь вершину барьера; туннелирование (полевая эмиссия) электронов сквозь барьер.

Показано, что диоды, у которых механизм термоэлектронной эмиссии имеет преимущественное значение, имеют почти идеальные характеристики. Участие в токопрохождении механизмов термополевой эмиссии электронов сквозь вершину барьера и туннелирования (полевой эмиссии) электронов сквозь барьер приводит к отклонению от "идеальной" ВАХ барьера Шоттки.

<u>В Разделе 3.3</u> исследовано влияние сил изображения на ВАХ диодов Шоттки. Показано, что для исследуемых диодов влиянием сил изображения на прямую ветвь ВАХ можно пренебречь.

<u>В Разделе 3.4</u> исследуется туннельное прохождение сквозь барьер Шоттки. Экспериментальные ВАХ объясняются с помощью предоложения о том, что в полупроводник диффундируют атомы, проявляющиеся как доноры, или в полупроводнике появляются

электрически активные дефекты, вследствие чего изменяется эффективная концентрация легирующей примеси. При увеличении степени легирования барьер становится тоньше и начинает проявляться термополевая эмиссия.

Если диффундирующие атомы или возникающие в полупроводнике дефекты ведут себя подобно легирующей примеси, то эффективная концентрация легирующей примеси становится выше. Установлено, что электрические характеристики золотых контактов сильно деградируют вследствие значительных металлургичских изменений на поверхности раздела. Диффузия Ga в Au сопровождается образованием галлиевых вакансий в GaAs. Эти вакансии проявляются как доноры, и изменение BAX связано с увеличением концентрации доноров, обусловливающим появление термополевой эмиссии.

<u>В Разделе 3.5</u> проведено исследование ВАХ диодов. Результаты расчётов показывают, что учёт неоднородности контакта удовлетворительно объясняет такие экспериментально наблюдаемые особенности диодов Шоттки с малой площадью контакта, как искажение ВАХ в области достаточно сильных токов (увеличение коэффициента неидеальности по сравнению с единицей).

<u>В Разделе 3.6</u> исследуются характеристики низкочастотных шумов диодов Шоттки. Во всех диодах обнаружен 1/f шум. Кроме 1/f шума, в некоторых образцах обнаружен взрывной шум, имеющий характер случайного телеграфного процесса (СТП). Для выделения взрывного шума применена процедура, основанная на стандартной теории обнаружения сигналов на фоне шумов. Исходная реализация шума была разделена на две компоненты. Первая – взрывной шум, вторая – гауссов 1/f шум. Из проведённого анализа, по-видимому, можно утверждать, что в исследованных диодах взрывной и 1/f шум имеют различную природу [17]. Предложенная процедура позволяет разделить исходную реализацию шума на две независимые компоненты и исследовать их отдельно друг от другас целью установления источника флуктуаций каждой компоненты.

<u>В Разделе 3.7</u> приводятся результаты измерения и анализа спектра 1/f шумового напряжения диодов Шоттки.

<u>В Разделе 3.8</u> приведены результаты исследования токовых зависимостей шумовых спектров диодов с барьером Шоттки. Показано, что фликкерные шумы напряжения, выделяющегося на диоде Шоттки, могут быть обусловлены флуктуациями тока термополевой эмиссии.

<u>В Разделе 3.9</u> обобщены результаты третьей главы.

В **Четвёртой главе** исследуются низкочастотные шумы в смесителях на базе диодов с барьером Шоттки с дополнительным защитным диэлектрическим слоем SiO₂. Производится исследование вольтамперных характеристик, спектров электрических шумов и их зависимости от тока через образец.

Уточнена модель диода Шоттки, в которой учтено сопротивление омических контактов и базы диода, а также возможность существования параллельного линейного сопротивления утечки и тока термополевой эмиссии.

Показано, что фликкерные шумы напряжения, наблюдающиеся в диодах Шоттки, могут быть обусловлены флуктуациями линейного сопротивления утечки и шумом тока термополевой эмиссии.

Получено выражение для спектра относительных флуктуаций коэффициента передачи смесителя. Для рассматриваемого диода Шоттки, входящего в состав смесителя, получена токовая зависимость спектра относительных флуктуаций коэффициента передачи. Показано, что зависимость спектра относительных флуктуаций коэффициента передачи смесителя от напряжения гетеродина имеет максимум. Из отношения сигнал/шум определена пороговая величина амплитуды принимаемого сигнала и её зависимость от амплитуды сигнала гетеродина.

<u>В Разделе 4.1</u> описана структура диодов, исследованных в данной работе.

<u>В Разделе 4.2</u> проведено исследование ВАХ диодов. Аналогично разделу 3.5. настоящей диссертации для данного типа диодов неоднородность контакта достаточно хорошо моделирует искажение ВАХ в области достаточно сильных токов (увеличение коэффициента неидеальности по сравнению с единицей).

<u>В Разделе 4.3</u> исследуются характеристики низкочастотных шумов диодов Шоттки данного типа. Во всех диодах был обнаружен 1/f шум. Приводятся результаты измерения и анализа спектра 1/f шумового напряжения диодов Шоттки.

<u>В Разделе 4.4</u> исследованы флуктуации коэффициента передачи смесителя на диоде Шоттки. Оценена спектральная плотность мощности относительных флуктуаций коэффициента передачи.

<u>В Разделе 4.5</u> проведена оценка величины пороговой амплитуды входного сигнала смесителя.

<u>В Разделе 4.6</u> исследовано прохождение гармонического сигнала через нестабильный смеситель на полупроводниковом диоде. Коэффициент передачи смесителя не по-

стоянен во времени, а испытывает флуктуации, порождённые фликкерным шумом диода. В связи с этим решена задача определения формы спектра на выходе смесителя.

<u>В Разделе 4.7</u> приведены результаты данной главы. Показано, что фликкерные шумы напряжения, наблюдающиеся в диодах Шоттки, обусловлены шумом линейного сопротивления утечки и шумом термополевой эмиссии.

В Пятой главе проводится анализ шумов прототипов наноразмерных полупроводниковых диодов Шоттки с б–легированием и преобразование шумов в детекторах на основе таких диодов. Представлены результаты исследования вольтамперных характеристик (ВАХ) и спектра низкочастотного шума низкобарьерных диодов Шоттки. Анализ ВАХ нужен для диагностики структуры диодов. В частности, из ВАХ могут быть определены параметры диода: дифференциальное сопротивление, сопротивление базы и контактов, высота барьера Шоттки, и т.д. Особенно важно, что из анализа ВАХ может быть уточнено значение толщины δ–слоя, полученной в процессе выращивания структуры.

ВАХ этих диодов детально исследовалась Производителем, см., например, [138– 142]. Здесь используется иной подход, ориентированный на выявление технологических областей в структуре диода, содержащих источники наблюдаемого фликкерного шума.

<u>В Разделе 5.1</u> описана структура диодов, исследованных в данной работе (диоды изготовлены в группе В.И. Шашкина, Институт физики микроструктур (ИФМ) РАН). Проводится анализ ВАХ исследуемых диодов. Предложена модель низкобарьерного диода Шоттки с б–легированием, в которой учтено сопротивление омических контактов и базы диода, а также возможность существования утечки.

Осуществлена декомпозиции ВАХ таких диодов. Исследованы ВАХ диодов; получено удовлетворительное согласие модели и эксперимента.

Показана необходимость учета последовательного сопротивления базы и контактов R_b . Помимо снижения высоты барьера с целью уменьшения дифференциального сопротивления R_{D0} при нулевом напряжении, необходимо уделять внимание проблеме уменьшения сопротивления базы и контактов.

Приведены измеренные спектры НЧ шумов исследуемых диодов. Выполнен анализ токовых зависимостей этих спектров.

На основе анализа ВАХ диода предложена модель флуктуаций эффективного числа атомов донорной примеси в δ–слое перехода Шоттки, объясняющая эксперимен-

тальные данные. Атомы основной примеси полностью ионизованы. Однако в рассматриваемом слое могут присутствовать подвижные атомы неконтролируемых примесей, например, кислорода, водорода и т.д. Предполагается, что каждый такой атом формирует ДУС. Стохастические (термоактивированные) переключения между состояниями ДУС могут проявляться через стохастические (типа СТП) изменения энергии ионизации подобных (бистабильных) атомов примеси. Эти изменения приводят к флуктуациям эффективного числа атомов донорной примеси.

Согласно предложенной модели, спектр фликкерного шумового напряжения, выделяющегося на диоде, сначала нарастает пропорционально квадрату тока через диод, а при больших значениях тока наступает эффект насыщения.

Выявлена неприменимость модели Ван дер Зила для описания спектра естественных шумов в полупроводниковых диодах, имеющих коэффициент неидеальности ВАХ, превышающий единицу. Предложено и экспериментально подтверждено модифицированное соотношение, устраняющее этот недостаток.

В <u>Разделе 5.2</u> в рамках гауссовской аппроксимации совокупности входной и выходной переменных найдены статистические характеристики выходного сигнала, когда в качестве нелинейного элемента используется диод Шоттки с δ–легированием.

В <u>Разделе 5.3</u> рассмотрена инерционная детектирующая система. Поскольку всякая детектирующая система является инерционной, возникает задача исследования влияния инерционности системы на простейшие статистические характеристики выходного процесса. Решена задача нахождения выходных статистических характеристик и их зависимостей от параметров входного шума при инерционном детектировании с использованием диода Шоттки с δ–легированием в гауссовском приближении для совокупности входной и выходной переменной.

<u>В Разделе 5.4</u> обобщены результаты пятой главы. Найдены статистические характеристики выходного процесса при безынерционном детектировании случайного стационарного процесса с учетом обратной связи с использованием диода Шоттки с б– легированием в гауссовском приближении. Рассмотрены предельные случаи слабой обратной связи, при которой имеет место обычное нелинейное безынерционное детектирование, и сильной обратной связи, при которой детектируется небольшая часть входного процесса и система является практически линейной.

Для характеристики обратной связи введён безразмерный коэффициент обратной связи $\tilde{A}=R/R_{D0}$, равный отношению нагрузочного сопротивления к дифференциальному сопротивлению диода при нулевом напряжении.

В частности, в случае слабой обратной связи $\tilde{A} << 1$, большую роль играет эффект расширения полосы спектра. Это объясняется тем, что при малой обратной связи почти всё входное напряжение попадает на детектор и подвергается нелинейному преобразованию.

При возрастании обратной связи на детектор начинает поступать меньшая часть входного напряжения. Следовательно падает выпрямлённый ток и уменьшается полоса выходного шума за счёт того, что часть шума сохранила первоначальную полосу.

При дальнейшем росте обратной связи вклад "продетектированных" шумов становится всё более малым и величина постоянного тока на выходе падает, при этом основную роль начинает играть прямое прохождение шума.

При сильной обратной связи \tilde{A} >>1 детектируется небольшая часть входного шума и система является почти линейной. Выпрямлённый ток мал, а выходной шум практически совпадает с входным. Поэтому полоса выходного шума равна полосе входного спектра.

Проанализированы найденные выходные статистические характеристики при инерционном детектировании стационарного шума с использованием диода Шоттки с б–легированием. Зависимости выходных параметров от входных получены в гауссовском приближении. Анализ полученных зависимостей позволил выявить особенности поведения среднего значения и дисперсии выходного шума при малой интенсивности воздействующего шума.

В случае широкополосного входного шума при увеличении мощности этого шума происходит уменьшение скорости роста среднего значения на выходе. Это связано с тем, что постоянная составляющая из-за отрицательной обратной связи непрерывно сдвигает рабочую точку нелинейного элемента (диода) в область меньшей крутизны так, что при больших значениях мощности входного шума постоянная составляющая на выходе становится пропорциональной этой мощности.

При дальнейшем росте мощности, когда полоса системы сильно возрастает, условие широкополосности нарушается и наступает режим квазистатичности, соответствующий режиму безынерционного детектирования.

Таким образом, показано, что при относительно большой дисперсии входного шума имеет место переход в режим безынерционного детектирования.

В Шестой главе рассмотрены флуктуационные процессы в физических системах, подчиняющихся правилам льда.

<u>В Разделе 6.1</u> представлены результаты исследования водяного льда. Приведён обзор современных воззрений на водяной лёд и представлены результаты оригинальных исследований в этой области. Анализируются гексагональная и кубическая модификация льда. Вместо рассмотрения системы сильно взаимодействующих диполей с атомной концентрацией в работе описывается движение зарядов путём перемещения H₃O⁺, OH⁻, D, L – дефектов. Введение в рассмотрение дефектов позволяет найти обобщённую диэлектрическую проницаемость льда.

Обобщённая диэлектрическая проницаемость описывает электрический отклик как связанных зарядов (обычная диэлектрическая проницаемость), так и свободных зарядов (проводимость). В данном разделе в рамках модели классических квазичастиц вычислена обобщённая диэлектрическая проницаемость льда (воды) как функция волнового вектора и частоты в диапазоне частот, в котором отклик на приложенное электрическое поле определяется протонной подсистемой льда. Полученное выражение полностью описывает электродинамику льда: распространение электромагнитных волн, экранирование и перенос заряда.

Водяной лёд является базой для анализа чрезвычайно интересного и перспективного объекта исследования – спинового льда. Спиновый лёд имеет широкие перспективы для практического использования в качестве принципиально новых устройств записи и хранения информации.

<u>В Разделе 6.2</u> рассмотрен спиновый лёд. Проведён анализ флуктуаций числа пар магнитных дефектов, т.е. процессов рождения (генерации) и уничтожения (рекомбинации) пар магнитных дефектов. Проведён стохастический анализ, в ходе которого показано, что флуктуации можно описывать с помощью уравнения Ланжевена. Исследован спектр шума генерации–рекомбинации магнитных дефектов. Показано, что флуктуации концентрации магнитных дефектов могут проявляться во флуктуациях плотности магнитного момента, которые могут быть измерены экспериментально.

Таким образом, предложен метод обнаружения магнитных монополей в спиновом льду.

Предложенный метод использован коллективом зарубежных авторов (со ссылками на работу соискателя) из Корнелльского, Оксфордского, Стэнфордского университетов, израильского института – Техниона и ряда других, экспериментально подтвердивших его состоятельность и предсказанный спектр генерационно-рекомбинационного шума магнитных монополей в статье в Nature [153].

Дополнительно соискателем разработана обобщённая модель генерационнорекомбинационного шума магнитных монополей, учитывающая возможность распределения времён релаксации.

<u>В Разделе 6.3</u> делаются выводы о сходствах и различиях моделей обыкновенного и спинового льда и об особенностях флуктуаций концентрации квазичастиц в спиновом льду.

В Заключении изложены основные результаты и выводы.

В **Приложении 1** представлено описание экспериментальной установки для измерения низкочастотных шумов светоизлучающих структур. Приведены основные характеристики приборов, входящих в её состав.

В **Приложении 2** представлено описание основных характеристик приборов установки для измерения НЧ шума диодов с барьером Шоттки.

В Приложении 3 приведен список сокращений и обозначений.

Теоретическая и практическая значимость работы

Данная работа посвящена изучению низкочастотных электрических шумов и флуктуаций параметров в твердотельных системах. Исследованы шумы в наноразмерных полупроводниковых структурах (светодиодах, лазерных диодах, диодах с барьером Шоттки). Изучено преобразование шумовых сигналов в системах на их основе. Проанализированы флуктуации в физических системах, подчиняющихся правилам льда. Исследованы частотные и токовые зависимости спектров, а также другие статистические характеристики: взаимная корреляция флуктуаций напряжения и флуктуаций интенсивности оптического излучения в лазерных диодах; влияние различных токовых компонент в ВАХ на токовые зависимости спектров; спектр естественных шумов диодов; особенности преобразования шумов детекторами на основе селективно легированных микроструктур; влияние флуктуаций электрофизических параметров диодов с контактами металл–полупроводник на спектр выходного сигнала в смесителях; флуктуации концентрации магнитных монополей и их связь с флуктуациями магнитного момента в спиновом льду. Полученные результаты имеют как теоретическую, так и практическую значимость.

1. Показана перспективность применения низкочастотной шумовой спектроскопии для диагностики свойств наноструктурных светодиодов и лазеров. Показано, что низкочастотный (фликкерный) шум напряжения и фликкерные флуктуации интенсивности излучения (для лазеров) несут информацию о неоднородности протекания тока в таких светодиодах и лазерах и, как следствие, позволяет выявлять дефекты их структуры.

2. Информация о том, что селективное δ–легирование низкобарьерных диодов Шоттки приводит к возникновению эффекта "насыщения" интенсивности фликкерных шумов напряжения, тогда как в диодах Шоттки без δ–легирования имеет место эффект "максимизации" шумов, может быть использована для диагностики структуры и выявления возможных источников фликкерных шумов низкобарьерных диодов. Установленная связь коэффициента неидеальности вольтамперной характеристики со спектральной плотностью мощности дробового шума позволяет правильно вычислять спектральную плотность мощности дробового шума в диодах Шоттки и в диодах с *p-n* переходом с неидеальной вольтамперной характеристики.

3. Анализ преобразования случайных процессов детекторами на основе селективно легированных микроструктур, базирующийся на методах кумулянтного анализа, позволил предсказать и объяснить особенности поведения спектра процесса на выходе детектирующей системы в безынерционном и инерционном режимах. Информация о выходном спектре детектирующей системы актуальна для задач приёма излучения.

4. Результаты, касающиеся механизмов протекания тока в диодах с контактом металл–полупроводник, дают представление о причинах возникновения фликкерного шума в таких диодах.

5. Аналитически решена задача о влиянии флуктуаций электрофизических параметров диодов с контактами металл–полупроводник на спектр выходного сигнала в смесителях на таких диодах. Это позволяет, зная шумовые характеристики диода, делать оценки выходной формы спектра смесителя, что крайне важно в инженерных приложениях.

6. Созданная теория генерационно-рекомбинационного шума магнитных монополей в спиновом льду имеет фундаментальное значение. Предложен новый метод обнаружения магнитных монополей в спиновом льду. Этот метод использован коллективом

зарубежных авторов (со ссылками на работу соискателя), экспериментально подтвердивших предсказанный спектр генерационно-рекомбинационного шума магнитных монополей.

Методология и методы исследования

При решении поставленных задач в работе были использованы методы статистической радиофизики, методы математического анализа, методы физики полупроводников и физики твёрдого тела, методы радиофизических измерений и методы компьютерного моделирования.

На защиту выносятся следующие положения

1. Развит и апробирован подход, позволивший исследовать флуктуационные эффекты в области низких модуляционных частот в лазерах и светодиодах с квантовыми ямами и квантовыми точками, в диодах Шоттки, в низкобарьерных диодах Шоттки с δ– легированием.

2. С использованием развитого подхода теоретически и экспериментально показано, что селективное δ -легирование низкобарьерных диодов Шоттки приводит к возникновению эффекта "насыщения" интенсивности фликкерных шумов напряжения, тогда как в диодах Шоттки без δ -легирования имеет место эффект "максимизации" шумов. Установлена обратно пропорциональная зависимость уровня спектральной плотности мощности дробового шума в диодах Шоттки и в диодах с *p-n* переходом от коэффициента неидеальности вольтамперной характеристики.

3. Впервые проведён теоретический анализ преобразования случайного процесса детектором на базе низкобарьерного диода, изготовленного на основе селективно легированной микроструктуры металл-полупроводник. Объяснена зависимость спектральных характеристик процесса на выходе детектора от режима его работы. Теоретически обнаружен эффект перехода в режим безынерционного детектирования при росте мощности входного шума.

4. Показано, что ток термополевой эмиссии, обусловленный наличием областей с локально избыточной концентрацией донорных примесей в диодах с контактом металл– полупроводник (*n*-типа), наряду с током утечки, является причиной возникновения фликкерного шума.
5. Выявлено и количественно оценено влияние флуктуаций электрофизических параметров диода с контактом металл-полупроводник смесителя на выходную форму спектра сигнала, что важно для практических приложений.

6. Впервые предложены теория генерационно-рекомбинационного шума магнитных монополей в спиновом льду и метод обнаружения монополей. Определена спектральная плотность мощности шума генерации–рекомбинации магнитных монополей. Показано, что флуктуации концентрации монополей проявляются во флуктуациях плотности магнитного момента. Теория, разработанная соискателем, подтверждена экспериментально другими авторами.

Достоверность обеспечивается для экспериментальных результатов их повторяемостью, для теоретических выводов и обобщений – подтверждается результатами экспериментов. Кроме того, полученные результаты подтверждают и развивают результаты, полученные другими исследователями. Основная часть теоретических выводов подтверждена эксперименальными данными, полученными при участии диссертанта. Кроме того, в частных случаях, есть совпадение с результатами других авторов.

Апробация результатов работы и публикации

Основные результаты диссертационной работы отражены в 132 научных публикациях [166–297], в том числе в двух монографиях [221, 264] и в 43 статьях в рецензируемых изданиях, включенных в список ведущих научных журналов и изданий, утвержденный ВАК РФ [172–174, 179, 182, 190, 200–203, 207, 208, 210–212, 223–225, 227, 232, 236–238, 245, 250, 252–255, 258, 262, 267, 268, 270, 273, 275, 276, 282, 289–291, 294, 297]. Получен патент на изобретение [154]. Результаты работы представлены на ряде научных конференций и совещаний:

- международные конференции по шумам и флуктуациям (International Conference on Noise and Fluctuations) ICNF–2007 (Япония), 2009 (Италия), 2011 (Канада), 2013 (Франция), 2015 (Китай), 2019 (Швейцария);
- международные конференции по разработке электрических, компьютерных, электронных и коммуникационных приложений ICECECE (International Conference on

37

Electrical, Computer, Electronics and Communication Engineering) 2012 (Австралия), 2013 (ЮАР), 2014 (Австралия), 2015 (Австралия);

- международная конференция по нерешённым проблемам шума UPoN 2012 (Индия);
- международная конференция по статистической механике в Ситджесе 2012 (Испания);
- международные конференции по статистической физике в Эриче 2018, 2019 (Италия);
- международные научно-технические конференции INTERMATIC 2006 2018
 "Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения" (Москва, МИРЭА);
- ежегодные международные научно-методические семинары "Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах" (2005–2011 г., МНТОРЭС им. А.С. Попова, Москва);
- международная научная конференция "Тонкие пленки и наноструктуры" 22–26 ноября 2005 г. (Москва, МИРЭА);
- XII Международный Симпозиум "Нанофизика и наноэлектроника" 10–14 марта 2008
 г., Н.Новгород;
- ежегодная "Научная конференция по радиофизике" (2004–2020 г., ННГУ, Н.Новгород);
- ежегодная "Нижегородская сессия молодых ученых" (Н.Новгород, 2004–2012 г.).
- Результаты работы регулярно докладывались на семинарах научноисследовательской лаборатории стохастических мультистабильных систем Научнообразовательного центра "Физика твердотельных наноструктур" отдела фундаментальных и прикладных исследований, а также на семинарах кафедры статистической радиофизики и мобильных систем связи (до 2019 года – кафедра бионики и статистической радиофизики) Национального исследовательского Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского.

17 работ (в том числе 9 статей) из 132 выполнены без соавторов. В работах [166, 167, 174] задача сформулирована Пудеевым А.В., решение и интерпретация результатов сделаны автором диссертации. В работах [168–172, 175, 177–181, 183–189, 274] задача сформулирована Якимовым А.В., решение и интерпретация результатов сделаны авто-

ром диссертации совместно с Беляковым А.В. В работе [176] постановка задачи осуществлена автором диссертации, решение и интерпретация результатов сделаны совместно с Клюевым Ан. В. В работе [190, 262] постановка задачи осуществлена автором диссертации совместно с Якимовым А.В., решение и интерпретация результатов сделаны автором диссертации. В работах [191, 194] постановка задачи осуществлена автором диссертации совместно с Якимовым А.В., решение и интерпретация результатов сделаны автором диссертации совместно с Корзуевой О.М. В работах [192, 195] постановка задачи осуществлена автором диссертации совместно с Якимовым А.В., решение и интерпретация результатов сделаны автором диссертации совместно с Тюкалкиным С.Ю. В работе [193] постановка задачи осуществлена автором диссертации совместно со Шмелёвым Е.И., решение и интерпретация результатов сделаны автором диссертации совместно со Шмелёвым Е.И. В работах [196, 200–204, 209, 213, 214, 222, 223, 226, 231, 237, 241, 245] постановка задачи осуществлена автором диссертации совместно со Шмелёвым Е.И. и Якимовым А.В., решение и интерпретация результатов сделаны автором диссертации совместно со Шмелёвым Е.И. и Якимовым А.В. В работах [197, 219, 220, 244] постановка задачи осуществлена автором диссертации совместно со Шмелёвым Е.И. и Якимовым А.В., в интерпретации результатов принимали участие все соавторы статьи. В работе [199] постановка задачи осуществлена автором диссертации совместно со Шмелёвым Е.И., в интерпретации результатов принимали участие все соавторы статьи. В работах [205, 206, 210-212, 215-218, 233, 238, 251] постановка задачи осуществлена В.П. Самариным и В.Ф. Клюевым, решение и интерпретация результатов сделаны всеми соавторами статьи. В работе [225, 258, 260, 268, 275, 289] постановка задачи осуществлена Рыжкиным И.А., автор диссертации принимал участие в расчётах и интерпретации результатов совместно со всеми соавторами статьи. В работах [228–230, 232, 243, 248, 252, 254, 255, 261, 266, 270-272, 276-282, 291] постановка задачи осуществлена автором диссертации, интерпретация результатов сделаны всеми соавторами статьи. В работе [239, 240, 242, 249] постановка задачи осуществлена Оболенским С.В., автор диссертации принимал участие в интерпретации результатов совместно со всеми соавторами статьи. В работах [253, 256, 264, 265, 269, 273] задача сформулирована Якимовым А.В., решение и интерпретация результатов сделаны автором диссертации совместно с Якимовым А.В. В работах [290, 294, 297] задача сформулирована Якимовым А.В., решение и интерпретация результатов сделаны автором диссертации совместно с другими соавторами. В [154] соискатель проводил анализ собственных шумов измерительной установки и определение статистических погрешностей измерения спектральной плотности мощности низкочастотного шума в токе через филамент мемристора.

Работа выполнена при поддержке следующих федеральных целевых программ и грантов.

Разработка интегрального СВЧ трансивера и создание научно-исследовательского образовательного центра по проектированию интегральных микросхем СВЧ диапазона. ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России", № темы H-275, "Исследование и разработка систем беспроводной широкополосной связи", шифр заявки 2009-1.1-214-001-057.

ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России", № темы 273.

Исследование сложных объектов различной физической природы современными радиофизическими методами (НИР, выполняемая по Заданию Минобрнауки РФ), № темы H-028.

Исследование явлений в жидких средах, твердотельных приборах электроники и радиотехнических системах радиофизическими методами. ФЦП "Научные и научнопедагогические кадры инновационной России", № темы Н-325-21.

Разработка интегральных микросхем сверхширокополосного приемо-передатчика и цифрового конвейерного сигнального процессора (Программа реализации комплексных проектов по созданию высокотехнологичного производства), № темы H-328-16 (2014–2016).

Настоящая работа поддержана Правительством Российской Федерации, договор № 074-02-2018-330 (2).

Измерения шумов мемристивных структур проводились на оборудовании Научно-образовательного центра физики твердотельных наноструктур ННГУ.

Прототипы наноразмерных светоизлучающих диодов и лазеров были изготовлены в лаборатории Б.Н. Звонкова (Научно-исследовательский физико-технический институт (НИФТИ) ННГУ).

Автор выражает глубокую благодарность проф. А.В. Якимову за научное консультирование. Автор выражает благодарность сотрудникам радиофизического факультета ННГУ А.А. Дубкову, А.В. Маругину и С.В. Оболенскому, профессору Л. Фандамме (Технологический университет Эйндховена, Нидерланды) – за плодотворные дискуссии по теме диссертации, ценные советы и замечания.

Диссертант благодарен за предоставленные прототипы диодов Шоттки с блегированием группе В.И. Шашкина (Институт физики микроструктур (ИФМ) РАН).

Автор выражает благодарность А.В. Белякову за плодотворные дискуссии по теме диссертации, ценные советы и замечания.

Автор выражает благодарность своему коллеге в проведении экспериментов Шмелёву Е.И.

Автор выражает благодарность И.А. Рыжкину и М.И. Рыжкину, сотрудникам института физики твёрдого тела (ИФТТ) РАН, за плодотворное сотрудничество при написании некоторых статей.

Автор благодарен сотрудникам научно-образовательного центра "Физика твердотельных наноструктур" за содействие в выполнении работы.

Автор благодарен сотрудникам кафедры статистической радиофизики и мобильных систем связи (до 2019 года – кафедры бионики и статистической радиофизики) ННГУ за всестороннее обсуждение работы.

1. Физические модели фликкерного шума

Основные результаты, представленные в настоящей главе, опубликованы в работах [168, 169, 221, 264]. С целью объяснения природы фликкерного шума были предложены некоторые модели, основные из которых будут рассмотрены в этой главе.

Также в главе рассматриваются шумовые свойства полупроводниковых диодов. Исследование шумовых свойств полупроводниковых приборов всегда начинается с изучения вольтамперных характеристик (ВАХ). В данной главе представлено описание таких компонент тока ВАХ полупроводникового диода, как диффузионный ток, рекомбинационный ток, ток утечки.

Фликкерный шум, обусловленный проявлением каждой из указанных компонент, имеет свои особенности. Анализируется зависимость спектральной плотности мощности S_V (далее спектра) шумового напряжения, выделяющегося на диоде, от полного тока через образец. Различные эффекты, наблюдаемые в этой зависимости, свидетельствуют о наличии различных механизмов шумообразования.

1.1. Основные модели фликкерного шума

Поскольку природа фликкерного шума до сих пор окончательно не выяснена, здесь будут рассмотрены только некоторые модели [137, 264, 98, 298].

1.1.1. Модель Дю Пре – Ван дер Зила

1.1.1.1. Спектр фликкерного шума как суперпозиция лоренцевых спектров

Рассматриваемая модель была предложена в 1950 году Дю Пре [27] и А. Ван дер Зилом [24] практически одновременно.

Идея модели состоит в следующем [264, 98].

Спектр вида 1/f в ограниченном (хотя и сколь угодно широком) диапазоне частот $[f_{\rm H}, f_{\rm B}]$ есть суперпозиция спектров лоренцева типа, различающихся временем релаксации τ_{0i} и, как следствие, частотой среза $f_{ci} = 1/(2\pi\tau_{0i})$. Вид такой суперпозиции качественно изображён на Рисунке 1.1.

Рассмотрим спектр относительных флуктуаций сопротивления образца, вызванных некоторым (гипотетическим) процессом генерационно–рекомбинационного типа:

$$S_{\partial R}(f \mid \tau_{0i}) = \frac{4\tau_{0i}}{1 + (2\pi f \tau_{0i})^2} \cdot \langle \delta R_i^2 \rangle.$$
(1.1.1)

Здесь $\langle \delta R_i^2 \rangle$ – дисперсия (полная мощность) относительных флуктуаций сопротивления, вызванных *i*-м процессом, характеризующимся заданным временем релаксации τ_{0i} .

Считается, что в образце действуют $N_{\rm G}$ генерационно–рекомбинационных процессов, то есть $i = [1, N_G]$. Для простоты анализа допустим, что все эти процессы обладают одинаковой мощностью:

$$<\delta R_i^2 > = <\delta R_1^2 >, i = [1, N_G].$$
 (1.1.2)

Однако процессы различаются временами релаксации τ_{0i} , принимающими значения в хотя и ограниченном, но сколь угодно широком диапазоне значений:

$$\tau_{0i} \in [\tau_{\rm H}, \tau_{\rm B}]; \ \tau_{\rm H} <<< \tau_{\rm B}.$$
(1.1.3)

Здесь $\tau_{\rm H}$ и $\tau_{\rm B}$ – нижнее (минимальное) и верхнее (максимальное) значения времён релаксации.



Рис. 1.1. Синтез спектра 1/f шума в модели Дю Пре – Ван дер Зила

Найдём распределение $W_{\tau 0}(\tau_0)$ времён релаксации τ_{0i} , приводящее к спектру полных флуктуаций сопротивления $S_{\delta R}$, имеющему вид 1/f пусть в ограниченном, но сколь угодно широком диапазоне частот [$f_{\rm H}, f_{\rm B}$]. Полагая, что все процессы являются статистически взаимно независимыми, в соответствии с правилами теории вероятности имеем:

$$S_{\partial \mathcal{R}}(f) = N_{G} \int_{(\tau^0)} S_{\partial \mathcal{R}}(f \mid \tau_0) W_{\tau^0}(\tau_0) d\tau_0.$$
(1.1.4)

Здесь интегрирование ведётся по всем возможным значениям времён релаксации τ_0 . Принимая во внимание соотношение (1.1.1) для "условного" спектра относительных флуктуаций сопротивления, получим:

$$S_{\partial R}(f) = N_{G} \int_{(\tau_0)} \frac{4\tau_0 \cdot \left\langle \delta R_1^2 \right\rangle}{1 + (2\pi f \tau_0)^2} W_{\tau_0}(\tau_0) d\tau_0.$$

Произведём замену переменной интегрирования:

$$\tau_0 \rightarrow 2 \pi f \tau_0$$
,

В результате соотношение (1.1.4) примет следующий вид:

$$S_{\partial \mathcal{R}}(f) = \left\langle \partial \mathcal{R}^2 \right\rangle \cdot \left[\frac{2}{\pi} \int_a^b \tau_0 W_{\tau 0}(\tau_0) \frac{d(2\pi f \tau_0)}{1 + (2\pi f \tau_0)^2} \right] \cdot \frac{1}{f}.$$
(1.1.5)

Здесь используются следующие пределы интегрирования:

$$a = 2\pi f \tau_{\rm H}, b = 2\pi f \tau_{\rm B}.$$
 (1.1.6)

Кроме того, введена дисперсия полных относительных флуктуаций сопротивления:

$$<\delta R^2 > = N_{\rm G} \cdot <\delta R_1^2 >.$$
 (1.1.7)

Видим, что если вычисление интеграла в (1.1.5) приводит к некоторому фиксированному значению, то спектр имеет вид 1/f. Для получения требуемого результата рассмотрим несобственный табличный интеграл:

$$\int_{0}^{\infty} \frac{dx}{1+x^{2}} = \operatorname{arctg} x \Big|_{0}^{\infty} = \frac{\pi}{2}.$$
 (1.1.8)

Таким образом, для приведения подынтегральной функции в (1.1.5) к виду, использованному в (1.1.8), необходимо, чтобы распределение времён релаксации $W_{\tau 0}(\tau_0)$ было обратно пропорционально своему аргументу τ_0 . С учётом условия нормировки этот результат выглядит следующим образом:

$$W_{\tau_0}(\tau_0) = \begin{cases} A_0 / \tau_0, & \tau_0 \in [\tau_{\rm H}; \tau_{\rm B}] \\ 0, & \tau_0 \notin [\tau_{\rm H}; \tau_{\rm B}] \end{cases}; \quad A_0 = \frac{1}{\ln(\tau_{\rm B} / \tau_{\rm H})}. \quad (1.1.9)$$

Качественно вид распределения представлен на Рисунке 1.2.



Рис. 1.2. Качественный вид распределения времён релаксации в модели Дю Пре – Ван дер Зила [27, 24]

На рисунке изображена степенная зависимость $W_{\tau 0} \sim 1/\tau_0^{\chi}$, где $\chi = 1$. Величина χ называется параметром формы распределения.

Использование распределения (1.1.9) приводит к следующему преобразованию соотношения (1.1.5) для спектра полных относительных флуктуаций сопротивления:

$$S_{\partial \mathcal{R}}(f) = \frac{\left\langle \partial \mathcal{R}^2 \right\rangle}{\ln(\tau_{\rm B}/\tau_{\rm H})} \cdot \left[\frac{2}{\pi} \int_{a}^{b} \frac{dx}{1+x^2} \right] \cdot \frac{1}{f}.$$
 (1.1.10)

Примем теперь $a \approx 0$ и b >> 1. Это означает, что рассматриваются «промежуточные» частоты:

$$1/(2\pi\tau_{\rm B}) \ll f \ll 1/(2\pi\tau_{\rm H}).$$
 (1.1.11)

В этом случае спектр (1.1.10) принимает вид 1/f:

$$S_{\partial \mathcal{R}}(f) = \frac{A}{f}; \quad A = \frac{\left\langle \partial \mathcal{R}^2 \right\rangle}{\ln(f_{\rm B}/f_{\rm H})}; f_{\rm H} \ll f \ll f_{\rm B}. \tag{1.1.12}$$

Здесь, на основании условия (1.1.11), введены нижняя и верхняя частоты перегиба:

$$f_{\rm H} = 1/(2\pi\tau_{\rm B}), f_{\rm B} = 1/(2\pi\tau_{\rm H}).$$
 (1.1.13)

На более низких частотах (в эксперименте не выявленных), $f \ll f_{\rm H}$, спектр переходит в плато (см. Рисунок 1.1). При превышении верхней частоты перегиба, $f \gg f_{\rm B}$, спектр начинает спадать по закону $1/f^2$.

Итак, согласно модели Дю Пре – Ван дер Зила, фликкерный шум есть суперпозиция неких процессов, обладающих лоренцевой формой спектра. Чем ниже частота анализа, на которой наблюдается спектр типа 1/f, тем большие значения должно принимать время релаксации процесса. Количество таких процессов должно быть обратно пропорциональным времени релаксации τ_0 .

Используя приведённый выше подход, можно показать, что для синтеза спектра фликкерного шума, имеющего параметр формы γ , отличающийся от единицы, необходимо распределение времён релаксации $W_{\tau 0}$, обладающее параметром формы $\chi = 2 - \gamma$.

Например, если $\chi <1$, то есть увеличен удельный вес процессов, обладающих большими временами релаксации, то $\gamma >1$ – скорость нарастания спектра увеличивается при стремлении частоты анализа к нулю. Иначе говоря, фликкерный шум становится более низкочастотным.

Таким образом, для объяснения фликкерного шума, наблюдающегося до сколь угодно низких (не наблюдаемых экспериментально) частот анализа, необходимо выявление флуктуационных процессов, обладающих временами релаксации, достигающими сколь угодно больших значений.

1.1.1.2. Термоактивированные процессы, как причина фликкерного шума

Для решения проблемы, сформулированной выше, допустим, что время релаксации τ_0 характеризует некоторый термоактивированный процесс, которому соответствует энергия активации *E*, то есть [24]:

$$\tau_0 = \tau_{\rm T} \cdot \exp(E/kT). \tag{1.1.14}$$

Здесь $\tau_{\rm T}$ – так называемый предэкспоненциальный множитель. Его значение определяется физическим механизмом исследуемого процесса [98, 264].

Требуется найти распределение $W_E(E)$ энергий активации, приводящее к распределению (1.1.9) времён релаксации и, как следствие, к спектру вида 1/f для исследуемых флуктуаций. Рассматриваемые величины E и τ_0 связаны между собой безынерционным нелинейным соотношением (1.1.14). Поэтому, согласно известному правилу теории вероятностей, имеем [264, 98]:

$$W_{E}(E) = W_{\tau 0}(\tau_{0}(E)) \cdot \left| \frac{d\tau_{0}(E)}{dE} \right|.$$
 (1.1.15)

Учтём, что в рассматриваемой модели диапазон значений времён релаксации ограничен, $\tau_0 \in [\tau_H, \tau_B]$, см. соотношение (1.1.3). Поэтому, согласно (1.1.14), энергии активации могут принимать значения из ограниченного диапазона $E \in [E_1, E_2]$. Граничные значения рассматриваемых величин связаны между собой соотношением (1.1.14):

$$\tau_{\rm H} = \tau_{\rm T} \cdot \exp(E_1/kT), \ \tau_{\rm B} = \tau_{\rm T} \cdot \exp(E_2/kT). \tag{1.1.16}$$

Проводя необходимые вычисления, находим требуемое распределение энергий активации:

$$W_{E}(E) = \frac{1}{E_{2} - E_{1}}, E \in [E_{1}, E_{2}].$$
(1.1.17)

Видим, что энергии активации должны быть распределены равномерно в диапазоне $[E_1, E_2]$. Говоря иначе, приведённое в (1.1.3) условие сколь угодно широкого диапазона значений времён релаксации трансформируется в условие широкого набора энергий активации в масштабе kT, то есть $E_2 - E_1 >> kT$.

Таким образом, проблема выявления флуктуационных процессов, обладающих временами релаксации, достигающими сколь угодно больших значений, трансформировалась в поиск термоактивированных случайных процессов, обладающих требуемым широким набором энергий активации [264, 98].

Завершая анализ модели Дю Пре – Ван дер Зила отметим, что использование финитных распределений (1.1.9) и (1.1.17) является непринципиальным математическим упрощением. Главная идея состоит в том, чтобы распределение времён релаксации имело вид $W_{\tau 0} \sim 1/\tau_0$, либо, соответственно, распределение энергий активации W_E было примерно постоянным в диапазоне многих kT.

Это замечание особенно актуально в связи с тем, что «идеальная» степенная зависимость у спектра фликкерного шума не наблюдается никогда [264, 98]. Чаше всего спектр имеет «волнистый» характер, аппроксимируемый зависимостью вида $1/f^{\gamma}$.

1.1.2. Фликкерный шум как суперпозиция случайных процессов телеграфного типа

Рассмотрим моделирование фликкерного шума *x*(*t*) суперпозицией случайных телеграфных процессов (СТП) [98]:

$$x(t) = \sum_{k=1}^{K} x_k(t).$$
(1.1.18)

Здесь $x_k(t)$ – есть *k*-й СТП, *K* – число случайных процессов.

Пример реализации отдельного процесса изображён на Рисунке 1.7.

Процесс состоит из прямоугольных импульсов «1», разделённых паузами «0». Высота импульса (размах СТП) в процессе номер k составляет $(x)_k$.

Для простоты предполагается, что длительности пауз и импульсов распределены по закону Больцмана:

$$W_{0,1}(\tau) = \tau_{0,1}^{-1} \exp(-\tau/\tau_{0,1}), \ \tau \ge 0. \tag{1.1.19}$$

Здесь τ_0 и τ_1 - средние длительности пауз и импульсов.



Рис. 1.3. Пример реализации СТП.

В этом случае спектр отдельного телеграфного процесса имеет лоренцев вид (как у генерационно–рекомбинационного шума), см., например, главу 11 монографии Б.Р. Левина [299]:

$$S_{x_k}(f \mid f_k) = \frac{A_k f_k}{f_k^2 + f^2}.$$
 (1.1.20)

В приведённом соотношении введены следующие обозначения:

$$A_{k} = \frac{2}{\pi} \left\langle (x)_{k}^{2} \right\rangle \frac{\tau_{1}}{\tau_{0} + \tau_{1}}$$
(1.1.21)

– параметр, характеризующий мощность отдельного процесса, определяемый высотами импульсов, а также вероятностью их появления $\tau_1/(\tau_0 + \tau_1)$;

$$f_k = \frac{1}{2\pi} (\tau_0^{-1} + \tau_1^{-1})$$
(1.1.22)

- так называемая "опорная частота" спектра.

Для упрощения анализа примем, что все случайные телеграфные процессы обладают одинаковыми размахами (высотами импульсов),

$$<(x)_k^2> = <(x)_1^2>$$

При совпадении средних длительностей пауз и импульсов, $\tau_0 = \tau_1$, указанные величины принимают следующие значения:

$$A_{k} = \frac{1}{\pi} \left\langle (x)_{1}^{2} \right\rangle, f_{k} = 1/(\pi \tau_{1}) . \qquad (1.1.23)$$

При этом суммарный спектр определяется следующим образом:

$$S_{x}(f) = K S_{x_{k}}(f \mid f_{k}) W_{f_{k}}(f_{k}) df_{k}.$$
(1.1.24)

Далее следуем модели Дю Пре – Ван дер Зила, изложенной в Разделе 1.1.1.

Разница заключается в следующем [264, 98].

Теперь в выражение для условного спектра (1.1.20) вместо времени релаксации τ_0 , определявшего условный спектр (1.1.1), входит опорная частота f_k .

Таким образом, вместо распределения времён релаксации, имеющего вид, описываемый соотношением (1.1.9), требуется следующее распределение $W_{fk}(f_k)$ опорных частот:

$$W_{fk}(f_k) = \begin{cases} B_0 / f_k, & f_k \in [f_{\rm H}; f_{\rm B}] \\ 0, & f_k \notin [f_{\rm H}; f_{\rm B}] \end{cases}; \quad B_0 = \frac{1}{\ln(f_{\rm B} / f_{\rm H})}. \quad (1.1.25)$$

Заметим, что вид этого распределения совпадает, в области промежуточных частот, с видом моделируемого спектра [264, 98].

Теперь перейдём к наиболее обоснованной, как представляется на данный момент, физической модели фликкерного шума.

1.1.3. Модель двухуровневых систем

Двухуровневые системы (ДУС) впервые были обнаружены в физических объектах при исследовании свойств, не имевших отношения к фликкерному шуму [22].

В рассматриваемом образце всегда существуют точечные дефекты, имеющие несколько метастабильных состояний. Дефект может переходить из одного состояния в другое (и обратно) вследствие воздействия на него тепловых колебаний решётки. Разумеется, эти переходы осуществляются в случайные моменты времени [264, 98].

В результате смены состояний дефекта изменяются его электрофизические параметры, определяющие параметры образца, например, сопротивление. Таким образом, наличие подобных дефектов приводит возникновению флуктуаций параметров образца.

Рассмотрим простейший случай, когда количество состояний у каждого метастабильного дефекта равно двум. Такие дефекты формируют двухуровневые системы.

Энергетическая диаграмма бистабильного дефекта, формирующего ДУС, изображена на Рисунке 1.4.



Рис. 1.4. Энергетическая диаграмма бистабильного дефекта

Здесь указаны метастабильные состояния «0» и «1», между которыми осуществляются переходы дефекта. Эти состояния разделены энергетическим барьером, имеющим высоту E. Величина E_b – разница глубин локальных потенциальных минимумов.

Термоактивированные переходы дефекта между состояниями «0» и «1» имеют характер случайного телеграфного процесса. Соответствующие изменения электрофизических параметров образца, вызванные этими переходами, тоже имеют характер СТП, см., например, Рисунок 1.3. Средние времена пребывания в рассматриваемых состояниях, имеющие смысл средних длительностей «пауз» и «импульсов» СТП, определяются следующими соотношениями:

$$\tau_0 = \frac{1}{f_{\rm T}} \exp\left(\frac{E}{kT}\right), \ \tau_1 = \tau_0 \exp\left(\frac{E_{\rm b}}{kT}\right). \tag{1.1.26}$$

Здесь $f_{\rm T}$ – средняя частота тепловых колебаний решётки, $f_{\rm T} \approx 10^{11}$ Гц.

Далее выполняется анализ, аналогичный изложенному в Разделе 1.1.2. «Фликкерный шум как суперпозиция случайных процессов телеграфного типа».

При этом для получения спектра вида 1/f, согласно модели Дю Пре – Ван дер Зила, необходимо наличие широкого набора высот *E* энергетических барьеров в масштабе kT, см. соотношение (1.1.17).

1.2 Вольтамперная характеристика полупроводникового диода

В настоящем разделе приводится описание вольтамперной характеристики диода, формируемой различными компонентами, присутствующими в полном токе. Учитывается наличие (последовательного) сопротивления базы и контактов. Приводится эквивалентная схема диода, используемая для дальнейшего флуктуационного анализа.

Начнем с анализа тока диффузиии носителей заряда через ОПЗ [20].

Рассмотрим (для простоты) диод, в котором области, примыкающие к электронно-дырочному переходу, легированы равномерно [300]. Ограничимся одномерным анализом.

Концентрация дырок в p-области значительно больше, чем в n-области. Поэтому дырки диффундируют в n-область, где они являются неосновными носителями, оставляя в p-области нескомпенсированный отрицательный заряд акцепторов. Аналогичный процесс имеет место для электронов, диффундирующих из n-области в p-область, оставляющих в n-области нескомпенсированный положительный заряд доноров. На границе раздела между p и n областями появляется контактная разность потенциалов V_k , приводящая к ослаблению диффузии носителей тока [20].

Электрическое поле, созданное в обедненной области ионами легирующей примеси, вызывает дрейфовый ток неосновных носителей, который направлен противоположно диффузионному току. В равновесном состоянии (в отсутствие внешнего напряжения) результирующий ток через переход равен нулю [20]. Полный ток *I*_d, при напряжении *V*_d, приложенном к *p*-*n* переходу, имеет вид [300]:

$$I_d = I_s \left[\exp\left(\frac{V_d}{\eta_d V_T}\right) - 1 \right], \tag{1.2.1}$$

где $V_T = kT/q$ – тепловой потенциал, определяемый элементарным зарядом q, постоянной Больцмана k, и абсолютной температурой T, $\eta_d = 1$ –коэффициент неидеальности диффузионной компоненты тока,

$$I_s = qS\left(\frac{D_p p_n}{L_p} \operatorname{cth} \frac{w_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \operatorname{cth} \frac{w_p}{L_n}\right)$$
(1.2.2)

– обратный ток насыщения. Здесь D_p и D_n – коэффициенты диффузии дырок и электронов, p_n – равновесная концентрация дырок в n области, n_p – равновесная концентрация электронов в p области, L_p и L_n – длина свободного пробега дырки и электрона, w_p и w_n – толщина нейтральной части в областях с дырочным и электронным типами проводимости. Через S обозначена площадь перехода.

Заметим, что величина теплового потенциала *V*_{*T*}, характеризующего нелинейность ВАХ, составляет при комнатной температуре примерно 25 мВ.

Учтем теперь рекомбинацию в ОПЗ электронов и дырок, диффундирующих навстречу друг другу, формирующую рекомбинационную компонетну полного тока диода. Детальная теория данного механизма для *p*–*n* перехода дана в работе [301].

Величина тока, обусловленного генерацией и рекомбинацией носителей в ОПЗ, при определенных упрощающих условиях имеет вид:

$$I_r = I_{r0} \left[\exp\left(\frac{V_d}{\eta_r V_T}\right) - 1 \right], \qquad (1.2.3)$$

где

$$I_{r0} = \frac{q V_T dS n_i}{E \tau}$$
(1.2.4)

– характерный ток. Здесь τ – время жизни носителей заряда, E – максимальная величина поля в переходе, n_i – концентрация равновесных носителей, d – толщина ОПЗ, $\eta_r=2$ – коэффициент неидеальности рекомбинационной компоненты тока.

Известно [300], что рекомбинация в области пространственного заряда более существенна для диодов, изготовленных из полупроводников с большой шириной запрещенной зоны. Например, в полупроводниковых диодах из кремния она играет большую роль, чем в германиевых, особенно при низких температурах. В полупроводниковых диодах, изготовленных из материалов с большой шириной запрещенной зоны и малым временем жизни носителей (например, карбид кремния), прямой ток почти полностью определяется рекомбинацией носителей в области пространственного заряда.

Следует отметить, что рекомбинационная компонента тока зависит от напряжения как $\exp(V_d/2V_T)$, а диффузионный ток – как $\exp(V_d/V_T)$. Следовательно, несмотря на то, что рекомбинационная компонента тока с ростом напряжения растет, её относительная роль, при наличии диффузионной компоненты I_d , в полном токе диода уменьшается [20].

В полном токе *I* полупроводникового диода может наблюдаться компонента *I*_{leak}, связанная с утечкой носителей заряда [20].

Ток утечки в общем случае содержит две компоненты — линейную I_{lin} и нелинейную I_{nl} :

$$I_{\rm leak} = I_{\rm lin} + I_{\rm nl} \,. \tag{1.2.5}$$

Линейная компонента описывается сопротивлением R_{lin} :

$$I_{\rm lin} = V / R_{\rm lin} \,. \tag{1.2.6}$$

Для моделирования нелинейной компоненты здесь используется характеристика обычного диода:

$$I_{\rm nl} = I_{\rm nl0} \cdot \left[\exp\left(\frac{V}{\eta_{\rm nl}V_T}\right) - 1 \right]. \tag{1.2.7}$$

Здесь I_{nl0} и η_{nl} –характерный ток и коэффициент неидеальности нелинейной компоненты, как правило, $\eta_{nl} >> 1$.

Следует отметить, что ток утечки *I*_{leak} – весьма общее понятие. В каждом конкретном типе полупроводниковых приборов к выражению типа (1.2.7) могут приводить различные физические механизмы [20].

Таким образом, полный ток через диод состоит из описанных выше трех компонент:

$$I = I_d + I_r + I_{\text{leak}}.$$
 (1.2.8)

Завершая краткий анализ возможных компонент полного тока диода, учтем наличие объемного сопротивления базы и контактов (последовательного сопротивления) диода R_b . Для простоты допустим, что через это сопротивление протекает полный ток диода I. В случае идеальных (омических) контактов полное напряжение V_d на диоде равно

$$V_d = V + R_b \cdot I. \tag{1.2.9}$$

Вышеприведенные соотношения определяют ВАХ диода. Им соответствует эквивалентная схема диода, возбуждаемого постоянным током, изображенная на Рисунке 1.5.



Рис. 1.5. Эквивалентная схема диода

Здесь

$$R_d = (dI_d/dV_d)^{-1} = V_T/(I_d + I_s)$$
(1.2.10)

 – дифференциальное сопротивление, соответствующее диффузионной компоненте (1.2.1) тока через переход;

$$R_r = 2V_T / (I_r + I_{r0}) \tag{1.2.11}$$

 – дифференциальное сопротивление, соответствующее рекомбинационной компоненте (1.2.3) тока через переход.

$$R_{\text{leak}} = \left(R_{\text{lin}}^{-1} + \frac{I_{\text{nl}} + I_{\text{nl0}}}{n_{\text{nl}} V_T} \right)^{-1}$$
(1.2.12)

– дифференциальное сопротивление утечки, определяемое соотношениями (1.2.5),
 (1.2.6) и (1.2.7).

В заключение анализа эквивалентной схемы диода следует сделать ряд дополнительных замечаний.

В эквивалентной схеме диода, изображенной на рис. 1.5, предполагается, что ток утечки I_{leak} , описываемый соотношением (1.2.5), протекает через сопротивление R_b базы и контактов. Разумеется, это – упрощенное предположение. Однако в области больших токов, когда падение напряжения на этом сопротивлении становится заметным, током утечки, как правило, можно пренебречь. Тем не менее, возможное перераспределение линейной и нелинейной компонент тока утечки представлено на рисунке штриховой линией.

С другой стороны, сопротивление R_b базы и контактов может быть нелинейным, например, вследствие неидеальности контактов. В этом случае соотношение (1.2.9) становится неприменимым. Однако необходимая модификация этого соотношения не представляет никаких принципиальных трудностей [20].

1.3 Источники фликкерного шума в полупроводниковом диоде

1.3.1 Модель 1/f шума на основе бистабильных дефектов

В кристаллах в результате внешнего воздействия или возмущений в процессе роста нередко нарушается правильное расположение атомов либо в отдельных участках кристалла, размеры которых сравнимы с межатомным расстоянием (точечные дефекты), либо вдоль макроскопической длины (дислокации) или же вдоль поверхностей (поверхностные дефекты). Остановимся подробнее на точечных дефектах.

При определенных условиях точечные дефекты могут проявлять свойство мультистабильности. Данные дефекты далее рассматриваются как одни из возможных источников фликкерного шума [237, 19].

Точечные дефекты могут быть мелкоуровневыми и глубокоуровневыми [302, 303].

Когда простые дефекты движутся, вследствие, например, тепловых колебаний решетки, они могут взаимодействовать с другими как собственными, так и несобственными точечными дефектами [304, 305]. При этом под собственными дефектами будем понимать нарушения структуры, которые локализованы в отдельных точках кристалла, их размеры в трех измерениях не превышают одного или нескольких параметров решетки. К ним относят: вакансии – отсутствие атомов в узлах решетки; междоузельные атомы основного вещества, комплексы точечных дефектов. Под несобственными дефектами (примесными дефектами) будем понимать – атомы (ионы) примеси, которые замещают атом основного элемента в узле решетки, или располагаются в междоузельном пространстве (пустоте). В результате этого образуются более сложные дефекты, комплексы, способные привести к появлению анизотропии подвижности носителей заряда в твердых телах. Необходимо отметить, что преимущественно комплексы образуются противоположно заряженными дефектами [306, 307].

В качестве примеров нестабильных дефектов, изменяющих свое зарядовое состояние, могут выступать ловушки электронов и дырок, располагающихся в объёме и на поверхности образца [237, 19]. В настоящее время выявлено и идентифицировано большое количество подобных дефектов [301, 304, 305, 308, 309]. При этом природа и свойства мультистабильных в пространстве дефектов на данный момент являются менее изученными [237, 19].

В настоящей работе используется подход, согласно которому считается, что фликкерный шум является следствием перемещения точечных дефектов в материале (см., напр., [102]).

1.3.2 Фликкерные флуктуации параметров диода

Основные результаты, изложенные в данном разделе, опубликованы в работе [179].

Как было показано в предыдущем разделе, стохастические переключения между состояниями бистабильных дефектов приводят к возникновению флуктуаций подвижности и/или концентрации носителей тока, см. также [155]. Таким образом, здесь рассмотрение ведется в рамках так называемых $\delta \mu$ и δn моделей [23, 310].

Бистабильные дефекты, находящиеся в области нейтральной базы диода, приводят к флуктуациям диффузионной компоненты тока. Бистабильные дефекты, находящиеся в области пространственного заряда приводят к флуктуациям рекомбинационной компоненты. Флуктуации тока утечки обычно связаны с процессами, происходящими по периметру диода [20]. Для описания 1/f шума вводятся относительные флуктуации эквивалентных сопротивлений $\delta R_{\lambda}(t)$:

$$R_{\lambda} \Longrightarrow (1 + \delta R_{\lambda}(t)) \cdot R_{\lambda}, \ \lambda = d, r, l, b.$$
(1.3.1)

Введенные флуктуации можно считать некоррелированными, поскольку они отражают пространственно разнесенные процессы. Согласно использованной модели бистабильных дефектов спектры относительных флуктуаций сопротивлений не зависят от тока через диод:

$$S_{\delta R\lambda}(f) = \operatorname{const}(I), \ \lambda = l, d, r, b.$$
(1.3.2)

Итак, приняв во внимание флуктуации эквивалентных сопротивлений, вместо соотношений для компонент тока полупроводникового диода (1.2.1), (1.2.3), (1.2.5)–(1.2.7) имеем:

а) для диффузионной компоненты тока

$$I_d = (1 - \delta R_d(t)) \cdot I_s \cdot [\exp(V_d/V_T) - 1]; \qquad (1.3.3)$$

б) для рекомбинационной компоненты

$$I_r = (1 - \delta R_r(t)) \cdot I_{r0} \cdot [\exp(V_d/2V_T) - 1]; \qquad (1.3.4)$$

в) для полного тока утечки

$$I_{l} = (1 - \delta R_{l}(t)) \cdot I_{l}(V).$$
(1.3.5)

Кроме того, необходимо учесть флуктуации последовательного сопротивления (сопротивление базы и контактов) $\delta R_s(t)$. В результате выражение (1.2.9) для полного напряжения на диоде принимает вид:

$$V_d = V + (1 + \delta R_s(t)) \cdot R_s \cdot I.$$
 (1.3.6)

Как уже отмечалось ранее, в соотношениях, содержащих относительные флуктуации параметра и его невозмущенное (среднее) значение, знак статистического усреднения можно опускать для меньшей громоздкости записей. Такой подход использован и здесь. Например, в (1.3.6) величина R_s имеет смысл $\langle R_s \rangle$.

1.3.3 Эффекты в токовых зависимостях спектров

Основные результаты, изложенные в данном разделе, опубликованы в работе [169].

Учёт $\delta R_d(t)$ – относительных флуктуаций диффузионного сопротивления диода приводит к следующему выражению для шумового напряжения:

$$v(t) = V_{nd} \cdot \delta R_d(t) , \qquad (1.3.7)$$

где

$$V_{nd} = V_T \cdot I_d / (I_d + I_s)$$
(1.3.8)

-коэффициент пересчета, имеющий размерность напряжения. Этот коэффициент определяет вид токовой зависимости спектра шумового напряжения, выделяющегося на диоде:

$$S_{\nu}(f) = V_{nd}^{2} \cdot S_{\partial Rd}(f) . \qquad (1.3.9)$$

Эквивалентная схема диода, позволяющая учесть флуктуации диффузионного сопротивления, и зависимость V_{nd} от тока через диод, иллюстрирующая эффект насыщения изображена на Рисунке 1.6. Впервые объяснение этого эффекта было предложено А.Н.Малаховым [157] в 1958 году, хотя на тот момент роль точечных дефектов в формировании шума была ещё не известна.

Необходимо отметить, что эффект насыщения рассматривался ранее лишь на примере флуктуаций диффузионного сопротивления диода. То есть предполагалось наличие только диффузионной компоненты тока [20].

В структурах с квантовыми ямами / точками основной компонентой является компонента, обусловленная рекомбинацией в активной области диода между электронами и дырками, диффундирующими навстречу друг другу.

В случае наличия только рекомбинационной компоненты тока, подверженной флуктуациям, также будет наблюдаться эффект насыщения [20].

Таким образом, обязательным условием проявления эффекта насыщения шума является наличие лишь одной токовой компоненты, например, только диффузионной, как в "обычных" диодах, или только рекомбинационной, как в светодиодах и лазерах с КТ и КЯ.



Рис.1.6 Эквивалентная схема диода и различные эффекты, связанные с учётом относительных флуктуаций различных эквивалентных сопротивлений

Учёт $\delta R_r(t)$ – относительных флуктуаций рекомбинационного сопротивления диода приводит к выражению для шумового напряжения, имеющиму вид:

$$v(t) = V_{nr} \cdot \delta R_r(t) , \qquad (1.3.10)$$

где

$$V_{nr} = (R_d^{-1} + R_r^{-1})^{-1} \cdot I_r.$$
(1.3.11)

Спектр шума, как и прежде, находится следующим образом:

$$S_{\nu}(f) = V_{nr}^{2} \cdot S_{\delta Rr}(f).$$
 (1.3.12)

Объяснение такой токовой зависимости впервые предложил А.К.Нарышкин [158].

Выше был рассмотрен случай, когда I_s и I_{r0} сравнимы по величине. Однако в реальных диодах одна из компонент может оказаться преобладающей. Рассмотрим некоторые частные случаи.

а) $I_s >> I_{r0}$ – ток рекомбинации на несколько порядков меньше диффузионного тока. При этом наблюдается зависимость, аналогичная вышерассмотренному случаю. Однако имеется количественное различие, заключающееся в том, что, в отличие от ситуации, изображенной на рис.1.10, эффект максимизации шума наблюдается при токе $I = I_s$.

б) $I_s < I_{r0}$ – существует область малых токов, в которой явно выражена рекомбинационная компонента. При этом, когда $I_r << I_{r0}$, имеем $V_{nr} \sim I_r$ (как в линейных резисторах), а когда $I_r >> I_{r0}$, происходит переход к эффекту насыщения шума, $V_{nr} \sim$ const, см. рис.1.10. В области больших токов получим $V_{nr} \sim 1/\sqrt{I}$ при $I >> I_{rd}$. То есть эффект насыщения фликкерного шума сменяется эффектом Нарышкина.

в) *I_s* <<*I_{r0}* – ток рекомбинации на несколько порядков больше диффузионного тока. При наличии только рекомбинационной компоненты тока, подверженной флуктуациям, должен наблюдаться эффект насыщения шума.

Заметим, что в исследованных нами полупроводниковых диодах и лазерах на квантовых ямах/ точках основной является рекомбинационная компонента. Из анализа ВАХ диффузионная компонента у таких структур выявлена не была. Однако, эффекта насыщения в токовой зависимости спектра шумового напряжения в данных структурах обнаружено не было.

В заключение следует отметить, что эмпирическая формула Хоухе – Клайнпеннина – Фандамме [23], использованная Клайнпеннином [30] для анализа фликкерных шумов в полупроводниковых диодах, дает такую же токовую зависимость спектра шумового напряжения, как и в эффекте А.К. Нарышкина. Однако данный подход не имеет физического обоснования.

При учёте низкочастотных флуктуаций эквивалентных линейного $\delta R_{ll}(t)$ и нелинейного $\delta R_{nl}(t)$ сопротивлений утечки спектр шумового напряжения принимает вид:

$$S_{\nu}(f) = V_{nll}^{2} \cdot S_{\delta R ll}(f) + V_{nnl}^{2} \cdot S_{\delta R nl}(f). \qquad (1.3.13)$$

Здесь $V_{nll} = I_{ll}R$ и $V_{nnl} = I_{nl}R$ – коэффициенты пересчета.

В частном случае достаточно слабой и линейной утечки имеем:

$$v(t) = V_{nll} \cdot \delta R_{ll}(t) , \qquad (1.3.14)$$

где

$$V_{nll} = \frac{V_T^2}{(I+I_s)R_{ll}} \ln(1+I/I_s)$$
(1.3.15)

 коэффициент пересчета, имеющий размерность напряжения. Его токовая зависимость определяет токовую зависимость спектра шумов, возникающих из-за флуктуаций сопротивления утечки (рис.1.6)

$$S_{\nu}(f) = V_{nll}^{2} \cdot S_{\delta Rll}(f). \qquad (1.3.16)$$

Максимум в зависимости V_{nll} наблюдается при $I = (e - 1)I_s$, то есть при напряжении переходе $V = V_T$.

В случае нелинейной утечки эффект максимизации шума сохранится, но будет проявляться слабее из-за уширения пика.

Если диод обладает большими утечками, то эффект максимизации сохраняется. Однако токовая зависимость спектра шума, изображенная на рис.1.6, несколько трансформируется. В частности, максимум смещается в сторону больших токов [162].

В структурах с квантовыми ямами / точками основной компонентой является компонента, обусловленная рекомбинацией в активной области диода между электронами и дырками, диффундирующими навстречу друг другу.

В случае наличия рекомбинационной компоненты тока и компоненты тока утечки, подверженной флуктуациям, также будет наблюдаться эффект максимизации.

Таким образом, обязательным условием проявления эффекта максимизации шума, является наличие двух токовых компонент с различными коэффициентами неидеальности. Причем флуктуациям должна быть подвержена компонента с большим коэффициентом неидеальности. Например, диффузионная компонента и подверженная флуктуациям компонента тока утечки, как в "обычных" диодах, или рекомбинационная компонента и подверженная флуктуациям компонента тока утечки, как в светодиодах и лазерах с КТ и КЯ.

1.4 Выводы по первой главе

В данной главе рассмотрены основные физические модели фликкерного шума: модель Дю Пре – Ван дер Зила, модель двухуровневых систем.

Приводится описание вольтамперной характеристики диода, формируемой различными компонентами, присутствующими в полном токе. Суммарный ток через полупроводниковый диод формируется диффузионной компонентой, рекомбинационной компонентой (носители рекомбинируют в ОПЗ или в квантовых точках (КТ) и квантовых ямах (КЯ)) и током утечки. Обсуждаются источники фликкерного шума в полупроводниковом диоде. Используется подход, согласно которому считается, что фликкерный шум является следствием перемещения точечных дефектов в материале.

Рассмотрены эффекты, объясняющие различные токовые зависимости спектра шума полупроводникового диода (лазера). В качестве причин фликкерного шума рассматриваются бистабильные дефекты, приводящие к флуктуациям электрофизических параметров полупроводникового материала и, как следствие, к флуктуациям различных токовых компонент. В основе описания модифицированных эффектов насыщения шума, эффекта А.К. Нарышкина и эффекта максимизации шума лежит информация о различных компонентах ВАХ диода и их количественном соотношении.

Проведено обобщение эффекта А.Н. Малахова. Показано, что обязательным условием проявления эффекта насыщения шума является наличие лишь одной токовой компоненты, подверженной флуктуациям, например, только диффузионной, как в "обычных" диодах (эффект А.Н. Малахова), или только рекомбинационной, как в светодиодах и лазерах с КТ и КЯ. То есть, до сих пор эффект насыщения был рассмотрен для диодов, в которых преобладает диффузионная компонента. В диссертации доказано, что эффект насыщения может проявляться и при других преобладающих компонентах тока. Обязательным условием является наличие лишь одной компоненты тока, подверженной флуктуациям. Это обобщение эффекта А.Н. Малахова.

Учет дополнительного сопротивления нагрузки, шунтинующего диод по малому сигналу приводит к тому, что насыщение наступает при больших значениях тока через диод.

Проведено обобщение эффекта А.К. Нарышкина. Этот эффект имеет место, если кроме диффузионной компоненты тока существует рекомбинационная компонента тока через диод, подверженная флуктуациям. Считалось, что в этом случае спектр шумового напряжения убывает обратно пропорционально току, однако в диссертации доказано, что в области малых токов имеет место рост спектра пропорционально квадрату тока. Доказано, что в области малых токов имеет место рост спектра пропорционально квадрату тока.

В зависимости от того, какая из компонент тока (диффузионная или рекомбинационная) преобладает, возможны различные токовые зависимости спектра в области больших токов.

62

Если рекомбинационная компонента тока меньше, или сравнима по величине с диффузионной компонентой, то имеет место эффект масимизации.

Если же ток рекомбинации на несколько порядков больше диффузионного тока, то имеет место эффект насыщения.

Впервые доказано, что эффект максимизации шума проявляется при учете двух токовых компонент с различными коэффициентами неидеальности, характеризующими нелинейность ВАХ. Причем флуктуациям должна быть подвержена компонента с большим коэффициентом неидеальности. Например, диффузионная компонента и подверженный флуктуациям ток утечки, как в "обычных" диодах, или рекомбинационная компонента и подверженный флуктуациям ток утечки, как в светодиодах и лазерах с КТ и КЯ.

2. Низкочастотные шумы в квантово-размерных светоизлучающих структурах

Основные результаты, представленные в настоящей главе, опубликованы в работах [168, 170–172, 175, 177–181, 183–185, 186–189, 221, 246, 250, 253, 255, 256, 273, 274, 283].

Физика квантовых низкоразмерных структур и связанная с ней электронная техника переживают в настоящее время период интенсивного развития.

Квантово-размерные гетероструктуры (КРС) стали за последние годы одним из основных объектов исследований и разработок в физике, технике и технологии полупроводников [311, 312]. Так называют структуры, активные области которых, т.е. области, в которых происходят основные электронные процессы, имеют характерные размеры порядка де-бройлевской длины волны электронов, что приводит к квантованию их энергии. Эти структуры классифицируют по размерности электронного газа в активных областях на гетероструктуры с двумерным (2D) газом или гетероструктуры с квантовыми ямами [313], одномерным (1D) газом или гетероструктуры с квантовыми нитями и нульмерным (0D) газом или гетероструктуры с квантовыми нитями и подчеркивает основную особенность таких структур, с которой связаны их основные свойства и технические применения – квантование электронного газа, обусловленное пространственным ограничением движения электронов в одном, двух или всех трех направлениях.

В настоящее время наибольший интерес исследователей вызывают гетеронаноструктуры с квантовыми ямами и квантовыми точками на основе арсенида галлия (GaAs) и его твердых растворов (Al_xGa_{1-x}As и In_xGa_{1-x}As) разного состава, $x=0.1\div1$. Эти материалы имеют подходящую для применения во многих электронных и, особенно, оптоэлектронных приборах (светодиодах, лазерах и др.), так называемую прямозонную энергетическую структуру с шириной запрещенной зоны $E_g \sim 1$ эВ, и относительно малую эффективную массу электронов $m_e \sim 0.05m_0$, где m_0 - масса электрона в вакууме, что облегчает создание условий для размерного квантования [20].

Различие постоянных кристаллических решёток гетеропары, обычно считавшееся её недостатком, оказалось весьма ценным свойством в технологии получения самоорганизованных квантовых точек. В основе процесса самоорганизации лежит свойство неравновесных физических систем при приближении к термодинамическому равновесию переходить в состояние, в котором свободная энергия системы минимальна. Это даёт возможность получения массива довольно однородных по размерам, бездефектных, напряжённых нанокластеров InGaAs в матрице GaAs, обладающих свойствами квантовых точек.

Преимущества полупроводниковх лазеров с квантово-размерными гетероструктурами связаны с повышением дискретности энергетического спектра и пространственной локализации электронов и дырок в квантово-размерных гетероструктурах, что должно привести к снижению плотности порогового тока, при котором начинается генерация излучения, повышению его температурной стабильности, увеличению усиления и мощности.

Активная область лазера с одним или несколькими слоями самоорганизованных квантовых точек InAs или квантовых ям InGaAs встроена в p-n переход в GaAs и ограничена с обеих сторон слоями InGaP, имеющих меньший, чем у GaAs показатель преломления. Эти слои создают оптический волновод для излучения, которое распространяется в плоскости самоорганизованных квантовых точек. Торцевые грани лазера, покрытые с одной стороны глухим, а с другой стороны полупрозрачным зеркалом, образуют резонатор Фабри-Перо [20].

Через p-n переход пропускается ток в прямом направлении, что приводит к заполнению уровней самоорганизованных квантовых точек или квантовых ям электронами и дырками и возникновению при достаточно большой плотности тока инверсной населённости уровней и генерации излучения. Переход от спонтанной электролюминисценции в режим лазерной генерации проявляется в резком сужении линии излучения и в увеличении её интенсивности.

2.1. Структуры исследованных светодиодов и лазеров

В рамках программы НАТО "Science for Peace" [314] в 2002 году проведены совместные эксперименты Нижегородского госуниверситета и Эйндховенского технологического университета (Нидерланды) по исследованию НЧ шумов следующих наноразмерных полупроводниковых структур:

- 1) светоизлучающих диодов на InAs квантовых точках [315],
- светоизлучающих диодов на InAs квантовых точках с дополнительной In_{0.2}Ga_{0.8}As квантовой ямой,
- 3) In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs/InGaP лазеров на квантовых ямах [316, 317].

Прототипы структур изготовлены в лаборатории Б.Н. Звонкова, в Нижегородском физико-техническом институте (НИФТИ) при ННГУ [20].

Ниже приведены результаты исследования НЧ шумов светоизлучающих структур (спектры и их токовые зависимости). Анализируются вольтамперная и ваттамперная характеристики, пороговый ток генерации лазерного излучения. Используются предварительные результаты, полученные в диссертации А.В.Белякова [17] и А.В. Клюева [20]. Здесь, в основном, обсуждаются только те образцы, для которых углубленный анализ ранее не проводился.

В эксперименте измерялось шумовое напряжение, выделяющееся на исследуемых структурах. Для лазеров одновременно измерялся шум в токе фотодетектора, установленного на оптическом выходе лазера. НЧ шумы напряжения и фототока усиливались, оцифровывались и записывались на жесткий диск компьютера реализациями по 1 млн. отсчетов. Затем осуществлялась обработка данных при помощи многофункционального анализатора, выполненного в программной среде LabVIEW [318, 319]. Данные об экспериментальной установке и специально разработанном программном комплексе представлены в Приложении 1.

Структура лазеров на КЯ изображена на Рисунке 2.1. Она имеет следующий состав.

- Подложка *n*⁺–GaAs (толщина *d*=160мкм);
- Буферный слой n^+ –GaAs (концентрация основных носителей $n=10^{18}$ см⁻³, подвижность $\mu=2000$ см²/В·с, d=700нм);
- Два широкозонных ограничивающих слоя InGaP (*n*=*p*=10¹⁸см⁻³, *µ_n*=700см²/В·с, *µ_p*=35см²/В·с, *d*=500–550нм);
- Волноводный слой GaAs (*d*=750–800нм), содержащий две квантовые ямы
 In_xGa_{1-x}As вблизи середины области (*x*=0.2; *d*=9нм);
- Контактный слой p^+ –GaAs ($p=10^{19}$ см⁻³, $\mu=100$ см²/В·с, d=500-550 нм).



Рис. 2.1. Структура лазера на квантовых ямах

Полезно указать значения ширины запрещенной зоны E_g для примененных материалов (эВ, при *T*=300°К) [320]: GaAs – 1.42; InAs – 0.36; In_{0.2}Ga_{0.8}As – 1.21 (Ga_xIn_{1-x}As, E_g =0.36+1.064·*x*, *x* ∈ [0.5;1]).

Структуры светоизлучающих диодов представлены на Рисунке 2.2.



Рис. 2.2. Структуры светодиодов на КТ и КЯ (№3504) и только на КТ (№3486)

Оба типа имеют слой InAs КТ в *p-n*–переходе. Светодиоды, имеющие в своем названии индекс "К", относятся к структуре № 3486. Образцы без индекса "К" относятся к структуре №3504, которая отличается наличием дополнительной InGaAs квантовой ямы (КЯ).

Обе структуры имеют n⁺-GaAs подложку и n^+ -GaAs буферный слой, экспонированный в CCl₄, с концентрацией основных носителей $n=10^{18}$ см⁻³. Слой *n*-GaAs является матрицей для наращивания квантовых точек. Активная область светодиодов, представленная слоем InAs KT, располагается в центре резкого *p*-*n*-перехода. Слой p^+ -GaAs также является буферным.

Отличием структуры №3504 является наличие InGaAs КЯ толщиной 6 нм.

2.2. Излучательная и безызлучательная рекомбинация в светодиодах и лазерах с квантовыми ямами и точками

Рекомбинация электронов и дырок в полупроводниках бывает излучательной, т.е. с испусканием фотонов и безызлучательной [321, 163]. В излучающих устройствах преобладает первый тип рекомбинации. Однако на практике безызлучательную рекомбинацию никогда не удаётся свести к нулю. Таким образом, в полупроводниках всегда происходит конкуренция между двумя видами рекомбинации.

2.2.1. Излучательная рекомбинация пар электрон-дырка

Независимо от того, является полупроводник легированным или нет, в нём всегда присутствуют оба типа свободных носителей: электроны и дырки. В условиях равновесия, т.е. когда материал не подвергается никаким внешним воздействиям, например воздействию электрических полей, выполняется закон действующих масс, который гласит, что произведение концентраций электронов и дырок при заданной температуре является константой [163], т.е.

$$n_0 p_0 = n_i^2,$$

где n_0 и p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок, а n_i – собственная концентрация. Этот закон справедлив только для невырожденных легированных полупроводников.

Избыток носителей в полупроводниках создается при поглощении фотонов либо при инжекции в материал электронов [163]. Суммарная концентрация носителей равна

сумме их равновесных концентраций и концентрации соответствующих избыточных носителей, т.е.

$$n=n_0+\Delta n; p=p_0+\Delta p,$$

где Δn и Δp - концентрации избыточных электронов и дырок.

Перейдем к рекомбинации пар носителей. Нас интересует скорость уменьшения концентрации носителей, которая является скоростью рекомбинации и обозначается R. Рассмотрим теперь поведение электрона в зоне проводимости. Вероятность его рекомбинации с дыркой пропорциональна концентрации дырок, т.е. $R \sim p$. При этом число актов рекомбинации будет пропорционально концентрации электронов. Следовательно, скорость рекомбинации пропорциональна произведению концентрации электронов и дырок, т.е. $R \sim n \cdot p$. Используя коэффициент пропорциональности, скорость рекомбинации, происходящей в единицу времени в единице объема, можно определить как [163]:

$$R = -\frac{\mathrm{d}\,n}{\mathrm{d}\,t} = -\frac{\mathrm{d}\,p}{\mathrm{d}\,t} = B \cdot n \cdot p \,.$$

Это выражение называется уравнением скорости бимолекулярной рекомбинации, а *B* - коэффициентом бимолекулярной рекомбинации. Для полупроводников типа $A^{III}B^V$ типичные значения коэффициента *B* составляют $10^{-11}-10^{-9}$ см³/с и его можно определить по модели Ван Розбрука-Шокли [163].

2.2.2 Распределение носителей в *p-n* гетеропереходах

Все современные светодиоды разрабатываются на основе гетеропереходов [163]. Устройства на гетеропереходах состоят из полупроводников двух типов: с узкой запрещенной зоной для создания активной области и с широкой запрещенной зоной для формирования барьерных слоев. Если в состав структуры входят два барьерных слоя, она называется двойной гетероструктурой [163].

В двойных гетероструктурах барьерные слои ограничивают инжектированные носители в активной области. Поэтому величина области рекомбинации опредляется не диффузионной длиной, а толщиной активного слоя.

Это очень существенное изменение. Предположим, что толщина активной области намного меньше типичной диффузионной длины. Значения диффузионных длин обычно лежат в диапазоне 1–20 мкм, а размеры активной области в двойных гетероструктурах соствляют 0.01–1.0 мкм. Это означает, что концентрация носителей в

активной области двойных гетероструктур намного превышает их концентрацию в гомогенных переходах, где носители распределены в интервале нескольких диффузионных длин. Из уравнения для скорости бимолекулярной излучательной рекомбинации

$$R=B\cdot n\cdot p$$

следует, что высокая концентрация носителей в активной области увеличивает скорость излучательной рекомбинации и снижает рекомбинационное время жизни [163]. Поэтому все высокоэффективные светодиоды строятся на основе двойных гетероструктур или структур с квантовыми ямами [163].

2.2.3. Уравнение скорости бимолекулярной рекомбинации для структур с квантовыми ямами

Квантовые ямы представляют собой узкие области, расположенные между двумя барьерными слоями, назначение которых заключается в ограничении свободных носителей.

Предположим, что ширина ямы равна L_{QW} , а плотность носителей в её зоне проводимости и валентной зоне – соответственно n^{2D} и p^{2D} . Тогда эффективные объёмные (3*D*) конценрации электронов и дырок определяются выражениями: n^{2D}/L_{QW} и p^{2D}/L_{QW} . В этом случае скорость рекомбинации [163]:

$$R = B \frac{n^{2D}}{L_{QW}} \frac{p^{2D}}{L_{QW}}$$

Это уравнение иллюстрирует достоинства систем с квантовыми ямами и двойных гетероструктур. Уменьшением ширины квантовой ямы удаётся получать высокие значения объёмной (3*D*) конценрации носителей. В результате усиления излучательной рекомбинации время жизни носителей сокращается, что приводит к росту квантового выхода [163].

2.2.4. Безызлучательная рекомбинация в объёме полупроводника

Рекомбинация в полупроводниках бывает в основном двух видов: излучательная и безызлучательная [163]. В каждом акте излучательной рекомбинации происходит возбуждение одного фотона с энергией, равной ширине запрещённой зоны. В ходе безызлучательной рекомбинации энергия электрона расходуется на возбуждение колебаний атомов кристаллической решётки, т.е. преобразуется в тепло. По этой

причине в излучающих устройствах акты безызлучательной рекомбинации считаются нежелательными.

Существует несколько физических механизмов безызлучательной рекомбинации. Причиной её часто является наличие в кристаллической решётке различных дефектов – атомов примесей, собственных дефектов, дислокаций и их скоплений [163].

В сложных полупроводниках собственными дефектами могут быть междоузлия и вакансии. По структуре энергетических уровней такие дефекты сильно отличаются от замещаемых атомов полупроводника. Собственные дефекты часто образуют один или несколько энергетических уровней внутри запрещенной зоны полупроводника. Энергетические уровни в запрещенной зоне полупроводника являются эффективными центрами безызлучательной рекомбинации, особенно если эти уровни располагаются приблизительно в середине этой зоны. Рекомбинацию свободных носителей через глубокие примесные уровни начали изучать Шокли, Рид и Холл, поэтому ее часто так и называют: рекомбинация Шокли–Рида–Холла [163].

Другим механизмом безызлучательной рекомбинации является ударная Ожерекомбинация [163]. При ее протекании энергия, выделяемая при рекомбинации пар электрон-дырка, приблизительно равная E_g , рассеивается на возбуждение либо свободного электрона в зоне проводимости, либо дырки в валентной зоне. Возбужденные носители постепенно теряют свою энергию при столкновении с атомами решетки, выделяя при этом фононы, до тех пор пока вновь не вернутся на край соответствующей зоны (проводимости или валентной).

В полупроводниках Оже-рекомбинация снижает интенсивность люминисценции только при очень высоком уровне возбуждения или при очень большой инжекции электронов, что связано с кубической зависимостью скорости рекомбинации от концентрации носителей. При низких концентрациях носителей скорость Ожерекомбинации очень мала, поэтому в большинстве практических случаев ею можно пренебречь.

2.2.5. Безызлучательная рекомбинация на поверхности полупроводника

Безызлучательная рекомбинация может происходить не только в объёме, но и на поверхности полупроводников, так как именно здесь часто нарушается периодичность кристаллической решётки [163]. Модель энергетических зон основывается на строгом соблюдении периодичности решётки. Поскольку на поверхности периодичность

71

заканчивается, для поверхностей эту модель необходимо модифицировать, добавив дополнительные электронные уровни в запрещённой зоне полупроводника.

Теперь рассмотрим поверхность полупроводника с химической точки зрения. Атомы, расположенные на поверхности, из-за отсутствия соседних атомов не могут иметь такую же структуру связей, как атомы в глубине полупроводника, и часть их валентных связей остается свободной [163]. Орбитали, не полностью заполненные электронами, называются оборванными (свободными) связями. Эти связи являются электронными уровнями, расположенными в запрещенной зоне, которые могут играть роль центров рекомбинации. В зависимости от знака заряда эти орбитали могут быть уровнями-акцепторами или уровнями-донорами.

Свободные связи могут замыкаться одна на другую, формируя химические связи между соседними атомами, расположенными на поверхности полупроводника. Такая перестройка поверхности ведет к созданию новой локальной атомной структуры с энергетическими уровнями, сильно отличающимися от состояний в глубине. Предсказать расположение энергетических уровней поверхностных структур даже при использовании мощных теоретических моделей очень трудно. Поэтому чаще всего применяются феноменологические модели поверхностной рекомбинации.

Бардин и Шокли первыми догадались о появлении новых энергетических уровней в поверхностных структурах и об их роли как центров рекомбинации [163].

2.2.6. Конкуренция между излучательной и безызлучательной рекомбинацией

В предыдущих разделах было рассмотрено несколько механизмов безызлучательной рекомбинации: Шокли–Рида, Оже-И поверхностный. Безызлучательную рекомбинацию можно только уменьшить, но устранить полностью невозможно. Например, поверхностную рекомбинацию можно значительно снизить, пространственно отделяя активную область излучения от любых поверхностей. Однако даже при очень больших расстояниях между этой областью и ближайшей поверхностью некоторые носители за счёт диффузии всё же доберутся до поверхности и там рекомбинируют.

Как и от поверхностной рекомбинации, от безызлучательной рекомбинации в объёме и от Оже-рекомбинации никогда не удаётся полностью избавиться [163]. В любом полупроводниковом кристалле имеются естественные дефекты. Даже если их
очень мало, их концентрация не равна нулю. Из термодинамических расчётов [163] следует, что поскольку для создания в кристаллической решётке точечного дефекта требуется затратить энергию E_a , вероятность этого на конкретном узле решётки определяется постоянной Больцмана: $\exp(-E_a/kT)$. Произведение концентрации узлов решётки на эту постоянную равно концентрации дефектов. Собственные точечные дефекты, а также любые пространственные дефекты, могут приводить к созданию глубоких уровней в запрещённой зоне и, значит, являться центрами безызлучательной рекомбинации.

Как было показано выше, в структурах с КЯ/КТ может присутствовать как рекомбинация в квантовых ямах (квантовых точках), так и безызлучательная рекомбинация [20]. При этом наиболее вероятным механизмом безызлучательой рекомбинации, для которого разработана хорошая теория представляется механизм Шокли–Рида–Холла для рекомбинации свободных носителей через глубокие примесные уровни в объеме полупроводника. Ток, обусловленный рекомбинацией такого типа, зависит от напряжения как $exp(V/2V_T)$.

В [20] было показано, что ток, обусловленный рекомбинацией носителей в квантовой яме, расположенной посередине активной области, также зависит от напряжения как $\exp(V/2V_T)$.

Следует отметить, что рекомбинационные составляющие тока зависят от напряжения как $\exp(V/2V_T)$. Следовательно, несмотря на то, что механизмы рекомбинации различны, проявляться в ВАХ они будут одинаково.

Поэтому, если указанный ток является основным в ВАХ и подвержен флуктуациям, то, как показано в разделе 1.3.2, должен наблюдаться эффект насыщения.

2.3. Отклонения от идеальных вольтамперных характеристик

Из уравнения Шокли следует теоретическое выражение предпологаемой ВАХ *p-n* перехода. Часто диоды обладают нежелательными или паразитными сопротивлениями. Последовательные сопротивления могут появляться из-за слишком большого сопротивления контактов или из-за сопротивления нейтральной области [20]. Любые каналы в *p-n* переходе, вызванные разрушениями его областей или дефектами на поверхности, приводят к формированию паразитных параллельных сопротивлений [163]. Для учёта паразитных сопротивлений вольтамперную характеристику диода, определяемую уравнением Шокли, необходимо модифицировать. Считая, что R_p – сопротивление, стоящее па-

раллельно идеальному диоду, а R_s – сопротивление, стоящее последовательно с идеальным диодом и шунтом, выражение для вольтамперной характеристики *p-n* перехода при прямом смещении при токах можно записать в виде [163]:

$$I - \frac{(V - IR_s)}{R_p} = I_s \left[\exp\left(\frac{V_d}{\eta_d V_T}\right) - 1 \right].$$

При $R_p \rightarrow \infty$, $R_s \rightarrow 0$ это выражение трансформируется в уравнение Шокли.

Конкретные причины отклонений реальных ВАХ диодов от идеальных могут быть обусловлены наличием паразитных сопротивлений (последовательных или параллельных). Для их выяснения ВАХ строят в линейном и логарифмическом масштабах.

На Рисунке 2.3 а) показан диод с паразитным последовательным сопротивлением [163]. Наличие последовательного сопротивления ведёт к отклонению ВАХ светодиода от идеальной экспоненты в области больших значений прямого тока. В соответствии с правилом Кирхгофа значения напряжений на диоде и на сопротивлении складываются. Отметим, что ВАХ простого сопротивления является линейной при построении на графике с линейными шкалами и логарифмической при построении в полулогарифмическом масштабе.

В случае параллельного паразитного сопротивления (Рисунок 2.3 б)), в соответствии с законом Кирхгофа токи через диод и сопротивление складываются. Отметим, что форма искривления характеристики при прямом смещении диода, наблюдаемая на графике в полулогарифмическом масштабе, приблизительно совпадает с обратным током насыщения [163]. Именно по этой особенности можно распознать наличие паразитного параллельного сопротивления.

Наличие паразитных параллельного и последовательного сопротивлений (Рисунок 2.3 в)) приводит к искажениям ВАХ светодиода, как при малых, так и при больших токах [163].

Для диодов с параллельным паразитным *p-n* переходом меньшей площади и с меньшей высотой потенциального барьера (Рисунок 2.3 г)), чем основной переход, характерно преждевременное включение, объясняемое утечками либо через поверхностные состояния по периметру кристалла, либо внутренними дефектами, создающими внутри структуры паразитные *p-n* переходы с меньшей, чем у основного диода, высотой потенциального барьера [163].



Рис. 2.3. а) Диод с паразитным последовательным сопротивлением; б) Диод с паразитным параллельным сопротивлением (шунтом); в) Диод с паразитными параллельным и последовательным сопротивлениями; г) Диод с параллельным паразитными *p-n* переходом меньшей площади и с меньшей высотой потенциального барьера, чем основной переход.

Отметим, что в этом случае искривление формы ВАХ светодиода на графике в полулогарифмическом масштабе наблюдается при гораздо больших токах прямого смещения, чем уровень обратного тока насыщения. Это и есть основное отличие от случая диода с паразитным параллельным сопротивлением.

Для удобства паразитное параллельное сопротивление (шунт) будем называть линейной утечкой. Параллельный паразитный *p-n* переход с меньшей высотой потенциального барьера будем называть нелинейной утечкой.

Далее на Рисунках 2.4. а-в представлены исследованные структуры с эквивалентными схемами.

Отличительной особенностью исследованных лазеров является наличие квантовых ям (см. рис. 2.4. а)). В эквивалентной схеме диод, соответствующий нелинейной компоненте утечки изображён пунктиром, т.к. в некоторых образцах данная компонента отсутствует.

На рисунке 2.4. б) изображена структура светодиодов, имеющая слой InAs KT в *pn*-переходе. Справа приведена эквивалентная схема, учитывающая параллельный паразитный *p*-*n* переход и паразитные параллельное и последовательное сопротивления.

На рисунке 2.4. в) изображена структура светодиодов, которая отличается наличием дополнительной InGaAs квантовой ямы (КЯ). Справа приведена эквивалентная схема, учитывающая параллельный паразитный *p-n* переход и паразитные параллельное и последовательное сопротивления.



Рис. 2.4. a) Структура лазеров и эквивалентная схема; б) Структура светодиодов с КТ и эквивалентная схема; в) Структура светодиодов с КТ и КЯ и эквивалентная схема.

В таблице 2.1 приведены параметры ВАХ, исследованных лазеров и светодиодов, такие как: характерный ток и коэффициент неидеальности нелинейной компоненты утечки, сопротивление утечки, сопротивление базы, характерный ток рекомбинационной компоненты.

Таблица 2.1.

Лазеры										
N⁰	I_{ln0}, A	η_{ln}	<i>Rl</i> , кОм	R_b , Ом	I_{r0} , A					
15	—	—	0.01	0.1	9.10^{-13}					
11	6·10 ⁻⁷	5.04	0.54	0.1	$4 \cdot 10^{-13}$					
8	—	—	6.03	0.07	$5 \cdot 10^{-13}$					
1	$2.1 \cdot 10^{-5}$	10.5	100	0.1	$6.5 \cdot 10^{-13}$					
7F	1.10-11	3.56	50000	0	$2 \cdot 10^{-15}$					
Светодиоды										
N⁰	I_{ln0}, \mathbf{A}	η_{ln}	<i>Rl</i> , кОм	<i>R_b</i> , Ом	I_{r0} , A					
1	1.3.10-5	4.9	5.1	0.3	2.8.10 ⁻¹⁰					
4k	$1.7 \cdot 10^{-10}$	3.5	500	0.1	3.10-9					
1k	1.10-8	2.7	70	0.13	$2 \cdot 10^{-9}$					
2k	$1.7 \cdot 10^{-11}$	3	10000	0.1	1.7·10 ⁻⁹					

Параметры исследованных образцов

2.4. Шумы в светодиодах и лазерах с квантовыми ямами и точками

Основные результаты, изложенные в настоящем разделе, опубликованы в работах [168, 175–178, 181, 186-188].

В полупроводниковых светодиодах и лазерах на КЯ/КТ может присутствовать нелинейная компонента тока утечки [20]. Как говорилось выше, название это весьма условно. Эта компонента характеризуется относительно большим значением коэффициента неидеальности, η_{nl} >2. Она может быть обусловлена, например, туннелированием носителей тока через "пички" (Типичная диаграмма энергетических зон *p-n* гетероперехода содержит "пичок" и "провал" на краях зоны проводимости вблизи границы раздела [322, 130]). Измерение ВАХ проводилось двумя способами: вручную, при помощи цифровых мультиметров, а также при помощи автоматизированной установки на базе NI LabVIEW. Следует отметить, что в большинстве случаев вольтамперные характеристики, измеренные обоими способами, совпадали, но для некоторых образцов имели место небольшие различия, вероятно обусловленные нагреванием диода при ручном, более медленном, способе измерения [16, 17, 20].

Ток через образцы изменялся от 50 мкА до 200 мА, при этом с ростом тока шум, как правило, уменьшался. Отметим, что спектр собственного шума измерительной установки составляет примерно 10^{-18} В²/Гц, то есть существенно меньше спектров регистрируемых в эксперименте шумов.

Спектр НЧ шума исследуемых приборов имеет вид $1/f^{\gamma}$, где γ – параметр формы спектра изменялся около единицы.

В семействе спектров нас, в частности, интересуют параметр формы спектра γ и зависимость величины спектра шумового напряжения на определенной частоте f от тока через образец.

Параметр формы спектра варьируется около единицы, что говорит о наличии ярко выраженной фликкерной составляющей в шуме.

Для некоторых образцов диодов, построенных на структурах №3504 и №3486, наблюдались значительные отклонения параметра формы γ от единицы, которые, в частности, могут быть вызваны наличием взрывного шума [16, 17, 20].

Ниже, на основе анализа ВАХ и токовых спектральных зависимостей шумов напряжения в наноразмерных лазерах и светодиодах подтверждено, что фликкерные шумы в исследуемых образцах обусловлены шумами тока утечки. Выполнен детальный анализ эффекта максимизации в токовых зависимостях спектров шума в светоизлучающих структурах, начатый в работах [17, 20]. За характеристику светоизлучающих структур принят характерный ток, при котором наблюдается эффект максимизации. Если диод обладает большими утечками, то эффект максимизации сохраняется, однако, максимум смещается в сторону больших токов [162]. Поэтому, чем меньше ток, при котором наблюдается эффект максимизации, тем лучшей считается структура.

2.4.1. Светодиоды с квантовыми точками и квантовыми ямами

В настоящем разделе исследован 1/f шум в светодиодах с квантовыми точками (КТ), имеющих дополнительную квантовую яму [20]. Представлены вольтамперные характеристики и токовые зависимости спектра шумового напряжения, выделяющегося на рассматриваемых образцах.

На Рисунке 2.5. представлено разделение ВАХ светодиода №1 на две компоненты: рекомбинационный ток (коэффициент неидеальности $\eta_r = 2$) и ток утечки. Здесь по вертикальной оси отложен логарифмический масштаб. Точками показаны экспериментальные данные. Сплошной линией показана модельная зависимость, полученная из объединенной модели шума линейной и нелинейной утечки и тока рекомбинации.



Рис. 2.5. ВАХ светодиода №1

Штриховыми линиями на рисунке показаны рекомбинационная компонента тока через образец I_r и токи линейной I_{ll} и нелинейной утечки I_{nl} . Как видно, суммарный ток удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Из рисунка видно, что экспериментальные данные в диапазоне средних и больших напряжений ВАХ (0.2 В < V < 1.1 В) не соответствуют модели шума линейного сопротивления утечки, что говорит о нелинейном характере утечки.

В соответствии с моделью шума утечки найдем спектр шумов светодиода $N_{2}1$ и сравним с экспериментальными данными. Экспериментальные данные для спектра НЧ шума, на частоте f=100 Гц, в зависимости от полного тока I показаны точками на рис.2.6; сплошная линия – токовая зависимость спектра шума, полученная из объединенной модели шума линейной и нелинейной утечки.



Рис. 2.6. Токовая зависимость спектра шума напряжения для светодиода №1

Модель линейной утечки с хорошей точностью описывает экспериментальные данные в области малых токов, а также точку перегиба токовой зависимости, после которой уровень шума напряжения начинает уменьшаться. Значение линейного сопротивления утечки, найденное из аппроксимации равно R_{ll} =5.1 кОм. Для средних и больших токов теоретическая зависимость спектра шумов напряжения, полученная из модели линейной утечки, лежит ниже экспериментальных данных. Очевидно, это говорит о нелинейном характере утечек.

При помощи аппроксимации был найден спектр относительных флуктуаций линейного сопротивления утечки *S*_{δRl}(100 Гц)=1.5·10⁻⁹ 1/Гц для светодиода №1.

Как было отмечено в разделе 1.2, при наличии нелинейной утечки эффект максимизации сохранится, однако для вычисления V_{nl} требуется учет нелинейного сопротивления R_{ln} .

Компонента нелинейной утечки (рис.2.5.) хорошо аппроксимируется выражением (1.2.7) с параметрами $I_{l0}=1.3\cdot10^{-5}$ А – характерный ток утечки, $R_s=0.3$ Ом – последовательное сопротивление образца, $\eta_{nl} = 4.9$ – коэффициент неидеальности для нелинейной утечки.

На Рисунке 2.6 зависимость, найденная из модели шума тока нелинейной утечки показана штриховой линией.

Как видно, модель тока нелинейной утечки хорошо описывает шумы напряжения светодиода №1 в области высоких токов, в то время как в области малых токов наблюдаются существенные различия между моделью и экспериментом. Объединение моделей шума линейной и нелинейной утечек можно осуществить, представив сопротивление утечки в виде двух параллельных резисторов, один из которых является нелинейным.

При этом характерный ток рекомбинационной компоненты принимает значение $I_{r0}=2.8\cdot10^{-10}$ А, линейное сопротивление утечки $R_l=5.1$ кОм, характерный ток нелинейной утечки $I_{l0}=1.3\cdot10^{-5}$ А, коэффициент идеальности для нелинейной утечки $\eta_r=4.9$, спектр относительных флуктуаций линейного сопротивления утечки $S_{\delta Rl}(100 \ \Gamma \mu)=1.5\cdot10^{-9} \ 1/\Gamma \mu$, спектр относительных флуктуаций нелинейного сопротивления утечки $S_{\delta Rln}(100 \ \Gamma \mu)=1.5\cdot10^{-9} \ 1/\Gamma \mu$, спектр относительных флуктуаций нелинейного сопротивления утечки $S_{\delta Rln}(100 \ \Gamma \mu)=4\cdot10^{-11} \ 1/\Gamma \mu$, последовательное сопротивление образца $R_s=0.3$ Ом.

При этом максимум в зависимости спектра от тока наблюдается при характерном токе $I^* \approx 1.2 \cdot 10^{-4}$ А.

2.4.2. Светодиоды с квантовыми точками

В настоящем разделе исследован 1/f шум в светодиодах с квантовыми точками [20], относящихся к структуре № 3486 (отмечены индексом "k" в названии структуры, см. раздел 2.1). Представлены вольтамперные характеристики и токовые зависимости спектра шумового напряжения, выделяющегося на рассматриваемых образцах.

У светодиода 1k утечка примерно того же порядка, что и у светодиода 1, относящегося к структуре №3504 (см. раздел 2.1). Его ВАХ представлена на Рисунке 2.7. Если линейная утечка и существует, то она может быть описана сопротивлением не меньше, чем 70 кОм.

Экспериментальные данные для спектра шума на частоте 100 Гц в зависимости от тока *I* для светодиода 1k показаны точками на Рисунке 2.8. Зависимость, полученная из модели шум тока линейной и нелинейной утечки, показана на этом рисунке сплошной линией. Как и для светодиода 1, шум тока утечки удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Следует отметить, что в ВАХ мы практически не видим линейную компоненту, однако она проявляется в токовой зависимости спектра шума.



Рис. 2.7. ВАХ светодиода №1К

При этом параметры аппроксимации принимают следующие значения: характерный ток рекомбинационной компоненты $I_{r0}=2\cdot10^{-9}$ А; линейное сопротивление утечки $R_{l}=70$ кОм; характерный ток нелинейной утечки $I_{l0}=1\cdot10^{-8}$ А; коэффициент идеальности для нелинейной утечки $\eta=2.7$; спектр относительных флуктуаций линейного сопротивления утечки $S_{\delta Rl}(100 \ \Gamma \mu)=4.5\cdot10^{-10} \ 1/\Gamma \mu$; спектр относительных флуктуаций нелинейного сопротивления утечки $S_{\delta Rln}(100 \ \Gamma \mu)=6\cdot10^{-12} \ 1/\Gamma \mu$; последовательное сопротивление образца $R_s=0.13$ Ом.



Рис. 2.8. Токовая зависимость спектра шума напряжения для светодиода №1К

Максимум в зависимости спектра от тока наблюдается при характерном токе $I^* \approx 1.1 \cdot 10^{-7}$ А. При анализе экспериментальных данных эффект максимизации не наблюдается, это свидетельствует о том, что максимум находится в области меньших

83

токов. Характерный ток получен из экстраполяции модели шума тока утечки на область малых токов.

У светодиода 4k (относится к структуре № 3486 и имеет слой InAs КТ в *p-n*-переходе, см. раздел 2.1) утечка на 2 порядка меньше, чем у светодиода 1k. Его ВАХ представлена на Рисунке 2.9. Линейная утечка, если она существует, может быть описана сопротивлением $R_{ll} = 500$ кОм.



Рис. 2.9. ВАХ светодиода № 4К

Экспериментальные данные для спектра шума S_v на частоте(f=100 Гц) в зависимости от тока I для светодиода 4k показана точками на Рисунке 2.10. Модельная зависимость, учитывающая шум тока линейной и нелинейной утечки, показана сплошной линией.

При этом параметры аппроксимации принимают следующие значения: характерный ток рекомбинационной компоненты $I_{r0}=3\cdot10^{-9}$ А; линейное сопротивление утечки $R_l=500$ кОм; характерный ток нелинейной утечки $I_{l0}=1.7\cdot10^{-10}$ А; коэффициент идеальности для нелинейной утечки $\eta=3.5$; спектр относительных флуктуаций линейного сопротивления утечки $S_{\delta Rl}(100 \ \Gamma \mu)=9\cdot10^{-11} \ 1/\Gamma \mu$; спектр относительных флуктуаций нелинейного сопротивления утечки $S_{\delta Rln}(100 \ \Gamma \mu)=3\cdot10^{-6} \ 1/\Gamma \mu$; последовательное сопротивление образца $R_s=0.1$ Ом.



Рис. 2.10. Токовая зависимость спектра шума напряжения для светодиода № 4К

При этом максимум в зависимости спектра от тока наблюдается при характерном токе $I^* \approx 2 \cdot 10^{-7}$ А. Характерный ток получен из модели шума тока утечки, экстраполированной на область малых токов.

Прибором с еще более малой утечкой является светодиод 2k (относится к структуре № 3486 и имеет слой InAs КТ в *p-n*–переходе, см. раздел 2.1). Его ВАХ представлена на Рисунке 2.11. Линейная утечка описывается сопротилением $R_{ll} = 10$ МОм.



Рис. 2.11. ВАХ светодиода № 2К

Экспериментальные данные для спектра шума S_v на частоте(f=100 Гц) в зависимости от тока I для светодиода 2k показана точками на Рисунке 2.12. Модельная зависимость, учитывающая шум тока линейной и нелинейной утечки, показана сплошной линией. И в этом случае, модель шума тока утечки удовлетворительно описывает экспериментальные данные. При этом параметры аппроксимации принимают следующие значения: характерный ток рекомбинационной компоненты $I_{r0}=1.7\cdot10^{-9}$ А; линейное сопротивление утечки $R_{l}=10$ Мом; характерный ток нелинейной утечки $I_{l0}=1.7\cdot10^{-11}$ А; коэффициент идеальности для нелинейной утечки $\eta=3$; спектр относительных флуктуаций линейного сопротивления утечки $S_{\partial Rl}(100 \ \Gamma u)=1.3\cdot10^{-5} \ 1/\Gamma u$; спектр относительных флуктуаций нелинейного сопротивления утечки $S_{\partial Rln}(100 \ \Gamma u)=4\cdot10^{-5} \ 1/\Gamma u$; последовательное сопротивление образца $R_s=0.1$ Ом.

Максимум в токовой зависимости спектра наблюдается при характерном токе $I^* \approx 1.1 \cdot 10^{-8}$ А. Характерный ток получен из модели шума тока утечки для области малых токов.



Рис. 2.12. Токовая зависимость спектра шума напряжения для светодиода № 2К

Использование модели шума тока утечки позволило найти такие параметры образцов, как сопротивление утечки R_l , последовательное сопротивление R_s , обратный ток насыщения I_{r0} , уровень спектра относительных флуктуаций сопротивления утечки $S_{\delta Rl}$. Замечено, что некоторые из указанных параметров (в частности, сопротивление утечки и уровень его относительных флуктуаций) существенно различаются даже для образцов, имеющих одинаковую структуру, что приводит к различиям в эксплуатационных и шумовых характеристиках.

2.4.3. Лазеры с квантовыми ямами

Основные результаты, представленные в данном разделе, опубликованы в работах [170, 171–172, 180, 183–185, 189, 253].

В данном разделе представлены результаты исследования ВАХ и шумов полупроводниковых лазеров на КЯ [20].

ВАХ всех образцов содержит рекомбинационную компоненту, обусловленную током рекомбинации (через КЯ (КТ)) и имеющую коэффициент идеальности η_r =2. Все образцы обладают примерно одинаковым сопротивлением базы. Главное различие заключается в характере и величине тока утечки. Диффузионная компонента тока при анализе экспериментальных данных выявлена не была.

На Рисунке 2.13 приведены ВАХ лазеров 1 и 15, отличающихся величиной утечки. Точками показаны экспериментальные данные. Сплошная линия – результат аппроксимации, полученный путем учета рекомбинационной компоненты тока, тока утечки и сопротивления базы (см. раздел 1.2, соотношения (1.2.3), (1.2.5) – (1.2.7), (1.2.9) соответственно).



Рис. 2.13. Разделение ВАХ лазера №15 и лазера №1 на две компоненты: рекомбинационный ток I_r (коэффициент идеальности $\eta=2$) и ток I_l через линейный резистор утечки. Точки – экспериментальные данные.

Обратимся сначала к анализу ВАХ лазера 15. На Рисунке 2.13 представлено разделение ВАХ лазера 15 на две компоненты: рекомбинационный ток и ток утечки. Этот лазер отличается сильной линейной утечкой, характеризующейся сопротивлением $R_l =$ 12.6 Ом, сопротивление базы составляет $R_b = 0.1$ Ом, а характерный ток рекомбинационной компоненты равен $I_{r0} = 9.10^{-13}$ А.

Штриховыми линиями на рисунке показаны рекомбинационная компонента тока через образец I_r и ток линейной утечки I_l . Как видно, суммарный ток удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Из-за небольшого значения сопротивления утечки (12.6 Ом) большая часть ВАХ описывается током утечки, и лишь в области относительно высоких напряжений (V > 1.3 В) можно наблюдать рекомбинационную компоненту тока.

Рассмотрим лазер 1, у которого утечка на 2 порядка меньше, чем у лазера 15 (Рисунок 2.13), и имеет нелинейную экспоненциальную составляющую. На этом же рисунке показано разделение экспериментальной ВАХ лазера 1 на рекомбинационную токовую компоненту и компоненту нелинейной утечки с параметрами $I_{ln0}=2.1\cdot10^{-5}$ A – характерный ток утечки, $\eta_{ln}=10.5$ – коэффициент идеальности. Сопротивление базы оценивается как $R_b = 0.1$ Ом. Параметры рекомбинационной компоненты опять практически те же. Коэффициент идеальности близок к двум $\eta_r \approx 2$, что свидетельствует о полной рекомбинации носителей тока в области КЯ. Характерный ток рекомбинационной компоненты равен $I_{r0}=6.5\cdot10^{-13}$ А. Суммарный ток, учитывающий нелинейную утечку и рекомбинационную компоненту, удовлетворительно согласуется с экспериментальной ВАХ.

Экспериментальные данные для спектров шумового напряжения (на частоте $f=100 \ \Gamma$ ц) лазеров 1 и 15 в зависимости от полного тока *I* через образец показаны точками на Рисунке 2.14. Эти данные могут быть объяснены с помощью модели шума тока утечки. Сплошные линии на Рисунке 2.14 соответствуют токовым зависимостям спектров 1/*f* шума, полученным из этой модели.



Рис. 2.14. Токовая зависимость спектра шума напряжения для лазеров №15 и №1 на КЯ, найденная из модели тока линейной утечки на частоте 100 Гц. Точки – экспериментальные данные

Из Рисунка 2.14 видно, что для лазера 15 модель удовлетворительно описывает экспериментальные данные. В области малых токов преобладает утечка, о чем свидетельствует квадратичная зависимость спектра шумов напряжения. При больших токах (*I* > 100 мA), в светодиодном режиме, где проявляется рекомбинационная компонента, уровень шума резко спадает. В области стимулированного лазерного излучения (*I* > 300 мA) наблюдается некоторое расхождение экспериментальных данных с данными модели шума утечки.

Из аппроксимации спектра с помощью модели шума тока утечки следует, что спектр относительных флуктуаций сопротивления линейной утечки равен $S_{\delta R}$ (100 Гц)=10⁻¹² Гц⁻¹. Следует отметить, что после достижения некоторого максимума спектр спадает быстрее, чем это ожидалось на основании эффекта максимизации шума, опи-

сильная утечка, а описанный закон убывания спектра пропорционально квадрату тока справедлив только для малых утечек.

Экспериментальные данные для спектра шума на частоте 100 Гц в зависимости от тока *I* для лазера 1 показаны точками на том же Рисунке 2.14.

Как видно, модель шума тока нелинейной утечки (показана на Рисунке 2.14 пунктиром) удовлетворительно описывает шумы напряжения лазера 1 в области больших токов, в то время как в области малых токов наблюдаются существенные различия между моделью и экспериментом. Это приводит к необходимости учета шума линейной компоненты тока утечки.

Объединение моделей шума линейной и нелинейной утечек можно осуществить, представив сопротивление утечки в виде параллельно включенного резистора и дополнительного диода. Линейная компонента тока утечки практически не заметна на ВАХ по сравнению с нелинейной компонентой, однако спектр шума утечки на малых токах определяется именно линейной компонентой. Если линейная утечка и существует для данного образца, то она может быть описана сопротивлением не меньше, чем 100 кОм.

На Рисунке 2.14 сплошной линией представлен спектр, полученный из объединенной модели шума линейной и нелинейной утечки. Видно, что модель и экспериментальные данные согласуются друг с другом. При этом параметры аппроксимации принимают следующие значения. Линейное сопротивление утечки $R_l=100$ кОм, характерный ток нелинейной утечки $I_{l0}=2.1\cdot10^{-5}$ А, эффективный коэффициент идеальности нелинейной утечки $\eta_{ln}=10.5$. Спектр относительных флуктуаций линейного сопротивления утечки $S_{\delta Rl}(100 \ \Gamma q)=9\cdot10^{-7} \ 1/\Gamma q$, спектр относительных флуктуаций нелинейного сопротивления утечки $S_{\delta Rln}(100 \ \Gamma q)=4\cdot10^{-10} \ 1/\Gamma q$.

Как и для лазера 15, модель 1/f шума тока утечки удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Следует отметить, что линейная компонента утечки в ВАХ практически не видна, однако она проявляется в токовой зависимости спектра шума.

Резюмируя анализ ВАХ и токовых зависимостей спектра шума лазеров, можно, по-видимому, утверждать, что в лазерах 1 и 15 основным источником 1/f шума является ток утечки. Причем у лазера 15 утечка носит исключительно линейный характер, а у лазера 1 – сложный нелинейный характер.

Различия в характеристиках лазеров 1 и 15 (например, сопротивление утечки и спектр его относительных флуктуаций) свидетельствуют о том, что образцы, изготов-

91

ленные по одной и той же технологии и имеющие одинаковую структуру, обладают различными свойствами, особенности которых могут быть выявлены при помощи шумового анализа.

Резюмируя анализ ВАХ и токовых зависимостей спектров шума лазеров, можно, по-видимому, утверждать, что во всех лазерах, основным источником шумов напряжения являются утечки. Различия в характеристиках лазеров (например, сопротивление утечки и спектр его относительных флуктуаций) говорят о том, что образцы, изготовленные по одной и той же технологии и имеющие одинаковую структуру, обладают различными свойствами, особенности которых могут быть выявлены при помощи шумового анализа.

В разделе были представлены результаты измерения шумов и ВАХ исследованных приборов. Среди представленных образцов имеются представители всех трех типов, то есть лазеров на КЯ, светодиодов на КЯ и светодиодов на КЯ и КТ.

Результаты, полученные для всех исследованных образцов, представлены в таблице 2.2. Структуры расположены по мере уменьшения характерного тока, при котором наблюдается эффект максимизации шума.

Таблица 2.2.

Лазеры												
N⁰	I_{ln0}, \mathbf{A}	η_{ln}	<i>Rl</i> , кОм	<i>Rb</i> , Ом	I_{r0} , A	$S_{\delta Rl}$	$S_{\delta R l n}$	<i>I</i> *, A				
15	—		0.01	0.1	9·10 ⁻¹³	$1 \cdot 10^{-12}$	—	7.3·10 ⁻²				
11	6·10 ⁻⁷	5.04	0.54	0.1	$4 \cdot 10^{-13}$	9·10 ⁻¹¹	$4 \cdot 10^{-13}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$				
8	—		6.03	0.07	$5 \cdot 10^{-13}$	3.10-8	—	1.4.10-4				
1	$2.1 \cdot 10^{-5}$	10.5	100	0.1	$6.5 \cdot 10^{-13}$	9·10 ⁻⁷	$4 \cdot 10^{-10}$	6·10 ⁻⁵				
7F	1.10-11	3.56	50000	0	$2 \cdot 10^{-15}$	$2 \cdot 10^{-5}$	2.5.10-11	$4.6 \cdot 10^{-6}$				
Светодиоды												
№	I_{ln0}, \mathbf{A}	η_{ln}	<i>Rl</i> , кОм	<i>R</i> _b , Ом	I_{r0} , A	$S_{\delta Rl}$	$S_{\delta Rln}$	<i>I</i> *, A				
1	1.3.10-5	4.9	5.1	0.3	$2.8 \cdot 10^{-10}$	1.5·10 ⁻⁹	$4 \cdot 10^{-11}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$				
4k	$1.7 \cdot 10^{-10}$	3.5	500	0.1	3.10-9	9·10 ⁻¹¹	3.10-6	$2 \cdot 10^{-7}$				
1k	1.10-8	2.7	70	0.13	2.10-9	$4.5 \cdot 10^{-10}$	6·10 ⁻¹²	1.1.10-7				
2k	1.7.10 ⁻¹¹	3	10000	0.1	1.7·10 ⁻⁹	1.3·10 ⁻⁵	$4 \cdot 10^{-5}$	1.1.10-8				

Параметры исследованных образцов

Вольтамперные характеристики диодов со структурой №3486, не имеющих слоя КЯ (светодиоды на InAs KT), обладают коэффициентом идеальности $\eta \approx 2$. Это означает, что основной ток через диод вызван рекомбинацией носителей в ОПЗ.

У диодов, имеющих в своей структуре №3504 КЯ, был обнаружен более сложный характер ВАХ.

У лазеров и светодиодов на $\ln_{0,2}$ Ga_{0,8}As КЯ в области малых токов обнаружены утечки, характеризующиеся тем, что спектр шума на малых токах пропорционален квадрату тока через образец $S_{\nu} \sim I^2$. Шумы некоторых лазеров на КЯ (например, лазер №15) хорошо описываются моделью шума линейной утечки (модель диода, шунтированного линейным резистором утечки). Для некоторых лазеров (например, лазер №1) обнаружены шумы, подчиняющиеся модели линейной утечки только для малых токов. В области больших токов спектр шума описываются моделью шума тока утечки, учитывающей нелинейных характер утечки.

2.5. Корреляция между флуктуациями напряжения и флуктуациями интенсивности оптического излучения лазеров с квантовыми ямами

Ранее в диссертации [20] было проведено исследование негауссовости низкочастотного шума. Простейшим методом выявления негауссовости шума любой природы (включая 1/f шум) является исследование его гистограммы, как экспериментальной оценки плотности вероятности (см., например, [35, 36]), а также коэффициентов асимметрии и эксцесса. Пример такого исследования для эпитаксиальных GaAs пленок и биполярного транзистора МП37 приведен в работе [15]. Для шумового напряжения лазера №8, работающего в светодиодном режиме, аналогичные исследования представлены в [313, 16].

В настоящем разделе проводится исследование корреляции между электрическими шумами и флуктуациями интенсивности оптического излучения лазеров на квантовых ямах.

2.5.1. Флуктуации интенсивности оптического излучения

Впервые 1/f спектр флуктуаций интенсивности оптического излучения лазерных диодов исследовался в работе [116]. Рассматривались флуктуации в области до порога возникновения стимулированного излучения, в частотном диапазоне от 10 Гц до 10 кГц. Была обнаружена корреляция между флуктуациями интенсивности оптического излучения и электрическими шумами.

Флуктуации интенсивности оптического излучения сопровождаются увеличением ширины спектра [117], а спектральные характеристики излучения лазерных диодов важны в некоторых приложениях. Этот факт делает важным исследование 1/f шума в лазерах. В работе [118] наблюдалась корреляция между флуктуациями интенсивности и флуктуациями частоты оптического излучения.

Авторы работ [118, 119] предполагают, что причиной возникновения 1/f шума являются ловушки вблизи активной области лазерного диода. Считается, что ловушки на границе гетероструктуры приводят к возникновению локальных флуктуаций тока, которые модулируют интенсивность оптического излучения.

В работе [119] также была обнаружена корреляция между флуктуациями интенсивности оптического излучения и шумами тока через диод.

В работах [120–122] исследовались флуктуации интенсивности оптического излучения в лазерных диодах на GaAlAs и GaInAs гетероструктурах. Получены зависимости

спектра флуктуаций интенсивности оптического излучения от средней измеряемой мощности в области до порога возникновения стимулированного излучения. Для объяснения этих зависимостей предложены две модели. Одна предполагает, что 1/f шум возникает благодаря пространственно некоррелированным флуктуациям коэффициента поглощения, вызывающего флуктуации спонтанного излучения. Другая модель описывает возникновение 1/f шума, как следствие некоррелированных флуктуаций числа инжектированных в активную область носителей заряда.

Исследованиями шума в интенсивности оптического излучения занимались и другие исследователи (см., например, [123-125]).

В данном разделе диссертации приводятся результаты исследований особенностей электрических шумов лазеров на квантовых ямах (см. Рисунок 2.1) в совокупности с флуктуациями интенсивности оптического излучения.

Для оптичексого канала измерялась токовая зависимость спектра флуктуаций тока фотодетектора S_i от тока через диод. Кроме того, проводились измерения средней излучаемой мощности P и среднего тока фотодетектора I_{ph} в зависимости от тока через образец I.

С помощью полученных данных определялся спектр флуктуаций интенсивности излучения:

$$S_p = \left(\frac{P}{I_{ph}}\right)^2 S_i$$

Длина волны лазерного излучения составляет 987нм. Семейство спектров шумов напряжения и тока фотодетектора, характеризующих флуктуации интенсивности излучения, представлено на Рисунках 2.15 и 2.16 соответственно.





Рис. 2.15. Семейство спектров шумов напряжения лазера № 8 на КЯ для различных токов через образец

Рис. 2.16. Семейство спектров шумов фототока оптического излучения для лазера № 8

Спектр шумов фототока имеет фликкерный участок в области малых частот и выходит на плато при частотах больших 1 кГц. Выход на плато отчасти обусловлен появлением дробового шума с ростом фототока. Видно, что для небольших токов через образец, когда оптическое излучение отсутствует, форма спектра шумов фототока имеет лоренцев вид. Такой срез высокочастотной части спектра объясняется тем, что интенсивность излучения лазера при таких малых токах находится ниже порога детектирования нашей измерительной системы. При этом фотодетектор, находясь в теневом режиме, обладает очень высоким сопротивлением и поэтому наличие даже небольшой емкости приводит к срезу спектра шума детектора в наблюдаемом нами диапазоне частот.

2.5.2. Функция взаимной когерентности

В настоящем разделе проведен анализ функции взаимной когерентности для образцов и подтверждено наличие существенной корреляции шумов оптического и электрического каналов.

Целью исследования является проверка полученных в [17, 20] данных о когерентных свойствах электрических шумов и флуктуаций интенсивности оптического излучения. Для этого используется взаимная спектральная плотность мощности двухканальной записи. Оценка непрерывной взаимной спектральной плотности мощности двух, элек-

96

трического v(t) и оптического p(t), шумовых сигналов определяется следующим образом:

$$S_{vp}(f) = \frac{2}{MT} \sum_{i=1}^{M} V_i(f) \cdot P_i^*(f), \qquad (2.5.1)$$

где $V_i(f)$ и $P_i(f)$ – фурье-образы *i*-го отрезка реализации шума v(t) и p(t), соответственно, $M \cdot T$ – полная длительность реализации шума, которая состоит из M отрезков длительности T. В наших расчетах использовалось быстрое преобразование Фурье длительностью 2048 точек, дающее $M \approx 500$.

Для удобства анализа в [17] и [20] использовалась функция взаимной когерентности

$$\Gamma_{\nu p}(f) = \frac{\left|S_{\nu p}(f)\right|}{\sqrt{S_{\nu}(f)S_{p}(f)}}.$$
(2.5.2)

Эта функция представляет собой модуль коэффициента корреляции спектральных компонент сигналов v(t) и p(t), которые в нашем случае имеют значение электрической и оптической шумовых компонент полупроводникового лазера. Если $\Gamma_{vp}(f) \equiv 1$ для всех частот, то исследуемые процессы полностью коррелированны.

На Рисунке 2.17 представлена функция взаимной когерентности электрических шумов и флуктуаций интенсивности оптического излучения лазера №8 в зависимости от частоты и от тока.



Рис. 2.17 Функция взаимной когерентности электрических шумов и флуктуаций интенсивности оптического излучения лазера №8 на КЯ в зависимости от частоты и от тока

На Рисунке 2.18 представлена частотная зависимость функции взаимной когерентности электрических шумов и флуктуаций интенсивности оптического излучения для лазера № 8. Видна корреляция шумов оптического и электрического каналов. Фактически Рисунок 2.18 получен сечениями зависимости, представленной на Рисунке 2.17, при выбранных значениях токов.



Рис.2.18 Частотная зависимость функции взаимной когерентности электрических шумов и флуктуаций интенсивности оптического излучения лазера № 8 На Рисунке 2.19 изображена зависимость функции взаимной когерентности от тока через образец на заданных частотах для лазера 8.



Рис. 2.19. Токовая зависимость функции взаимной когерентности электрических шумов и флуктуаций интенсивности оптического излучения лазера №8 на КЯ.

Видно, что максимум функции взаимной когерентности занимает достаточно большой диапазон токов. Эта зависимость фактически получена сечениями зависимости, представленной на Рисунке 2.17, при выбранных значениях частот.

99

При этом шумы тока утечки "перекачиваются" в рекомбинационный ток (при увеличении тока утечки рекомбинационный ток уменьшался, а при уменьшении тока утечки рекомбинационный ток увеличивался), приводя к модуляции интенсивности излучения.

Таким образом, в области фликкерного шума имеет место сильная корреляция флуктуаций и, следовательно, эти флуктуации имеют общий источник.

Аналогичные результаты были получены и для других лазеров. Например, на Рисунке 2.20 представлена частотная зависимость функции взаимной когерентности электрических шумов и флуктуаций интенсивности оптического излучения для лазера № 11. Опять наблюдается корреляция шумов оптического и электрического каналов.

На Рисунке 2.21 изображена зависимость функции взаимной когерентности от тока через образец на заданных частотах для лазера №1 [17, 20].

Как было показано в разделе 2.4.3, источником шума напряжения лазера №1 является шум тока утечки, который имеет линейный характер для малых токов через образец $I < 10^{-3}$ А и нелинейный – для больших токов.

При токе через $I \approx 1.5 \cdot 10^{-2}$ А наблюдается резкий выброс функции взаимной когерентности. Возможно, это связано с наличием нестабильности, проявляющейся в виде выбросов в середине шумовых записей обоих каналов. Сама нестабильность может быть вызвана наличием небольшого взрывного шума (СТП).



Рис.2.20 Частотная зависимость функции взаимной когерентности электрических шумов и флуктуаций интенсивности оптического излучения лазера№ 11. На вставке: токовая зависимость функции взаимной когерентности электрических шумов и флуктуаций интенсивности оптического излучения лазера №11 на КЯ.



Рис. 2.21 Частотная зависимость функции взаимной когерентности электрических шумов и флуктуаций интенсивности оптического излучения лазера №1 на КЯ. На вставке: токовая зависимость функции взаимной когерентности электрических шумов и флук-

туаций интенсивности оптического излучения лазера №1 на КЯ.

Основным результатом данного раздела является подтверждение того, что электрические шумы лазерного диода существенно влияют на флуктуации его оптического излучения. Данный факт проявляется в наличии близкой к единице функции взаимной когерентности шумов оптического и электрического каналов. Особенно сильно это заметно в области низких частот, где оптические и электрические флуктуации практически полностью когерентны ввиду отсутствия или незначительности дополнительных шумовых компонент оптического канала.

Отклонения коэффициента когерентности от единицы могут быть объяснены наличием дополнительной шумовой компоненты, которая отчасти представляет собой собственные шумы измерительно-усилительного тракта, например, дробовой шум фотодетектора.

2.6 Выводы по второй главе

Основные результаты исследования шумовых характеристик наноразмерных светоизлучающих приборов заключаются в следующем:

1. В лазерах и светодиодах на квантовых ямах и квантовых точках, причиной фликкерного шума является неоднородность протекания тока, обусловленная формированием квазиомических шунтов и возникновением областей с пониженной высотой барьера.

2. Корреляция между флуктуациями напряжения, выделяющегося на лазерном диоде с квантовыми ямами, и флуктуациями интенсивности его излучения, наблюдающаяся в спектральной области фликкерного шума, указывает на общий источник этих флуктуаций. Это даёт возможность на основании исследования флуктуаций напряжения, выделяющегося на лазерном диоде, делать выводы об излучательных свойствах диода.

3. Низкочастотные шумы в полупроводниковых диодах с барьером Шоттки

Основные результаты, представленные в настоящей главе, опубликованы в работах [219, 220, 240, 242–244, 247, 252, 254, 262, 265, 271].

3.1. Конструкция диодов

Оба металлических контакта расположены на лицевой поверхности полупроводниковой структуры (планарная технология) [249]. Исследуемые прототипы диодов предоставлены Федеральным государственным унитарным предприятием (Научнопроизводственное предприятие) "Салют".

Контакт Ті-Аи образует барьер Шоттки с GaAs и имеет прямоугольную форму. Его площадь 0.5x2 мкм. Он размещен на слое GaAs с концентрацией доноров (Si) около $5 \cdot 10^{16}$ см⁻³.

Глубже в толще структуры, на расстоянии около 0.2 мкм от границы Ti-GaAs pacположен толстый (более 1 мкм), сильнолегированный слой GaAs (более 10¹⁸ см⁻³).

К указанному слою сделан качественный омический контакт (Au-AuGe), имеющий П-образную форму и охватывающий барьерный контакт с трех сторон (встречноштыревая система контактов).

Для снижения паразитной межэлектродной емкости используется полуизолирующая GaAs подложка, на которой методом газофазной эпитаксии наносятся указанные слои GaAs.



На Рисунке 3.1 представлена микрофотография диода.

Рис. 3.1. Микрофотография диода

3.2. Механизмы токопрохождения в барьерах Шоттки

Рассмотрим механизмы токопрохождения, которые определяют проводимость барьера Шоттки [131, 132].

На Рисунке 3.2 схематически представлены различные механизмы токопрохождения через контакт металл-полупроводник при прямом смещении. При обратном смещении происходят те же явления, но в противоположном направлении.



Рис. 3.2. Механизмы протекания тока в контакте металл-полупроводник: а) термоэлектронная эмиссия электронов над барьером; б) термополевая эмиссия электронов сквозь вершину барьера; в) туннелирование (полевая эмиссия) электронов сквозь барьер. Токопрохождение через контакт металл-полупроводник определяется следующими механизмами:

а) термоэлектронная эмиссия электронов над барьером;

б) термополевая эмиссия электронов сквозь вершину барьера;

в) туннелирование (полевая эмиссия) электронов сквозь барьер.

Можно создать реальные диоды с барьерами Шоттки, у которых механизм (а) имеет преимущественное значение, и такие диоды обычно называют почти идеальными. Участие в токопрохождении механизмов (б) и (в) приводит к отклонению от идеального поведения барьера Шоттки.

3.3. Влияние сил изображения на вольтамперные характеристики диодов Шоттки

Даже для идеального контакта без промежуточного слоя на границе раздела высота барьера уменьшается из-за действия сил изображения [131]. Это снижение высоты барьера на $\Delta \varphi_{bi}$ зависит от приложенного напряжения. Таким образом, эффективный барьер, который должны преодолеть электроны, прежде чем перейти в металл, можно представить в виде $\varphi_e = \varphi_b - \Delta \varphi_{bi}$. Здесь φ_b – высота барьера со стороны металла.

В частном случае, когда φ_b не зависит от смещения справедливо соотношение: $(\partial \varphi_e / \partial V) = - (\partial \Delta \varphi_{bi} / \partial V)$. Тогда $\Delta \varphi_{bi}$ можно представить в виде [131]:

$$\Delta \varphi_{bi} = \left\{ \frac{q^3 N_D}{8\pi^2 (\varepsilon_s')^2 \varepsilon_s} \left(\varphi_b - V - \xi - \frac{kT}{q} \right) \right\}^{1/4}.$$
(3.3.1)

Здесь ε_s – диэлектрическая проницаемость полупроводника, $\dot{\varepsilon}_s$ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость полупроводника, ξ – разница в энергиях между уровнем Ферми и дном зоны проводимости.

Тогда, учитывая, что $1/n = 1 - \partial \varphi_e / \partial V$, имеем:

$$n = \left\{ 1 - \frac{1}{4} \left(\frac{q^3 N_D}{8\pi^2 (\varepsilon_s')^2 \varepsilon_s} \right)^{1/4} \left(\varphi_b - V - \xi - \frac{kT}{q} \right)^{-3/4} \right\}^{-1}.$$
 (3.3.2)

Если *V* ограничено значениями, меньшими $\varphi_b/4$, то при этих *V* $n \approx$ const. Принимая $\dot{\varepsilon}_s = \varepsilon_s = 10^{-10} \, \Phi \cdot \text{M}^{-1}$ (примерное значение ε_{Π} для GaAs) и $\varphi_b - \xi = 0.5$ эВ, получаем для $N_D = 10^{24} \, \text{M}^{-3} \, n \approx 1.03$. Следовательно, для исследуемых диодов с барьером Шоттки влиянием сил изображения на прямую ветвь ВАХ можно пренебречь.

3.4. Туннельное прохождение сквозь барьер Шоттки. Термополевая эмиссия

Как говорилось в разделе 3.2, токопрохождение через контакт металлполупроводник может определяться несколькими механизмами. Для определения условий, при которых проявляется тот или иной механизм протекания тока, Падовани и Страттон [130, 132] ввели параметр E₀₀, зависящий от природы полупроводника и степени его легирования. Для случая полупроводника *n*-типа

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_D}{\varepsilon_s \varepsilon_0 m^*}}, \qquad (3.4.1)$$

где $\varepsilon_{\rm s}$ – диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, N_D – концентрация ионизованных доноров в полупроводнике, $m^* = m_r m_0 - \varphi \phi$ ективная масса электронов в полупроводнике.

Этот параметр имеет размерность энергии, делённой на заряд (или энергии в эВ).

Для случая полупроводника *p*-типа *N_D* заменяется на *N_A* - концентрацию ионизованных акцепторов в полупроводнике.

Расчёты, выполненные в работе [131], показывают, что при высоких температурах $(kT/q \gg E_{00})$ основным механизмом протекания тока является термоэлектронная эмиссия; при средниих температурах $(kT/q \approx E_{00})$ основным механизмом протекания тока является термополевая эмиссия; при низких температурах $(kT/q \ll E_{00})$ основным механизмом протекания тока является полевая (туннельная) эмиссия.

Оценки показывают, что в случае рассматриваемых диодов $E_{00} = 0.04$ B, а kT/q=0.026 B при T=300 K. Таким образом, выполняется условие ($kT/q \approx E_{00}$) и основным механизмом протекания тока является термополевая эмиссия.

За исключением области очень малых смещений в прямом направлении ВАХ имеет вид:

$$I_{\text{tfe}} = I_{\text{tfe0}} \exp(V/E_0),$$
 (3.4.2)

где $E_0 = E_{00}$ cth(qE_{00}/kT). Предэкспоненциальный множитель I_{tfe0} слабо зависит от приложенного напряжения смещения. Он является сложной функцией температуры, высоты барьера и параметров полупроводника.

ВАХ можно объяснить, предоложив, что в полупроводник диффундируют атомы, проявляющиеся как доноры или в полупроводнике появляются электрически активные дефекты, вследствие чего в нём меняется эффективная концентрация легирующей примеси. При увеличении степени легирования барьер становится тоньше и начинает проявляться термополевая эмиссия.

Если диффундирующие атомы или возникающие в полупроводнике дефекты ведут себя подобно легирующей примеси, то эффективная концентрация легирующей примеси становится выше. Установлено, что электрические характеристики золотых контактов сильно деградируют вследствие значительных металлургичских изменений на поверхности раздела. Диффузия Ga в Au сопровождается образованием галлиевых вакансий в GaAs. Эти вакансии проявляются как доноры и изменение BAX связано с увеличением концентрации доноров, обусловливающим появление термополевой эмиссии.

3.5. Вольтамперные характеристики диодов

Обработка экспериментальных данных осуществлялась с использованием пакета Microsoft® Excel. Для дополнительного сравнения результатов аппроксимации с экспериментальными данными использовался графический пакет ©Golden Software Grapher-7.0.

Дефекты являются причиной неоднородности протекания тока через контакт. Причиной неоднородности протекания тока наряду с точечными дефектами и дислокациями может быть и искажение формы потенциального барьера вследствие концентрации электрического поля. Для диода с достаточно высоким уровнем легирования (>10¹⁷ см⁻³) концентрация поля может приводить к росту относительного вклада термополевой эмиссии и, таким образом, к неоднородности контакта по коэффициенту неидеальности.

Результаты расчётов показывают, что неоднородность контакта достаточно хорошо моделирует такие экспериментально наблюдаемые особенности диодов Шоттки с малой площадью контакта, как искажение ВАХ в области достаточно сильных токов (увеличение коэффициента неидеальности по сравнению с единицей).

Таким образом, полная ВАХ диодов может быть записана в виде:

$$I = I_l + I_{tfe} + I_{te}, (3.5.1)$$

где I_l – омическая компонента тока (линейная утечка – leakage), I_{tfe} - ток термополевой эмиссии (thermionic-field emission), I_{te} – диодная компонента тока (термоэлектронная эмиссия – thermionic emission).

При этом омическая компонента тока зависит от напряжения как (1.2.6). Фактически здесь речь идёт о линейной утечке. Далее омическую компоненту будем называть по аналогии с предыдущими разделами утечкой (линейной) и обозначать индексом "*l*"

108
(leakage). Ток термополевой эмиссии имеет вид (3.4.2), а соответствующее ему дифференциальное сопротивление определяется как:

$$R_{tfe} = \left(\frac{\mathrm{d}I_{tfe}}{\mathrm{d}V}\right)^{-1} = \frac{E_0}{I_{t\hat{\mathbf{k}}}}.$$
(3.5.2)

Диодная компонента и соответствующее ей дифференциальное сопротивление имеют обычный вид (1.2.1) и (1.2.10).

Таким образом, полное сопротивление диода, за исключением области очень малых смещений в прямом направлении, определяется как:

$$R = (R_l^{-1} + R_{te}^{-1} + R_{tfe}^{-1})^{-1}.$$
(3.5.3)

Начнем анализ с диода №1. Все диоды изготовлены по одной технологии, однако, как будет показано ниже, они различаются такими параметрами как, например, сопротивление утечки. Кроме того, были обнаружены различия в их шумовых характеристиках. Вольтамперная характеристика диода, а также результаты ее обработки представлены на рис.3.3. Использован полулогарифмический масштаб.

На Рисунке 3.3 представлено разделение ВАХ диода №1 на три компоненты: омический ток, ток термополевой эмиссии и диодная компонента тока. Здесь по вертикальной оси использован логарифмический масштаб. Точками показаны экспериментальные данные. Сплошной линией показана модельная зависимость, полученная из объединения омического тока, тока термополевой эмиссии и диодной компоненты тока.

Штриховыми линиями на рисунке показаны омический ток, ток термополевой эмиссии и диодная компонента тока. Как видно, суммарный ток удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Из рисунка видно, что экспериментальные данные в диапазоне малых напряжений (V < 0.3 B) хорошо описываются омической компонентой тока; экспериментальные данные в диапазоне средних значений напряжений BAX (0.3 B < V < 0.5 B) соответствуют току термополевой эмиссии (туннелирование сквозь вершину барьера); экспериментальные данные в диапазоне больших напряжений BAX (0.5 B < V) соответствуют диодной компоненте тока.



Завершая анализ ВАХ диода №1, рассмотрим токовую зависимость полного дифференциального сопротивления R, определяемого соотношением (3.5.3), в области положительных токов. Соответствующая зависимость изображена на Рисунке 3.4. Здесь же приведены токовые зависимости дифференциального сопротивления R_{te} диодной компоненты тока через переход Шоттки, дифференциального сопротивления термополевой компоненты тока, сопротивления омичексой компоненты тока и дифференциального сопротивления R_b базы и контактов.

Из рисунка видно, что влияние дифференциального сопротивления R_b становится ощутимым при токах свыше 1 мА. При меньших значениях тока преобладает влияние перехода Шоттки.



Рис. 3.4. Токовая зависимость полного дифференциального сопротивления *R* диода №1.

Перейдём к анализу диода №2. Вольтамперная характеристика диода, а также результаты ее обработки представлены на рис.3.5. Использован полулогарифмический масштаб.

На Рисунке 3.5 представлено разделение ВАХ диода №2 на три компоненты: омический ток, ток термополевой эмиссии и диодная компонента тока. Здесь по вертикальной оси использован логарифмический масштаб. Точками показаны экспериментальные данные. Сплошной линией показана модельная зависимость, полученная из объединения омического тока, тока термополевой эмиссии и диодной компоненты тока.

Штриховыми линиями на рисунке показаны омический ток, ток термополевой эмиссии и диодная компонента тока. Как видно, суммарный ток удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Из рисунка видно, что так же, как и для диода №1, экспериментальные данные в диапазоне малых напряжений (V < 0.3 B) хорошо описываются омической компонентой тока; экспериментальные данные в диапазоне средних напряжений ВАХ (0.3 B < V < 0.5 B) соответствуют току термополевой эмиссии; экспериментальные данные в диапазоне больших напряжений ВАХ (0.5 B < V) соответствуют диодной компоненте тока.



Рис. 3.5. ВАХ диода №2.

Токовая зависимость полного дифференциального сопротивления R, определяемого соотношением (3.5.3), в области положительных токов для диода №2 изображена на Рисунке 3.6. Здесь же приведены токовые зависимости дифференциального сопротивления R_{te} диодной компоненты тока через контакт Шоттки, дифференциального сопротивления термополевой компоненты тока, сопротивления омичексой компоненты тока и дифференциального сопротивления R_b базы и контактов.



Рис. 3.6. Токовая зависимость полного дифференциального сопротивления *R* дио-

да №2.

Из рисунка видно, что влияние дифференциального сопротивления *R_b* становится ощутимым при токах свыше 1 мА. При меньших значениях тока преобладает влияние перехода Шоттки.

Перейдём к анализу диода №3. Вольтамперная характеристика диода, а также результаты ее обработки представлены на Рисунке 3.7. Использован полулогарифмический масштаб.

На Рисунке 3.7 представлено разделение ВАХ диода №3 на три компоненты: омический ток, ток термополевой эмиссии и диодная компонента тока. Здесь по вертикальной оси использован логарифмический масштаб. Точками показаны экспериментальные данные. Сплошной линией показана модельная зависимость, полученная из объединения омического тока, тока термополевой эмиссии и диодной компоненты тока.



Рис. 3.7. ВАХ диода №3.

Штриховыми линиями на рисунке показаны омический ток, ток термополевой эмиссии и диодная компонента тока. Как видно, суммарный ток удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Из рисунка видно, что так же, как и для двух предыдущих диодов, экспериментальные данные в диапазоне малых напряжений (V < 0.3 B) хорошо описываются омической компонентой тока; экспериментальные дан-

ные в диапазоне средних напряжений ВАХ (0.3 B < V < 0.5 B) соответствуют току термополевой эмиссии; экспериментальные данные в диапазоне больших напряжений ВАХ (0.5 B < V) соответствуют диодной компоненте тока.

Токовая зависимость полного дифференциального сопротивления R, определяемого соотношением (3.5.3), в области положительных токов для диода №3 изображена на Рисунке 3.8. Здесь же приведены токовые зависимости дифференциального сопротивления R_{te} диодной компоненты тока через барьер Шоттки, дифференциального сопротивления термополевой компоненты тока, сопротивления омичексой компоненты тока и дифференциального сопротивления R_b базы и контактов.

Из рисунка видно, что влияние дифференциального сопротивления *R_b* становится ощутимым при токах свыше 1 мА. При меньших значениях тока преобладает влияние перехода Шоттки.



Рис. 3.8. Токовая зависимость полного дифференциального сопротивления *R* диода №3.

3.6. Взрывной и 1/f шум в диодах Шоттки

3.6.1. Анализ осциллограммы шума

В данном разделе приводятся экспериментальные данные, в которых кроме 1/f шума, был обнаружен взрывной шум (в некоторых образцах), имеющий характер случайного телеграфного процесса (СТП), [262, 265, 271].

Как уже говорилось, есть несколько точек зрения на возникновение 1/f шума (см., например, [22, 23, 323, 324]).

Основная задача исследования этого раздела – представить результаты исследования характеристик СТП, выделенного из смеси с фоновым фликкерным шумом.

Впервые подобное разделение шумовых компонент было описано в работе [325]. Одни из последних работ, в которых используется процедура выделения СТП на шумовом фоне – работы [17, 326–328].

Наиболее часто используемая обработка смеси двух различных шумов проводится в частотной области и подразумевает разделение исходного спектра, по крайней мере, на две компоненты, то есть 1/f спектр и лоренцев спектр (или спектры). Лоренцев спектр возникает из-за наличия взрывного или генерационно-рекомбинационного шума (см., например, [329, 330]).

В данной работе для разделения двух шумовых компонент используется цифровая обработка исходного шума, основанная на стандартной теории обнаружения сигналов [331, 332].

В ходе эксперимента было измерено шумовое напряжение, выделяющееся на диоде, возникающее при пропускании постоянного тока через образец. Последовательное сопротивление источника тока всегда было, по крайней мере, в 20 раз больше, чем динамическое сопротивление диода.

Пример осциллограммы измеренного шума *V*(*t*), представлен на Рисунке 3.9. Как видно из рисунка, реализация шума содержит ярко выраженный СТП.



Рис. 3.9. Пример осциллограммы измеренного шумового напряжения для диода № 1: *V*₁ – положительное напряжение (состояние "1") СТП, *V*₂ – абсолютное значение отрицательного напряжения (состояние "0") СТП, *τ*_i – продолжительность *i*-го положительного импульса, *9*_i – продолжительность *i*-го отрицательного импульса, *V*₀ – пороговое напряжение

--P-----

При измерении шумового напряжения в других образцах также наблюдался взрывной шум. Но в некоторых образцах взрывной шум либо обладал недостаточной амплитудой, поэтому было затруднительно произвести предложенную в работе процедуру разделения шумовых компонент, либо СТП заметен только для некоторых токов смещения, а не во всем диапазоне.

В дополнение к осциллограмме измеренного шумового напряжения, ниже на рис. 3.10 и 3.11 приведены функция плотности вероятности (probability density function – pdf) для тока $I_d = 4.83 \cdot 10^{-6}$ A и полный спектр шумового напряжения, состоящий из 1/f шума и СТП, соответственно.



Рис. 3.10. Функция плотности вероятности (pdf) шумового напряжения для тока



Рис. 3.11. Пример спектра измеренного шумового напряжения, состоящий из 1/f шума и СТП.

3.6.2. Разделение шумовых компонент

На Рисунке 3.9 величины V_1 и V_2 имеют смысл положительного напряжения (состояние "1") и абсолютного значения отрицательного напряжения (состояние "0") СТП, соответственно. Характеристиками телеграфного процесса являются случайная продолжительность *i*-го положительного импульса τ_i и продолжительность *i*-го отрицательного импульса \mathcal{G}_i .

Исследуемый шум состоит из двух компонент, одна из которых – обозначается $V_{1/f}$, поскольку ее спектр, как будет показано дальше, имеет вид 1/f. Другая компонента – это СТП, обозначаемый V_{RTS} (RTS – random telegraph signal).

$$V(t) = V_{1/f}(t) + V_{\text{RTS}}(t) . \qquad (3.6.1)$$

Основная идея процедуры разделения данных компонент, позволяющей исследовать отдельно 1/f шум и СТП, заключается в следующем [262, 327, 328]. Если шум находится в состоянии "1", то для нахождения гауссовой составляющей и телеграфной компонент используются выражения:

$$V_{1/f}(t) = V^{(1)}(t) - V_1, V_{\text{RTS}}(t) = +V_1.$$
 (3.6.2)

Если же шум находится в состоянии "0", то компоненты находятся следующим образом:

$$V_{1/f}(t) = V^{(0)}(t) + V_2, V_{\text{RTS}}(t) = -V_2.$$
 (3.6.3)

Значения V₁ и V₂ находятся из аппроксимации гистограммы шума [17].

Для определения состояния ("1" или "0"), в котором находится шум в данный момент времени, используется пороговое значение V_0 .

В данной работе применяется стандартная теория обнаружения сигналов на фоне шума (см., например, [331, 332]).

Пусть все рассматриваемые случайные процессы имеют нулевое среднее значение:

$$\langle V(t) \rangle = \langle V_{1/f}(t) \rangle = \langle V_{\text{RTS}}(t) \rangle = 0.$$
 (3.6.4)

Для СТП это приводит к следующему соотношению:

$$V_2/V_1 = \langle \tau \rangle \langle \mathcal{G} \rangle. \tag{3.6.5}$$

То есть, зная величины V_1 и V_2 , можно определить отношение средних длительностей положительных (состояние "1") и отрицательных (состояние "0") импульсов. Например, равенство $\langle \tau \rangle = \langle \mathcal{G} \rangle$ означает, что шумовой процесс, в среднем, проводит одинаковое время как в состоянии "1", так и в состоянии "0". То есть телеграфный процесс является симметричным ($V_1 = V_2$). Увеличение средней длительности, например, отрицательных импульсов <9> приводит к увеличению V_1 и уменьшению V_2 .

Предполагается, что 1/f шум $V_{1/f}$ имеет гауссово распределение со стандартом σ :

$$W_{1/f}(V) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{V^2}{2\sigma^2}\right).$$
 (3.6.6)

Таким образом, плотность вероятности исходного шума (3.6.1) представляет собой взвешенную сумму двух гауссовых распределений:

$$W(V) = qW_{1/f}(V+V_2) + pW_{1/f}(V-V_1).$$
(3.6.7)

Здесь *q* – это вероятность нахождения шумового процесса в состоянии "0" и *p* – вероятность нахождения процесса в состоянии "1":

$$q = \langle g \rangle / (\langle g \rangle + \langle \tau \rangle), p = \langle \tau \rangle / (\langle g \rangle + \langle \tau \rangle).$$
 (3.6.8)

Для различения состояний "0" и "1", используется отношение правдоподобия (см., например, [331, 332]):

$$\Lambda(V) = \frac{pW_{1/f}(V - V_1)}{qW_{1/f}(V + V_2)}.$$
(3.6.9)

При этом, если $\Lambda > 1$, то принимается решение о том, что процесс находится в состоянии "1". В этом случае используются выражения (3.6.2) для нахождения $V_{1/f}(t)$ и $V_{\text{RTS}}(t)$. Если $\Lambda < 1$, то процесс считается находящимся в состоянии "0", и, соответственно, применяются выражения (3.6.3).

Пороговое значение V_0 находится из выражения (3.6.9) при условии $\Lambda = 1$,

$$V_0 = \frac{V_1 - V_2}{2} + \frac{\sigma^2}{V_1 + V_2} \ln \frac{V_1}{V_2}.$$
 (3.6.10)

Используя соотношения (3.6.5) и (3.6.8) находим

$$q/p = V_1/V_2. \tag{3.6.11}$$

При этом необходимо заметить, что $V_0=0$ только в частном случае, когда p = q(или $V_1 = V_2$), и только в этом случае порог V_0 соответствует минимуму гистограммы шума [262, 327, 328]. Величины V_1 , V_2 и σ , используемые в (3.6.10), находятся из аппроксимации гистограммы выражением (3.6.7).

3.6.3. Вычисление вероятностей ошибок при разделении состояний процесса

При использовании описанной выше процедуры возникают два типа ошибок: "ложная тревога" и "пропуск цели". "Ложная тревога" соответствует событиям, когда СТП находится в состоянии "0", а наблюдаемое шумовое напряжение имеет достаточно большое значение, $V(t) > V_0$. В результате принимается ложное решение о том, что СТП находится в состоянии "1". Соответственно, "пропуск цели" соответствует ситуации, когда наблюдаемое напряжение мало, $V(t) < V_0$, но СТП находится в состоянии "1".

Общая вероятность ошибок P_E представляет собой сумму

$$P_E = q \int_{V_0}^{\infty} W_{1/f} (V + V_1) \, \mathrm{d}x + p \int_{-\infty}^{V_0} W_{1/f} (V - V_2) \, \mathrm{d}x , \qquad (3.6.12)$$

в которой первый член соответствует вероятности "ложной тревоги", а второй – вероятности "пропуска цели". Вероятность *P_E* используется для контороля за степенью корректности выполняемого анализа [262, 327, 328].

Из выражений (3.6.12) и (3.6.6) видно, что вероятности упомянутых ошибок сильно зависят от соотношения стандартов СТП и гауссова шума. То есть вероятность обнаружения сигнала на шумовом фоне зависит от отношения сигнал-шум $SNR = \sigma_{RTS}/\sigma_{1/f}$, которое в нашем случае может быть представлено следующим образом:

$$SNR = \frac{(V_1 + V_2)\sqrt{pq}}{\sigma} = \frac{\sqrt{V_1 V_2}}{\sigma}.$$
 (3.6.13)

С ростом *SNR* вероятность ошибок P_E уменьшается.

Кроме ошибок, связанных с ненулевыми вероятностями "ложной тревоги" и "пропуска цели", на точность получаемых результатов влияет также различие вероятностей *q* и *p* для состояний "0" и "1". Этот проявляется в различии высот двух пиков, соответствующих гауссовому шуму. Наиболее точные результаты можно ожидать при обработке симметричного СТП, то есть, когда средние времена пребывания процесса в обоих состояниях примерно одинаковы.

СТП и фликкерный шум выделяются в две отдельные реализации, для каждой из которых потом вычисляются спектральные характеристики [262, 327, 328].

Ошибки "ложная тревога" и "пропуск цели" приводят к появлению дополнительных импульсов в выделяемых компонентах. Изменения в 1/f шуме могут быть достаточно малыми, поскольку дополнительные, привнесенные обработкой, импульсы влияют только на высокочастотную часть спектра. С другой стороны, такие ошибочные импульсы уменьшают среднее время пребывания в "верхнем" и "нижнем" состояниях СТП. В результате характеристическая частота f_c извлеченного взрывного шума может быть ошибочно завышена.

Однако, если отношение сигнал/шум *SNR* достаточно велико, то есть вероятность P_E возникновения дополнительных импульсов в выделенных реализациях довольно мала, и вероятности *q* и *p* имеют достаточно близкие значения, то ошибки данного метода становятся пренебрежимо малыми [262, 327, 328].

3.6.5. Анализ выделенных компонент

На Рисунке 3.12 а) изображена часть осциллограммы исходного шумового процесса для тока через диод I_d =4.83 \cdot 10⁻⁶ A.



Рис. 3.12. Разделение СТП и 1/*f* шума во временной области для диода № 1 (ток через диод *I*_d=4.83·10⁻⁶ А): *a* – осциллограмма исходного шумового процесса, *б* – фликкерная (гауссова) компонента, *в* – СТП

Горизонтальная пунктирная линия на Рисунке 3.12 a) соответствует пороговому напряжению V₀. Видно, что указанное напряжение отличается от нулевого среднего.

Соответствующая гауссова компонента шума показана на Рисунке 3.12 б), а выделенный телеграфный процесс – на Рисунке 3.12 в).

После разделения исходного шума во временной области возможно исследование спектральных характеристик шума.

3.6.6. Выводы по разделу

В результате проведенного исследования получены следующие основные результаты.

1. При анализе шумового напряжения, возникающего в диодах, обнаружен взрывной шум в смеси с шумом, функция плотности вероятности которого имеет гауссовскую форму.

2. Для выделения взрывного шума была применена процедура, основанная на стандартной теории обнаружения сигналов на фоне шумов. Исходная реализация шума была разделена на две компоненты. Первая – взрывной шум, вторая – гауссовский 1/f шум.

3. Из приведённого выше анализа, по-видимому, можно утверждать, что взрывной и 1/f шум имеют различную природу в исследованных диодах. Предложенная процедура, основанная на стандартной теории обнаружения сигналов на фоне шумов, позволяет разделить исходную реализацию шума на две независимые компоненты и исследовать их отдельно друг от друга с целью установления источника флуктуаций каждой компоненты.

3.7. Анализ спектра НЧ шумов диодов с барьером Шоттки

В настоящем разделе приводятся результаты измерения и анализа спектра 1/f шумового напряжения диодов Шоттки [219, 220, 240, 242–244, 247, 252].

Шумовое напряжение усиливалось, оцифровывалось и записывалось на жесткий диск компьютера реализациями по 1 млн. отсчетов. Затем осуществлялась обработка данных при помощи многофункционального анализатора, выполненного в программной среде LabVIEW [20].

Спектр шумового напряжения исследовался в диапазоне токов (~ 0.3 мкА) \div (~ 10 мкА) на частотах до 20 кГц. Обнаружено, что этот спектр имеет вид $1/f^{\gamma}$, где γ – параметр формы спектра, принимавший значения, близкие к единице.

Семейства спектров S_V шумового напряжения для диодов №1, №2, №3 приведены, соответственно, на Рисунках 3.13 – 3.15. Прямой линией "1/f" на рисунках показан наклон спектра 1/f.

На Рисунке 3.13 показано полное семейство спектров шумового напряжения диода №1 при токах через диод в диапазоне (~ 0.3 мкА) ÷(~ 10 мкА).



Рис. 3.13. Семейство спектров шумового напряжения диода №1 при токах через диод в диапазоне (~ 0.3 мкА) ÷(~ 10 мкА).

На Рисунке 3.14 показано полное семейство спектров шумового напряжения диода № 2 при токах через диод в диапазоне (~ 0.3 мкА) ÷(~ 10 мкА).



Рис.3.14. Семейство спектров шумового напряжения диода №2 при токах через диод в диапазоне (~ 0.3 мкА) ÷(~ 10 мкА).

На Рисунке 3.15 показано полное семейство спектров шумового напряжения диода № 3 при токах через диод в диапазоне (~ 0.3 мкА) ÷(~ 10 мкА).



Рис. 3.15. Семейство спектров шумового напряжения диода №3 при токах через диод в диапазоне (~ 0.3 мкА) ÷(~ 10 мкА).

3.8. Токовые зависимости спектров шумового напряжения диодов с барьером Шоттки

Низкочастотные флуктуации эквивалентных линейного сопротивления $\delta R_l(t)$ и сопротивления, соответствующего току термополевой эмиссии $\delta R_{tfe}(t)$ проявляются во флуктуациях тока

$$i(t) = -(I_l \cdot \delta R_l(t) + I_{\text{tfe}} \cdot \delta R_{\text{tfe}}(t)).$$
(3.8.1)

Этот ток приводит к шумовому напряжению, выделяющемуся на дифференциальном сопротивлении R диода $v(t) = -R \cdot i(t)$. Здесь R – полное сопротивление диода. Спектр шумового напряжения имеет вид [252]:

$$v(t) = V_l^2 \cdot S_{\delta R l}(f) + V_{\text{tfe}}^2 \cdot S_{\delta R \text{tfe}}(f).$$
(3.8.2)

Здесь $V_l = I_l R$ и $V_{tfe} = I_{tfe} R$ – коэффициенты пересчета.

В соответствии с моделью шума линейного сопротивления и сопроивления термополевой эмиссии найдем спектр шумов диода №1 и сравним с экспериментальными данными. Экспериментальные данные для спектра НЧ шума, на частоте f=10 Гц, в зависимости от полного тока *I* показаны точками на Рисунке 3.16; сплошная линия – токовая зависимость спектра шума, полученная из объединенной модели шума линейного сопротивления и нелинейного сопроивления термополевой эмиссии. Модель линейной сопротивления с хорошей точностью описывает экспериментальные данные в области малых токов, а также точку перегиба токовой зависимости, после которой уровень шума напряжения начинает уменьшаться. Значение линейного сопротивления, найденное из аппроксимации равно R_I =160 кОм. Для средних и больших токов теоретическая зависимость спектра шумов напряжения, полученная из модели линейного сопротивления, лежит ниже экспериментальных данных. Очевидно, это говорит о нелинейном характере тока.

При помощи аппроксимации был найден спектр относительных флуктуаций линейного сопротивления *S*_{*SRI*}(10 Гц)=1·10⁻⁹ 1/Гц для диода №1.

Компонента тока термополевой эмиссии (рис. 3.14) хорошо аппроксимируется выражением (3.4.2) с параметрами $I_{tfe0}=3\cdot10^{-11}$ А – характерный ток, $E_0=0.04$.

На Рисунке 3.16 зависимость, найденная из модели шума тока термополевой эмиссии показана штриховой линией.

Как видно, модель тока термополевой эмиссии хорошо описывает шумы напряжения диода №1 в области высоких токов, в то время как в области малых токов наблюдаются существенные различия между моделью и экспериментом.

Объединение моделей шума линейного тока и нелинейного тока термополевой эмиссии можно осуществить, представив две компоненты в виде двух параллельных резисторов, один из которых является нелинейным [252].

При этом параметры аппроксимации принимают следующие значения:

- характерный ток диодной компоненты $I_s=3\cdot 10^{-15}$ A,
- линейное сопротивление $R_l=160$ кОм,
- характерный ток термополевой эмиссии $I_{\text{tfe0}}=3\cdot10^{-11}$ A,
- спектр относительных флуктуаций линейного сопротивления $S_{\delta Rl}(10 \ \Gamma \mu)=1.10^{-9} \ 1/\Gamma \mu$,
- спектр относительных флуктуаций нелинейного сопротивления термополевой эмиссии S_{oRtfe}(10 Гц)=4.10⁻⁸ 1/Гц.

При этом максимум в зависимости спектра от тока наблюдается при характерном токе $I^* \approx 2 \cdot 10^{-6}$ А.



Рис. 3.16. Токовая зависимость спектра 1/f шума диода №1.

Перейдём к анализу диода №2. Экспериментальные данные для спектра НЧ шума, на частоте f=10 Гц, в зависимости от полного тока I показаны точками на Рисунке 3.17; сплошная линия – токовая зависимость спектра шума, полученная из объединенной модели шума линейного сопротивления и нелинейного сопроивления термополевой эмиссии.

Модель линейного сопротивления с хорошей точностью описывает экспериментальные данные в области малых токов. Значение линейного сопротивления, найденное из аппроксимации равно R_i =155 кОм. Для средних и больших токов теоретическая зависимость спектра шумов напряжения, полученная из модели линейной сопротивления, лежит ниже экспериментальных данных. Очевидно, это говорит о нелинейном характере тока.

При помощи аппроксимации был найден спектр относительных флуктуаций линейного сопротивления *S*_{δRl}(10 Гц)=7.5·10⁻¹¹ 1/Гц для диода №2.

Компонента тока термополевой эмиссии (рис. 5.15) хорошо аппроксимируется выражением (3.4.2) с параметрами $I_{tfe0}=1.5\cdot10^{-11}$ A – характерный ток, $E_0=0.04$.

На Рисунке 3.17 зависимость, найденная из модели шума тока термополевой эмиссии показана штриховой линией.

Как видно, модель тока термополевой эмиссии хорошо описывает шумы напряжения диода №2 в области высоких токов, а также точку перегиба токовой зависимости, после которой уровень шума напряжения начинает уменьшаться, в то время как в области малых токов наблюдаются существенные различия между моделью и экспериментом.

Объединение моделей шума линейного тока и нелинейного тока термополевой эмиссии можно осуществить, представив две компоненты в виде двух параллельных резисторов, один из которых является нелинейным [252].

При этом параметры аппроксимации принимают следующие значения:

- характерный ток диодной компоненты $I_s=2.10^{-15}$ А,
- линейное сопротивление R_l =155 кОм,
- характерный ток термополевой эмиссии $I_{\text{tfe0}} = 1.5 \cdot 10^{-11} \text{ A}$,
- спектр относительных флуктуаций линейного сопротивления $S_{\delta Rl}(10 \ \Gamma \mu)=7.5 \cdot 10^{-11} \ 1/\Gamma \mu,$
- спектр относительных флуктуаций нелинейного сопротивления термополевой эмиссии S_{oRtfe}(10 Гц)=1.4·10⁻⁷ 1/Гц.

При этом максимум в зависимости спектра от тока наблюдается при характерном токе $I^* \approx 4 \cdot 10^{-6}$ А.



Рис. 3.17. Токовая зависимость спектра 1/f шума диода №2.

Рассмотрим диод №3. Экспериментальные данные для спектра НЧ шума, на частоте f=10 Гц, в зависимости от полного тока I показаны точками на Рисунке 3.18; сплошная линия – токовая зависимость спектра шума, полученная из объединенной мо-

дели шума линейного сопротивления и нелинейного сопроивления термополевой эмиссии.

Модель линейного сопротивления с хорошей точностью описывает экспериментальные данные в области малых токов. Значение линейного сопротивления, найденное из аппроксимации равно R_i =450 кОм. Для средних и больших токов теоретическая зависимость спектра шумов напряжения, полученная из модели линейного сопротивления, лежит ниже экспериментальных данных. Очевидно, это говорит о нелинейном характере тока.

При помощи аппроксимации был найден спектр относительных флуктуаций линейного сопротивления *S*_{δRl}(10 Гц)=5·10⁻⁹ 1/Гц для диода №3.

Компонента тока термополевой эмиссии (Рисунок 3.16) хорошо аппроксимируется выражением (3.4.2) с параметрами $I_{\text{tfe0}}=6\cdot10^{-12}$ А – характерный ток, $E_0=0.04$.

На Рисунке 3.18 зависимость, найденная из модели шума тока термополевой эмиссии, показана штриховой линией.

Как видно, модель тока термополевой эмиссии хорошо описывает шумы напряжения диода №3 в области высоких токов, а также точку перегиба токовой зависимости, после которой уровень шума напряжения начинает уменьшаться, в то время как в области малых токов наблюдаются существенные различия между моделью и экспериментом.

Объединение моделей шума линейного тока и нелинейного тока термополевой эмиссии можно осуществить, представив две компоненты в виде двух параллельных резисторов, один из которых является нелинейным [252].

При этом параметры аппроксимации принимают следующие значения:

- характерный ток диодной компоненты $I_s = 7 \cdot 10^{-16} \text{ A}$,
- линейное сопротивление R_l =450 кОм,
- характерный ток термополевой эмиссии $I_{\text{tfe0}} = 6 \cdot 10^{-12} \text{ A}$,
- спектр относительных флуктуаций линейного сопротивления $S_{\delta Rl}(10 \ \Gamma \mu)=5\cdot 10^{-9} \ 1/\Gamma \mu$,
- спектр относительных флуктуаций нелинейного сопротивления термополевой эмиссии S_{oRtfe}(10 Гц)=6·10⁻⁸ 1/Гц.

При этом максимум в зависимости спектра от тока наблюдается при характерном токе $I^* \approx 7.10^{-7}$ А.



Рис. 3.18. Токовая зависимость спектра 1/f шума диода №3.

3.9. Выводы по третьей главе

Представлены результаты исследования диодов Шоттки.

Произведено исследование вольтамперных характеристик, спектров электрических шумов и их зависимости от тока через образец.

Предложена модель диода Шоттки, в которой учтено сопротивление омических контактов и базы диода, а также возможность существования утечки.

На основе предложенной модели разработана процедура декомпозиции ВАХ таких диодов, ориентированная на шумовой анализ диодов Шоттки.

Основные выводы, которые можно сделать по третьей главе.

1. При анализе шумового напряжения в диодах Шоттки обнаружен взрывной шум в смеси с фликкерным шумом, функция плотности вероятности которого имеет гауссову форму.

2. Исходная реализация шума разделена на две независимые компоненты, с целью исследования их отдельно друг от друга для установления источников флуктуаций каждой компоненты.

3. Фликкерные шумы напряжения, наблюдающиеся в диодах Шоттки, обусловлены флуктуациями тока термополевой эмиссии и флуктуациями тока утечки.

4. Низкочастотные шумы в смесителях на диодах с барьером Шоттки

Основные результаты, представленные в настоящей главе, опубликованы в работах [219, 220, 222, 230, 239, 241, 261, 266, 269, 270].

Приёмники доплеровских РЛС обычно начинаются со смесителя, и иногда используется нулевая промежуточная частота. Тогда желательно избежать попадания частот биений в шумовой фон приёмника [137]. По этой причине необходимо требовать, чтобы смесительный диод имел очень низкий уровень фликкерного шума. В точечноконтактных диодах шум обусловлен главным образом тепловым шумом сопротивления контактов, и под влиянием омического разогрева этого контакта его шумовая температура несколько выше комнатной. Таким образом, представляется, что хорошо сконструированные диоды с барьером Шоттки в этом отношении предпочтительнее.

В настоящем разделе диссертации представлены результаты исследования вольтамперных характеристик TiAu/GaAs диодов Шоттки с дополнитеольным защитным слоем SiO₂, используюемых в смесителях, выполнены оценки шумов и предложена физическая трактовка полученных результатов [239].

Исследуемые прототипы диодов предоставлены Федеральным государственным унитарным предприятием (Научно-производственное предприятие) "Салют".

Здесь разрабатывается подход, основанный на детальном анализе ВАХ в соответствии с моделью, изложенной в Главе 1 настоящей работы. Данный подход ориентирован на разработку шумовой модели таких диодов.

4.1. Структура диодов

Структура исследованных диодов представлена на Рисунке. 4.1.



Рис. 4.1. Структура диодов

Исследованные структуры представляют собой планарные диоды. В качестве подложек использовались пластины *n*⁺–GaAs.

Исследуемые диоды имеют обозначения №1, №2, №3, №8. Все диоды изготовлены по одной технологии и различаются, в основном, значениями характерного тока.

На Рисунке 4.2 (а), (б), (в) представлены микрофотографии диодов с разным увеличением.



(a)



(б)



(B)

Рис. 4.2. Микрофотографии диодов с различным увеличением

4.2. Декомпозиция вольтамперных характеристик диодов с барьером Шоттки

4.2.1. Модель диода

Для анализа ВАХ диода, возбуждаемого постоянным током, использовалась эквивалентная схема, изображенная на Рисунке 4.3. Здесь внутренними диодами представлен барьер Шоттки, через который протекают диодная компонента тока (ток термоэлектронной эмиссии) I_{te} и компонента тока термополевой эмиссии I_{tfe} . Элемент R_b связан с сопротивлением омических контактов и базы диода. С помощью элемента R_l учитывается возможность существования линейного сопротивления. Здесь сопротивление омических контактов и базы диода считается линейным.



Рис.4.3. Эквивалентная схема диода.

Ток *I*_{te} описывается соотношением:

$$I_{te} = I_s \cdot \left[\exp\left(\frac{V_D}{\eta V_T}\right) - 1 \right].$$
(4.2.1)

Здесь V_D – напряжение, приложенное к барьеру Шоттки, η – коэффициент неидеальности, I_s – характерный ток

Дифференциальное сопротивление, соответствующее ВАХ (4.2.1), равно:

$$R_{\rm te} = \left(\frac{\mathrm{d}I_{\rm te}}{\mathrm{d}V_D}\right)^{-1} = \frac{\eta V_T}{I_{\rm te} + I_s} \,. \tag{4.2.2}$$

Отсюда определяем дифференциальное сопротивление R_{te0} при нулевом напряжении: $R_{te0} = \eta V_T / I_s$.

Элемент *R*_{*l*}, введенный на рис.4.1, учитывает возможность существования линейного тока *I*_{*l*} (см. раздел 1.2).

При этом омическая компонента тока зависит от напряжения как (1.2.6).

Ток термополевой эмиссии имеет вид (3.4.2), а соответствующее ему дифференциальное сопротивление определяется как:

$$R_{\rm t\hat{k}} = \left(\frac{d\,I_{\rm t\hat{k}}}{d\,V}\right)^{-1} = \frac{E_0}{I_{\rm t\hat{k}}}\,.$$
 (4.2.3)

Таким образом, полная ВАХ диодов может быть записана в виде:

$$I = I_l + I_{tfe} + I_{te},$$
 (4.2.4)

где I_l – омическая компонента тока (этой компоненте соответствует линейное сопротивление R_l), I_{tfe} - ток термополевой эмиссии, I_{te} – диодная компонента тока.

Таким образом, полное сопротивление диода, за исключением области очень малых смещений в прямом направлении, определяется как:

$$R = (R_l^{-1} + R_{\text{te}}^{-1} + R_{\text{tfe}}^{-1})^{-1} + R_b.$$
(4.2.5)

Модель диода, представленная приведенными соотношениями, использовалась для аппроксимации экспериментальных данных.

4.2.2. Полные вольтамперные характеристики диодов

Обработка экспериментальных данных осуществлялась с использованием пакета Microsoft® Excel. Для дополнительного сравнения результатов аппроксимации с экспериментальными данными использовался графический пакет ©Golden Software Grapher-7.0.

Начнем анализ с диода №1. Вольтамперная характеристика диода, а также результаты ее обработки представлены на Рисунке 4.4. Использован полулогарифмический масштаб.

Из рисунка видно, что в области относительно малых токов заметно проявление линейного сопротивления. В области больших токов заметен вклад последовательного сопротивления R_b базы и контактов.



Рис. 4.4. ВАХ диода №1. Ток (по вертикали) выражен в амперах. Точки – экспериментальные данные. Толстая (сплошная) линия – результат полной аппроксимации. Тонкие (штриховые) линии – вклад токов I_{te} – диодная компонента тока, I_l –линейный ток, I_{tfe} нелинейный ток термополевой эмиссии.

Из Рисунка 4.4 видно, что ток I_{te} через барьер Шоттки является определяющим в области анализируемых токов $\geq 10^{-4}$ ампер. Заметно падение напряжения на последовательном сопротивлении R_b базы и контактов.

Оценки параметров, входящих в соотношение (4.2.1) для тока I_{te} через барьер Шоттки, выглядят следующим образом: I_s =4.6·10⁻¹⁵; η =1.15.

Завершая анализ ВАХ диода №1, рассмотрим токовую зависимость полного дифференциального сопротивления R, определяемого соотношением (4.2.5), в области положительных токов. Соответствующая зависимость изображена на Рисунке 4.5. Здесь же приведены токовые зависимости дифференциального сопротивления R_{te} перехода Шоттки и дифференциального сопротивления R_b базы и контактов.

Из рисунка видно, что влияние дифференциального сопротивления *R_b* становится ощутимым при токах свыше 10 мкА. При меньших значениях тока преобладает влияние перехода Шоттки.

136



Рис.4.5. Диод №1. Зависимости полного сопротивления *R* и его компонент от тока.

Перейдем к анализу диода №2, отличающегося от рассмотренного выше диода №1 примерно на порядок меньшим значением характерного тока I_s перехода Шоттки. ВАХ диода в полулогарифмическом масштабе, а также результаты ее обработки, представлены на Рисунке 4.6.

Из рисунка видно, что компонента *I*_{te} относительно мала в сравнении с током термополевой эмиссии и начинает играть заметную роль лишь при токах больше 1 мкА.

Рассмотрим детальнее различные фрагменты анализируемой ВАХ.

Из Рисунка. 4.6 следует, что в области малых токов преобладает ток (линейной) утечки. Ток *I*_{te} через барьер Шоттки становится определяющим при токе через диод свыше 1 мкА.

Оценки параметров, входящих в соотношение (4.2.1) для тока I_{te} через барьер Шоттки, выглядят следующим образом: $I_s=6\cdot 10^{-16}$; $\eta=1.15$.

Последовательное сопротивление R_b базы и контактов имеет величину $R_b = 8.9$ Ом.



Рис. 4.6. ВАХ диода №2. Ток (по вертикали) выражен в амперах. Точки – экспериментальные данные. Сплошная линия – результат полной аппроксимации. Тонкие (штриховые) линии – вклад токов I_{te} – диодная компонента тока, I_l –линейный ток, I_{tfe} – нелинейный ток термополевой эмиссии.

Рассмотрим теперь токовую зависимость полного дифференциального сопротивления R диода №2, определяемого соотношением (4.2.5). Соответствующая зависимость изображена на Рисунке 4.7. Здесь же приведены токовые зависимости дифференциального сопротивления R_{te} и дифференциального сопротивления утечки R_l ; указана величина сопротивления базы и контактов R_b .

Сравнивая полученные зависимости с аналогичными зависимостями, полученными для диода №1 (см. Рисунок 4.5), можно отметить следующие различия.

Уменьшение характерного тока I_s привело к увеличению сопротивления перехода Шоттки R_{te} . Утечка в этом диоде превосходит утечку в диоде №1. Сопротивление R_b базы и контактов проявляется только при токах, превышающих 10 мА.



Рис.4.7. Диод №2. Зависимости полного сопротивления *R* и его компонент от тока.

Следующей исследованной структурой является диод №3. Вольтамперная характеристика диода, а также результаты ее обработки представлены на Рисунке 4.8. Использован полулогарифмический масштаб.



Рис. 4.8. ВАХ диода №3. Ток (по вертикали) выражен в миллиамперах. Точки – экспериментальные данные, сплошная линия – результат полной аппроксимации. Тонкие (штриховые) линии – вклад токов *I*_{te} – диодная компонента тока через барьер Шоттки, *I*_l –линейный ток утечки, *I*_{tfe} нелинейный ток термополевой эмиссии.

Из анализа Рисунка 4.8 можно сделать вывод об удовлетворительности качества аппроксимации ВАХ исследованного диода. В области больших токов видно проявление эффектов, связанных с неидеальностью омических контактов.

Рассмотрим детальнее различные фрагменты анализируемой ВАХ.

Анализ показал, что утечка в данном диоде характеризуется линейной компонентой, описываемой сопротивлением $R_I = 3.5 \cdot 10^5$ Ом. Полученные оценки параметров, входящих в соотношение (4.2.1) для тока I_{te} через барьер Шоттки имеют значения: $I_s = 3 \cdot 10^{-15}$ А, $\eta = 1.13$.

Из Рисунка 4.8 видно, что в области больших токов заметно падение напряжения на последовательном сопротивлении R_b . Как показал анализ, это сопротивление описывается сопротивлением $R_b = 4.8$ Ом.

Токовые зависимости полного сопротивления R и различных его компонент приведены на Рисунке 4.9.



Рис.4.9. Диод №3. Зависимости полного сопротивления *R* и его компонент от тока через диод.

Завершим анализ рассмотрением ВАХ диода №8, обладающего самым большим значением характерного тока I_s и, как следствие, самым маленьким дифференциальным сопротивлением диода R_{te} . Вольтамперная характеристика диода, а также результаты ее обработки представлены на Рисунке 4.10. Использован полулогарифмический масштаб.



Рис. 4.10. ВАХ диода №8. Ток (по вертикали) выражен в амперах. Точки – экспериментальные данные, сплошная линия – результат полной аппроксимации. Тонкие (штриховые) линии – вклад токов *I*_{te} – диодная компонента тока через барьер Шоттки, *I*_l – линейный ток утечки, *I*_{tfe} нелинейный ток термополевой эмиссии.

Этот диод обладает относительно малой линейной утечкой, $R_l = 1 \cdot 10^7$ Ом.

Параметры, определяющие ток I_{te} через барьер Шоттки, имеют следующие значения: $I_s=1\cdot 10^{-14}$ A, $\eta=1.15$.

Последовательное сопротивление R_b базы и контактов описывается сопротивлением $R_b = 6.9$ Ом.

Токовая зависимость полного дифференциального сопротивления R диода изображена на Рисунке 4.11. Здесь же приведены токовые зависимости дифференциального сопротивления R_{te} перехода Шоттки и сопротивления базы и контактов R_b . Сопротивление R_b становится определяющим при токах, превышающих 20 мА.



Рис. 4.11. Диод №8. Зависимости полного сопротивления *R* и его компонент от тока через диод.

Параметры, определяющие ВАХ диодов, представлены в Таблице 4.1.

В Таблице 4.1 исследованные диоды расположены в порядке возрастания номеров, присвоенных им производителем.

Таблица 4.1

Параметр	№ 1	Nº 2	Nº 3	№ 8
I_s , A	$4.6 \cdot 10^{-15}$	$6 \cdot 10^{-16}$	$3 \cdot 10^{-15}$	$1 \cdot 10^{-14}$
η	1.15	1.15	1.13	1.15
<i>R</i> _{<i>l</i>} , Ом	$6 \cdot 10^4$	$2.8 \cdot 10^3$	$3.5 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^{7}$
$I_{\rm tfe0},{\rm A}$	$1 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-5}$	5·10 ⁻⁸	$4 \cdot 10^{-9}$
\overline{E}_0	0.0468	0.3	0.09	0.065
R_b , Ом	2.9	8.9	4.8	6.9

Параметры аппроксимации ВАХ диодов

4.3. Анализ спектра низкочастотных шумов диодов с барьером Шоттки

Основные результаты, представленные в настоящем разделе, опубликованы в работах [222, 230, 239, 241].

4.3.1. Шум типа 1/f

В настоящем разделе приводятся результаты измерения и анализа спектра 1/f шумового напряжения диодов Шоттки.

Шумовое напряжение усиливалось, оцифровывалось и записывалось на жесткий диск компьютера реализациями по 1 млн. отсчетов. Затем осуществлялась обработка данных при помощи многофункционального анализатора, выполненного в программной среде LabVIEW [318, 319]. Сведения об экспериментальной установке и специально разработанном программном комплексе представлены в [20], а также в Приложении 2.

Спектр шумового напряжения исследовался в диапазоне токов (~ 0.1мкА) \div (~ 1мА) на частотах до 20 кГц. Обнаружено, что этот спектр имеет вид $1/f^{\gamma}$, где γ – параметр формы, принимавший значения, близкие к единице.

Семейства спектров S_V шумового напряжения для диодов №1, №2, №3 и №8 приведены, соответственно, на рис. 4.12 – 4.15. Прямой линией "1/f" на рисунках показан наклон спектра 1/f.

На Рисунке 4.12 показано семейство спектров шумового напряжения диода №1 при токах через диод в диапазоне 1мкА÷70мкА.



Рис. 4.12. Семейство спектров шумового напряжения диода №1 при токах через диод в диапазоне 1мкА÷70мкА.

Параметр γ измерен в диапазоне частот 2–100Гц. Например, для тока 3.7·10⁻³ А γ =1.14; для тока 1.85·10⁻² А γ =1.02; для тока 7.0·10⁻² А γ =1.04.

На Рисунке 4.13 показано семейство спектров шумового напряжения диода №2 при токах через диод в диапазоне 5мкА÷3мА.



Рис.4.13. Семейство спектров шумового напряжения диода №2 при токах через диод в диапазоне 5мкА÷3мА.

На Рисунке 4.14 показано полное семейство спектров шумового напряжения диода №3 при токах через диод в диапазоне 0.2мкА÷0.1мА.


Рис.4.14. Семейство спектров шумового напряжения диода №3 при токах через диод в диапазоне 0.2мкА÷0.1мА.

Для диода №3 параметр γ измерен в диапазоне частот 2–100Гц. Например, для тока 2.2·10⁻⁶ А γ =1.2; для тока 5.1·10⁻⁵ А γ =1.04; для тока 9.8·10⁻⁴ А γ =1.2.

На Рисунке 4.15 показаны спектры шумового напряжения диода №8 при различных токах через диод.



Рис.4.15. Спектры шумового напряжения диода №8 при токах через диод 1.8·10⁻⁸ А – 1мА.

4.3.2. Токовые зависимости спектров 1/f шума

На Рисунках 4.16 – 4.19 представлены экспериментальные зависимости спектров 1/f шума от тока для диодов №1, №2, №3 и №8 на частоте анализа *f* =10 Гц.

Диоды различаются значениями сопротивления утечки, параметрами тока термополевой эмиссии и характерным током термоэлектронной компоненты через барьер Шоттки *I_s*.

В соответствии с флуктуационной моделью полупроводникового диода, эффект максимизации 1/f шума может наблюдаться только при наличии нескольких компонент полного тока *I* через диод. В исследуемых здесь диодах существуют компоненты тока такие как: ток термоэлектронной эмиссии через барьер Шоттки, ток утечки и ток термо-полевой эмиссии.

Перейдем к анализу токовой зависимости спектра 1/f шума на примере диода №1.



На Рисунке 4.16 представлены данные для диода №1. Точками показаны экспериментальные данные, сплошная линия – модель шума тока линейной утечки и тока термополевой эмиссии. При этом использованы следующие значения моделируемых спектров (на частоте f=10 Гц): $S_{\delta Rl} = 8 \cdot 10^{-11}$ 1/Гц и $S_{\delta Rtfe} = 8.5 \cdot 10^{-9}$ 1/Гц.

Перейдем к анализу токовой зависимости спектра 1/f шума на примере диода №2.

На Рисунке 4.17 представлена токовая зависимость спектра шумового напряжения для диода №2 на частоте 10 Гц. Точками показаны экспериментальные данные. Для данного диода модель шума тока термополевой эмиссии удовлетворительно описывает экспериментальные данные во всём диапазоне измеренных токов. Использованы следующие значения моделируемых спектров (на частоте f=10 Гц): $S_{\delta Rl} = 5 \cdot 10^{-12}$ 1/Гц и $S_{\delta Rtfe} = 3 \cdot 10^{-9}$ 1/Гц.



Рис. 4.17 Токовая зависимость спектра 1/f шума диода №2.

На Рисунке 4.18 представлены аналогичные данные для диода №3.



Рис. 4.18 Токовая зависимость спектра 1/f шума диода №3.

Использованы следующие значения моделируемых спектров (на частоте f=10 Гц): $S_{\delta R l} = 2 \cdot 10^{-10} \ 1/\Gamma$ ц и $S_{\delta R tfe} = 5 \cdot 10^{-10} \ 1/\Gamma$ ц.

На Рисунке 4.19 представлены аналогичные данные для диода №8.



Рис. 4.19 Токовая зависимость спектра 1/f шума диода №8.

Для объяснения фликкерных шумов диода №8 использованы следующие значения моделируемых спектров (на частоте *f*=10 Гц):

 $S_{\delta Rl} = 3.10^{-9} \ 1/\Gamma$ ц и $S_{\delta Rtfe} = 6.10^{-10} \ 1/\Gamma$ ц.

4.4. Флуктуации коэффициента передачи смесителя на диоде Шоттки

Диоды с барьером Шотки находят широкое применение в современной радиоэлектронной аппаратуре и устройствах вычислительной техники, в частности, смесителях СВЧ, применяющихся в авиационной и ракетной технике, быстродействующих переключающих устройствах, элементах логических интегральных схем и т.д. Так, приемники доплеровских РЛС содержат смеситель. При этом принимаемый сигнал бывает достаточно малым. По этой причине необходимо требовать, чтобы смесительный диод имел минимально возможный уровень фликкерного шума. Исследованию фликкерных шумов диодов, работающих на постоянном токе, посвящено достаточно много работ. Однако в литературе практически не исследуются вопросы аналитического описания фликкерных шумов этих диодов, работающих в составе смесителя. Именно эта проблема и решается в настоящем разделе. Коэффициент передачи смесителя зависит, как известно (см., например [7]), от параметров нелинейного элемента и амплитуды напряжения гетеродина. При этом параметры нелинейного элемента (в нашем случае диода Шоттки) могут быть подвержены флуктуациям (порождаемым фликкерным шумом диода).

Эти флуктуации, во-первых, приводят к флуктуациям коэффициента передачи, что проявляется в виде амплитудных флуктуаций, вносимых в сигнал промежуточной частоты [270].

Рассмотрим эквивалентную схему смесителя [7, 333] изображённую на Рисунке 4.20.



Рис. 4.20 Эквивалентная схема смесителя.

На вход смесителя подаются напряжения гетеродина $u_g = V_g \cos(2\pi f_g t + \varphi_g)$ и сигнала $u_s = V_s \cos(2\pi f_s t + \varphi_s)$. В практических ситуациях амплитуда сигнала мала, $V_s << V_g$. Используя подход [7], считаем, что ёмкость *C* шунтирует нагрузки для частот $\omega_s = 2\pi f_s$ и $\omega_g = 2\pi f_g$. Напряжение промежуточной частоты имеет вид $u_i = V_i \cos(2\pi f_i t + \varphi_i)$, где $f_i = |f_g - f_s|$. Модуль коэффициента передачи смесителя при этом имеет вид: $K = V_i/V_s$. Поэтому исследуем напряжение $V + u_i$, выделяющееся на резисторе нагрузки *R*.

Параметры диода Шотки могут быть подвержены флуктуациям [269, 270].

Эти флуктуации, во-первых, приводят к флуктуациям коэффициента передачи, что проявляется в виде амплитудных флуктуаций, вносимых в сигнал промежуточной частоты $K \cdot (1+\delta K) = V_i \cdot (1+m)/V_s$. Здесь введены в рассмотрение относительные флуктуации коэффициента передачи смесителя δK и относительные флуктуации амплитуды *m*.

Во-вторых, появляется фликкерный шум диода $u_n(t)$, который проявляется как $v_n(t)$ в выходном сигнале смесителя. При этом фликкерный шум диода и шум в выход-

ном сигнале смесителя связаны соотношением $v_n = [R/(R+R_d)] \cdot u_n$. Здесь R_d – дифференциальное сопротивление диода.

На рисунке 4.20, $V = V_0 + v_n -$ "постоянная" составляющая, характеризующаяся невозмущённым значением V_0 и флуктуациям $v_n = v_n(t)$.

Измерения показали, что в вольтамперных характеристиках (ВАХ) исследованных диодов наряду с термоэлектронной компонентой (которая преобладает при относительно больших токах) проявляются дополнительные компоненты тока диода. Ранее в работе [252] при исследовании диодов Шоттки также были обнаружены дополнительные компоненты тока. Одна из компонент имеет квазиомический характер (утечка) и слабо проявляется при малых токах. Вторая компонента обусловлена механизмом термополевой эмиссии электронов сквозь вершину барьера на границе металлполупроводник [131]. В отличие от работы [248], где основной компонентой считалась термоэлектронная, в настоящем разделе диссертации в качестве основной рассматривается компонента термополевой эмиссии. Это объясняется тем, что термоэлектронная компонента преобладает в ВАХ при напряжениях и токах более 0.7 В и 10⁻³ А, соответственно. В то время как компонента термополевой эмиссии преобладает в диапазоне напряжений 0.1 - 0.7 В и токов $10^{-5} - 10^{-3}$ А. При напряжениях менее 0.1 В и токах менее 10⁻⁵ А в ВАХ заметно влияние линейной утечки. Так как нас интересует нелинейный режим работы прибора, то диапазон менее 0.1 В и менее 10^{-5} А здесь не анализируется. Таким образом, в работе [248] рассмотрен случай относительно больших токов и напряжений, а в настоящем разделе рассматривается случай относительно малых. За исключением области очень малых смещений в прямом направлении вольтамперная характеристика диода Шоттки в случае механизма термополевой эмиссии имеет вид [131] (поскольку в данном разделе рассматривается вклад только термополевой эмиссии, для сокращения записи индекс "tfe" заменён на индекс "d" (diode), соответственно, из тех же соображений, индекс "tfe0" заменён на индекс "t0"):

$$I_{\rm d} = I_{\rm t0} \cdot \exp\left(\frac{V_{\rm d}}{E_0}\right),\tag{4.4.1}$$

где V_d – приложенное напряжение; $E_0 = E_{00} \operatorname{cth}(qE_{00}/kT)$ – параметр, определяемый постоянной Больцмана k, абсолютной температурой T и зарядом электрона q (индекс "d" в выражении (4.4.1) подчёркивает, что характеристики относятся к диоду). Предэкспоненциальный множитель I_{t0} слабо зависит от приложенного напряжения. Он является сложной функцией температуры, высоты барьера и параметров полупроводника. Параметр E_{00} , зависящий от природы полупроводника и степени его легирования, для полупроводника *n*-типа имеет вид [131]:

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_D}{\varepsilon_s \varepsilon_0 \, m^*}} \,,$$

где $\varepsilon_{s}\varepsilon_{0}$ – диэлектрическая проницаемость полупроводника, N_{D} – концентрация ионизованных доноров, m^{*} – эффективная масса электрона, \hbar – постоянная Планка.

Используя результаты работы [7] находим модуль коэффициента передачи смесителя:

$$K = \frac{V_{\rm i}}{V_{\rm s}} = \frac{I_{\rm d0}R}{E_{\rm 0} + I_{\rm d0}R} \,\mu(\xi). \tag{4.4.2}$$

Здесь I_{d0} – постоянная составляющая тока через диод, $\mu(\xi) = I_1(\xi)/I_0(\xi)$ – отношение модифицированных функций Бесселя первого и нулевого порядков, $\xi = V_g/E_0$ – безразмерная амплитуда сигнала гетеродина. За исключением области малых смещений постоянная составляющая тока I_{d0} через диод определяется трансцендентным уравнением

$$I_{d0} = I_{t0} \left[I_0(\xi) \exp\left(-\frac{I_{d0}R}{E_0}\right) \right].$$
(4.4.3)

С учётом введённых ранее флуктуаций, соотношение (4.4.1) модифицируется следующим образом:

$$I_{\rm d} + i_{\rm n} = I_{\rm t0} \cdot \exp\left(\frac{V_{\rm d} + u_{\rm n}}{E_0}\right),$$
 (4.4.4)

Теперь соотношение (4.4.2) модифицируется следующим образом:

$$K \cdot (1 + \delta K) = \frac{V_{\rm i} \cdot (1 + m)}{V_{\rm s}} = \frac{(I_{\rm d0} + i_{\rm n})R}{E_{\rm 0} + (I_{\rm d0} + i_{\rm n})R} \mu(\xi).$$
(4.4.5)

Из выражения (4.4.5) видно, что величина введённых относительных флуктуаций коэффициента усиления совпадает с величиной относительных флуктуаций амплитуды выходного сигнала, вносимых шумом диода.

Из выражения (4.4.5) можно получить связь относительных флуктуаций коэффициента усиления смесителя с относительными флуктуациями напряжения в выходном сигнале смесителя (учтено, что $i_n/I_{d0} \ll 1$):

$$\delta K = \left[1 + \frac{I_{d0}R}{E_0}\right]^{-1} \frac{i_n}{I_{d0}} = \left[1 + \frac{I_{d0}R}{E_0}\right]^{-1} \frac{v_n}{V_0} \quad .$$
(4.4.6)

Отметим, что эту же связь можно получить следующим способом:

$$\delta K = \frac{\mathrm{d}K}{K} = \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial I_{\mathrm{d}0}} \mathrm{d}I_{\mathrm{d}0} \,. \tag{4.4.7}$$

Здесь i_n – флуктуации тока, порождаемые фликкерным шумом диода. Учтено, что относительные флуктуации тока совпадают с относительными флуктуациями напряжения, выделяющегося на резисторе нагрузки, $i_n/I_{d0} = v_n/V_0$.

Соотношение (4.4.6) позволяет найти выражение для спектра относительных флуктуаций коэффициента передачи смесителя:

$$\left\langle \delta K^{2} \right\rangle_{f} = \left[1 + \frac{I_{d0}R}{E_{0}} \right]^{-2} \frac{\left\langle v_{n}^{2} \right\rangle_{f}}{V_{0}^{2}} .$$

$$(4.4.8)$$

Для оценок выберем параметры диодов, исследовавшихся в [222]. Структуры представляют собой планарные TiAu/SiO₂/GaAs диоды Шоттки. В качестве подложек использовались пластины n^+ -GaAs. Измерения [222] показали, что при фиксированном токе через диод спектр $\langle u_n^2 \rangle_f$ шумового напряжения $u_n(t)$, выделяющегося на диоде, имеет вид:

$$< u_n^2 >_f = \frac{A}{f^{\gamma}}.$$
 (4.4.9)

Здесь величина параметра формы спектра γ зависит от конкретного диода и принимает значения, близкие к единице, $\gamma \approx 1$. Значение *A*, определяющее высоту спектра на частоте 1 Гц, зависит как от типа и экземпляра диода, так и от тока через диод. Отметим, что выражение типа (4.4.9) справедливо не только для диодов Шоттки, но и для других типов диодов, см., например, [253].

Типичное семейство спектров шумового напряжения диода при токах через диод в диапазоне 5мкА÷3мА изображено на Рисунке 4.13.

Используя связь v_n с u_n можно получить выражение, связывающее спектр $\langle v_n^2 \rangle_f$ шумового напряжения $v_n(t)$ в выходном сигнале смесителя со спектром $\langle u_n^2 \rangle_f$ шумового напряжения $u_n(t)$, выделяющегося на диоде:

$$\langle v_{n}^{2} \rangle_{f} = \left[\frac{R}{R+R_{d}}\right]^{2} \langle u_{n}^{2} \rangle_{f}.$$
 (4.4.10)

Взяв, в качестве примера, значение $\gamma = 1$ и постоянную составляющую тока через диод $I_{d0} = 1$ мА, получим следующую оценку для спектра флуктуаций напряжения:

$$\frac{\left\langle v_{n}^{2} \right\rangle_{f}}{V_{0}^{2}} \approx \frac{\left(10^{-15} - 10^{-14}\right)}{f} \left[\frac{1}{\Gamma \mathrm{II}}\right].$$
(4.4.11)

Воспользуемся типичными значениями параметров диодов: $I_{t0} = 5 \cdot 10^{-5}$ A, $E_0 = 0.3$ B, R = 9 Ом, $I_{d0} = 1$ мА. В результате получим оценку для спектра относительных флуктуаций коэффициента передачи смесителя: $\langle \delta K^2 \rangle_f = 0.94 \cdot \langle v_n^2 \rangle_f / V_0^2$. Округляя, несколько завысив данные, получаем:

$$\left\langle \delta K^2 \right\rangle_f \approx \frac{\left(10^{-15} - 10^{-14}\right)}{f} \left[\frac{1}{\Gamma \mathrm{II}}\right].$$
 (4.4.12)

Заметим, что эта оценка сделана на основе измерения фликкерных шумов рассматриваемых диодов в диапазоне частот f от 1 Гц до 20 кГц.

Исследуем теперь зависимость спектра относительных флуктуаций коэффициента передачи смесителя от величины постоянной составляющей тока через диод. Для этого сначала рассмотрим подобную зависимость для спектра $\langle u_n^2 \rangle_f$ шумового напряжения, выделяющегося на диоде Шоттки (см. Рисунок 4.21). Этот рисунок, теперь с новыми введёнными обозначениями, повторяет Рисунок 4.17.



Рис. 4.21. Токовая зависимость спектра 1/f шумового напряжения диода Шоттки.

Точками показаны экспериментальные данные, сплошная линия – модель шума тока термополевой эмиссии (частота анализа f = 10 Гц). Модель подробно представлена в работе [252]. У диодов, рассматриваемых здесь, в отличие от диодов, исследованных в Главе 3 настоящей диссертации и в [252], существует слой SiO₂. Как показали расчёты, в

токовой зависимости спектра, представленной на Рисунке 4.21, проявляется только вклад термополевой эмиссии, в отличие от диодов из работы [252], где заметен вклад линейной (омической) утечки.

Теперь, переходя к относительным флуктуациям напряжения и используя (4.4.8), можно получить зависимость $\left< \delta K^2 \right>_f$ от $I_{\rm d0}$ (см. Рисунок 4.22).



Рис. 4.22. Токовая зависимость спектра относительных флуктуаций коэффициента передачи смесителя.

Так как коэффициент, стоящий в соотношении (4.4.8) перед нормированным спектром $\langle v_n^2 \rangle_f / V_0^2$ мало отличается от единицы, то токовая зависимость спектра относительных флуктуаций коэффициента передачи смесителя практически полностью повторяет токовую зависимость спектра относительных флуктуаций напряжения в выходном сигнале смесителя. Модель, описывающая эффект максимизации в токовой зависимости спектра 1/f шумового напряжения диода Шоттки представлена в [252].

Используя связь (4.4.3) постоянной составляющей тока I_{d0} через диод с напряжением гетеродина, можно получить зависимость $\langle \delta K^2 \rangle_f$ от V_g . Причём в этом случае спектр относительных флуктуаций коэффициента передачи смесителя совпадает со спектром относительных флуктуаций выходного сигнала, вносимых шумами диода,

 $\langle m^2 \rangle_f = \langle \delta K^2 \rangle_f$ (см. Рисунок 4.23). Эта зависимость получена численными методами с использованием программных средств системы MATLAB 6.5.



Рис. 4.23. Зависимость спектра относительных флуктуаций амплитуды выходного сигнала, вносимых шумами диода, от амплитуды сигнала гетеродина.

При увеличении амплитуды сигнала гетеродина $V_{\rm g}$ до 1 В величина спектра относительных флуктуаций амплитуды выходного сигнала, вносимых шумами диода, растёт и достигает значения $\langle m^2 \rangle_{1\Gamma_{\rm H}} \approx 2 \cdot 10^{-13} \ \Gamma {\rm u}^{-1}$. Дальнейшее увеличение амплитуды $V_{\rm g}$ приводит к быстрому уменьшению вносимых флуктуаций амплитуды. Например, при $V_{\rm g} = 1.5$ В имеем $\langle m^2 \rangle_{1\Gamma_{\rm H}} \approx 10^{-14} \ \Gamma {\rm u}^{-1}$.

4.5. Оценка пороговой величины амплитуды принимаемого сигнала

Используя выражения (4.4.9) и (4.4.10) и приняв $\gamma = 1$, определим мощность шума в заданной полосе частот Δf (в данном случае [1 Гц, 20 кГц]):

$$< v_{\rm n}^2 (\Delta f) > = \int_{\Gamma_{\rm H}}^{20\,\kappa\Gamma_{\rm H}} \frac{A}{f} \left[\frac{R}{R+R_d} \right]^2 df \approx 10 A \left[\frac{R}{R+R_d} \right]^2.$$

Напомним, что величина *А* зависит от типа и экземпляра диода, а также от тока через диод. Представленное соотношение позволяет определить эффективное напряжение шума:

$$v_{_{3\varphi\varphi}} = \sqrt{\langle v_{\rm n}^2(\Delta f) \rangle} \approx \frac{R}{R+R_d} \sqrt{10A} \; .$$

Рассмотрим отношение сигнал/шум:

$$SNR = \frac{V_{i}^{2}/2}{v_{3\phi\phi}^{2}} = \frac{V_{s}^{2} \cdot K^{2}/2}{v_{3\phi\phi}^{2}}$$

Это отношение позволяет определить пороговую величину V_{s0} амплитуды принимаемого сигнала. При этом предполагается, что промежуточная частота лежит в указанном диапазоне частот. Если это не так, то шумы надо анализировать в другом диапазоне частот.

Приведём график зависимости (4.4.2) коэффициента передачи смесителя от амплитуды сигнала гетеродина (см. Рисунок 4.24) для относительно малых значений. При бо́льших значениях амплитуды сигнала гетеродина наступает насыщение.



Рис. 4.24. Зависимость коэффициента передачи смесителя от амплитуды сигнала гетеродина.

Зависимости эффективного напряжения шума в полосе частот Δf (в данном случае [1 Гц, 20 кГц]), а также величины пороговой амплитуды V_{s0} от амплитуды сигнала гетеродина для SNR, равного 3 и 10 дБ, показаны на Рисунке 4.25.



Рис. 4.25. Зависимости величины пороговой амплитуды V_{s0} и эффективного напряжения шума в полосе частот Δf (в диапазоне [1 Гц, 20 кГц]) от амплитуды сигнала гетеродина для SNR=3 дБ и SNR=10 дБ.

Из Рисунка 4.25 видно, что амплитуда входного сигнала должна быть хотя бы на порядок больше, чем эффективное напряжение шума, т.е. ~10⁻⁵ В.

4.6. Прохождение гармонического сигнала через нестабильный смеситель на диоде Шоттки

Рассмотрим гармоническое колебание. Пусть это колебание подаётся на смеситель. Будем считать, что коэффициент передачи смесителя не постоянен во времени, а испытывает флуктуации, порождённые фликкерным шумом диода.

В связи с этим возникает задача определения формы спектра сигнала на выходе подобного смесителя, которая, как очевидно, в общем случае не должна совпадать с формой спектра входного колебания. Решение этой задачи и составляет содержание настоящего раздела.

Рассмотрим сначала идеальный смеситель с постоянным во времени коэффициентом передачи *K*_{0.} Сосредоточим своё внимание на диапазоне разностных частот на выходе смесителя. Тогда, без потери общности, можно взять следующее уравнение смесителя [7]:

$$z(t) = K_0 s(t) g(t), \tag{4.6.1}$$

где z(t) – выходное напряжение, s(t) – случайное напряжение сигнала, g(t) – случайное напряжение гетеродина.

Пусть для простоты спектры функций s(t) и g(t) соответственно симметричны относительно частот ω_1 и ω_2 . Причём ширина их много меньше ω_1 , ω_2 и $\omega_0 = |\omega_2 - \omega_1|$.

Считая s(t) и g(t) статистически независимыми, рассмотрим спектральные плотности процессов s(t), g(t) и z(t)

$$S_s(\Omega), S_g(\Omega), S_z(\Omega)$$

с аргументом Ω , отсчитываемым соответственно от частот $\omega_{1,} \omega_{2,} \omega_{0.}$

Тогда, в общем случае решение вопроса о форме спектра колебаний на выходе идеального смесителя имеет вид [7], [299]:

$$S_{z}(\Omega) = \frac{1}{2} K_{0}^{2} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{s}(\omega') S_{g}(\Omega - \omega') d\omega'. \qquad (4.6.2)$$

Рассмотри два предельных случая.

1) Пусть ширина спектра сигнала Π_s много меньше ширины спектра гетеродина Π_g , т.е. $S_s(\Omega)$ отлично от нуля только в интервале $[-\Pi_s, +\Pi_s]$ и на этом интервале постоянно. Тогда

$$S_{z}(\Omega) = \frac{K_{0}^{2}}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{s}(\omega') S_{g}(\Omega - \omega') d\omega' = \frac{K_{0}^{2}}{4\pi} \int_{-\Pi_{s}}^{+\Pi_{s}} S_{s}(\omega') S_{g}(\Omega) d\omega' =$$

$$= \frac{K_{0}^{2}}{4\pi} S_{g}(\Omega) \int_{-\Pi_{s}}^{+\Pi_{s}} S_{s}(\omega') d\omega' = \frac{K_{0}^{2}}{2} S_{g}(\Omega) \sigma_{s}^{2}.$$
(4.6.3)

2) Так как свёртка симметрична, то аналогично для случая $\Pi_g << \Pi_s$ имеем:

$$S_{z}(\Omega) = \frac{K_{0}^{2}}{2} S_{s}(\Omega) \sigma_{g}^{2}.$$
 (4.6.4)

Т.е. в этом случае форма спектра сигнала при прохождении через смеситель не изменится.

Рассмотрим теперь флуктуации коэффициента передачи смесителя:

$$K = K_0[1 + \delta K(t)], \text{ где } \delta K(t) = \frac{\Delta K(t)}{K} << 1, \quad \langle \delta K(t) \rangle = 0.$$

Предположим, что $\delta K(t)$ – стационарный случайный процесс, независимый от s(t) и g(t). Тогда вместо (4.6.1) будем иметь:

$$u(t) = K_0[1 + \delta K(t)]s(t)g(t) = [1 + \delta K(t)]z(t).$$

Переходя к спектральным плотностям, имеем [7]:

$$S_{u}(\Omega) = S_{z}(\Omega) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{z}(\omega') S_{\delta K}(\Omega - \omega') d\omega'. \qquad (4.6.5)$$

Отсюда видно, что спектр на выходе реального смесителя состоит из спектра $S_{z}(\Omega)$ (выход идеального смесителя) и свёртки спектров $S_{z}(\Omega)$ и $S_{\delta K}(\Omega)$. Структуру спектра $S_{z}(\Omega)$ мы уже обсуждали. Здесь будем считать её заданной и рассмотрим вопрос о том, насколько спектр $S_{u}(\Omega)$ отличается от спектра $S_{z}(\Omega)$.

Рассмотрим подробнее получившееся выражение.

1) Предположим сначала, что флуктуации коэффициента передачи смесителя $\delta K(t)$ имеют достаточно узкий спектр, ширина которого $\Pi_{\delta K}$ много меньше ширины спектра z(t) Π_z . Это может иметь место в случае очень медленных флуктуаций коэффициента передачи смесителя. Тогда:

$$S_{u}(\Omega) = S_{z}(\Omega) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{z}(\omega') S_{\delta K}(\Omega - \omega') d\omega' \approx$$
$$\approx S_{z}(\Omega) + S_{z}(\Omega) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\delta K}(\omega') d\omega' = S_{z}(\Omega) + S_{z}(\Omega) \sigma_{\delta K}^{2} = (1 + \sigma_{\delta K}^{2}) S_{z}(\Omega).$$

Так как $\sigma_{\delta K}^{2} << 1$, то:

$$S_{u}(\Omega) = (1 + \sigma_{\delta K}^{2}) S_{z}(\Omega) \approx S_{z}(\Omega).$$
(4.6.6)

Таким образом, в этом случае флуктуации коэффициента передачи смесителя практически не вносят дополнительных искажений в форму спектра на выходе смесителя ни на каких частотах Ω.

2) Рассмотрим обратную ситуацию. Флуктуации $\delta K(t)$ имеют спектр фликкершума, т.е. спектр, достаточно медленно спадающий с частотой (~ Ω^{-1}) и простирающийся вплоть до нескольких МГц. Поэтому, есть все основания считать, что в реальных условиях спектр $S_{\delta K}(\Omega)$ много шире спектра $S_z(\Omega)$ ($\Pi_z \ll \Pi_{\delta K}$), и, следовательно:

$$S_{u}(\Omega) = S_{z}(\Omega) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{z}(\omega') S_{\delta K}(\Omega - \omega') d\omega' \approx$$
$$\approx S_{z}(\Omega) + S_{\delta K}(\Omega) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{z}(\omega') d\omega' = S_{z}(\Omega) + S_{\delta K}(\Omega) \sigma_{z}^{2}. \qquad (4.6.7)$$

Обсудим полученный результат. Т.к. $\Pi_z \ll \Pi_{\delta K}$ и $\sigma_{\delta K}^2 \ll 1$, то для достаточно малых частот $\Omega \ll \Omega_0$, где Ω_0 – некоторая критическая частота, $S_z(\Omega) \gg S_{\delta K}(\Omega)$ и

$$S_u(\Omega) \approx S_z(\Omega).$$

С другой стороны, для достаточно больших частот $\Omega >> \Omega_0, S_z(\Omega) << S_{\delta K}(\Omega)$ и

$$S_u(\Omega) \approx \sigma_z^2 S_{\delta K}(\Omega).$$

Критическая частота может быть определена из соотношения:

$$S_z(\Omega_0) = \sigma_z^2 S_{\delta K}(\Omega_0). \tag{4.6.8}$$

Отсюда следует вывод:

 Ω << Ω₀ – флуктуации коэффициента передачи смесителя практически не вносят искажений в форму спектра на выходе смесителя;

2. $\Omega \approx \Omega_0 - \phi$ луктуации коэффициента передачи смесителя существенно искажают спектр сигнала;

 Ω >> Ω₀ – флуктуации коэффициента передачи смесителя полностью определяют спектр на выходе смесителя.

Оценим критическую частоту. Предполагая спектр $S_z(\Omega)$ гауссовым:

$$S_{z}(\Omega) = \frac{\sigma_{z}^{2}}{\sqrt{2\pi \Pi_{z}^{2}}} e^{-\frac{\Omega^{2}}{2\Pi_{z}^{2}}}, \qquad (4.6.9)$$

для $S_{\delta K}(\Omega)$ имеем:

$$S_{\delta K}(\Omega) = B/\Omega.$$

Введём безразмерную величину $\alpha = \Omega(2\Pi_z^2)^{-1/2}$. Тогда (4.6.8) запишется так:

$$e^{-\alpha^2} = \frac{\sqrt{\pi}B}{\alpha}.$$
(4.6.10)

Корень α_0 определяет $\Omega_0 = \alpha_0 (2\Pi_z^2)^{1/2}$. На Рисунке 4.26 показаны графики функций $S_z(\Omega)$ и $S_{\delta K}(\Omega)$ в двойном логарифмическом масштабе для $B=10^{-9}$.



Рис. 4.26 Графическая иллюстрация (4.6.10)

Уравнение (4.6.10) имеет следующие примерные значения *p*₀ для ряда значений *B*: <u>Таблица 4.2.</u>

В	10-10	10-9
$lpha_0$	4.9034	4.6572

Параметры для оценки критической частоты

Поскольку значения *B* заключены между 10^{-10} и 10^{-9} , то мы можем принять среднее значение $\alpha_0 \approx 4.78$. Это значит, что

$$2\pi F_0 = \Omega_0 = 4.78 \cdot (2)^{1/2} \Pi_z \approx 6.76 \Pi_z. \tag{4.6.11}$$

Тем самым, например, для $\Pi_z (2\pi)^{-1} = 100$ Гц $F_0 = 676$ Гц.

Однако, следует отметить, что в действительности условие (4.6.9) выполняется лишь приближённо, для достаточно малых Ω , в то время как для больших Ω спектр $S_{z}(\Omega)$ может иметь другой вид. Это означает, что оценка (4.6.11) также приближённая.

4.7. Выводы по четвёртой главе

Представлены результаты исследования диодов Шоттки.

Произведено исследование вольтамперных характеристик, спектров электрических шумов и их зависимости от тока через образец.

Предложена модель диода Шоттки, в которой учтено сопротивление омических контактов и базы диода, а также возможность существования параллельного линейного сопротивления и термополевой эмиссии. На основе предложенной модели разработана процедура декомпозиции ВАХ таких диодов, ориентированная на шумовой анализ диодов Шоттки.

Показано, что для рассмотренного типа диода Шоттки, зависимость спектра относительных флуктуаций коэффициента передачи смесителя от напряжения гетеродина имеет максимум. Из отношения сигнал/шум определена пороговая величина амплитуды принимаемого сигнала и её зависимость от амплитуды сигнала гетеродина.

Рассмотрено прохождение гармонического колебания через смеситель, коэффициент передачи которого флуктуирует. Показано, что форма спектра сигнала на выходе смесителя искажается флутуациями коэффициента передачи смесителя.

Основные выводы по четвёртой главе:

1. Доказано, что фликкерные шумы напряжения, наблюдающиеся в диодах Шоттки, обусловлены шумом линейного сопротивления утечки и шумом тока термополевой эмиссии.

2. Впервые аналитически решена задача о влиянии флуктуаций электрофизических параметров диодов с контактами металл-полупроводник на выходную форму спектра в смесителях на базе таких диодов, позволяющая определить выходную форму спектра сигнала на выходе смесителя, зная шумовые характеристики диода.

Ценность данного результата заключается в том, что зная шумовые характеристики диода Шоттки можно судить (предсказать, оценить) о шумовых характеристиках смесителя.

3. Из отношения сигнал/шум определена пороговая величина амплитуды принимаемого сигнала и её зависимость от амплитуды сигнала гетеродина.

4. Определены условия, при которых форма спектра колебания на выходе смесителя искажается флуктуациями коэффициента передачи смесителя.

5. Преобразование низкочастотных шумов нелинейными системами

Основные результаты, представленные в настоящей главе, опубликованы в работах [191, 193, 194, 196–204, 207–209, 213, 221, 223, 224, 226–228, 231, 232, 234-236, 245].

Для контроля уровня электромагнитного излучения от различных приборов в диапазоне от нескольких герц до нескольких гигагерц необходимы простые и недорогие детекторы [334]. Наиболее простыми являются детекторы на основе структур с барьером Шоттки. Для обеспечения высокой чувствительности детекторных диодов нужно уменьшать эффективную высоту барьера и не использовать постоянное смещение. Это упрощает конструкцию детектора и приводит к снижению уровня шумов диодов (типа 1/f и др.). В работах [138-142] показана перспективность применения технологии δ– легирования для изготовления низкобарьерных диодов.

Исследования вольтамперных характеристик прототипов низкобарьерных диодов Шоттки проводятся в группе В.И. Шашкина (Институт физики микроструктур РАН) – разработчике данных структур.

Важной задачей [221] является нахождение статистических характеристик процесса на выходе детекторов на диодов Шоттки с б–легированием. Вообще говоря, детектирование, как правило, происходит с обратной связью, которую обеспечивает сопротивление нагрузки.

Задача о безынерционном (отсутствует ёмкость) детектировании с обратной связью, где в качестве нелинейного элемента используется "обычный" диод известна [144], [335]. В данной главе в рамках гауссовской аппроксимации совокупности входной и выходной переменной исследуется более сложный случай нахождения выходных статистических характеристик, когда в качестве нелинейного элемента используется диод Шоттки с δ–легированием.

Поскольку всякая детектирующая система является инерционной, возникает задача исследования влияния инерционности на простейшие статистические характеристики выходного процесса.

Если входной переменной является произвольный случайный процесс, то отыскание статистических характеристик выходной переменной оказывается трудной задачей. Если же входная переменная является марковским процессом (или компонентой марковского процесса), то можно воспользоваться аппаратом теории марковских процессов и записать дифференциальные уравнения для кумулянтов и кумулянтных функций искомого случайного процесса. Однако для нахождения кумулянтов и кумулянтных функций выходного процесса необходимо решить систему из бесконечного числа зацепляющихся уравнений. Это означает, что мы вынуждены ограничиваться модельными приближениями. Поэтому ограничимся случаем гауссовского стационарного марковского процесса с нулевым средним и примем гауссовское приближение для совокупности входной и выходной переменной.

Таким образом, возникает задача нахождения выходных статистических характеристик и их зависимостей от параметров входного шума при инерционном детектировании с использованием диода Шоттки с δ–легированием в гауссовском приближении для совокупности входной и выходной переменной.

5.1. Низкочастотные шумы в диодах Шоттки с б-легированием

5.1.1. Структура диодов

Подробное описание технологии и результаты исследования прототипов структур приведены в работах группы В.И. Шашкина [138–142]. Исследованные структуры представляют собой планарные диоды с балочными выводами. В качестве подложек использовались сильнолегированные пластины n^+ –GaAs. Последовательность наращивания слоев была следующая. Сначала на подложку осаждался сильнолегированный буферный слой n^+ –GaAs с толщиной 0.1–0.3 мкм и концентрацией носителей $n=(4-6)\cdot10^{18}$ см⁻³, затем – около 0.1 мкм нелегированного ($n \le 10^{16}$ см⁻³) GaAs. В режиме прерывания роста проводилось δ – легирование кремнием с поверхностной концентрацией (5–20)·10¹² см⁻², затем осаждался покрывающий слой нелегированного GaAs с толщиной 4–5 нм. В ряде случаев поверх δ – слоя осаждалась комбинация нелегированных слоев GaAs (2 нм) и \ln_x Ga_{1-x}As (2-3 нм, x = 0.2–0.4), имеющих ту же суммарную толщину. После завершения процесса роста полупроводниковых слоев структуру охлаждали до температуры примерно 175⁰С и без разгерметизации реактора металлорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ) проводили осаждение пленки алюминия с толщиной 0.1–0.15 мкм.

При указанных параметрах структуры на границе с металлом формируется тонкая туннельно-прозрачная вершина потенциального барьера, обеспечивающая эффективную термополевую эмиссию. Введение узкозонного InGaAs на границе с металлом дополнительно уменьшает высоту барьера и увеличивает его туннельную прозрачность.

Исследуемые диоды имеют обозначения E793_2, E478_7, E722_8, "D-40k", "D-600". Все диоды изготовлены по одной технологии и различаются, в основном, значениями характерного тока низкобарьерного перехода Шоттки.

Исследование этих диодов было начато в [20]. В данной главе частично приведены данные работы [20] и представлены новые результаты по исследованию работы таких диодов в составе детектора.

5.1.2. Вольтамперные характеристики диодов с барьером Шоттки

Для анализа ВАХ диода использовалась эквивалентная схема, изображенная на Рисунке 5.1 [20]. Здесь внутренним диодом D представлен барьер Шоттки с приповерхностным δ -легированием, через который протекает ток I_D . Элемент R_b связан с сопротивлением омических контактов и базы диода. С помощью элемента R_l учитывается возможность существования утечки. В отличие от ранее введённой эквивалентной схемы (Рисунок 2.1.) здесь учитывается нелинейность сопротивления омических контактов и базы диода. С портивления омических контактов и базы и базы диода. С портивления омических контактов и базы нелинейность сопротивления омических контактов и базы диода.



Рис.5.1. Эквивалентная схема диода.

Ток I_D описывается соотношением [138]:

$$I_D = I_s \cdot \exp\left(-\frac{\alpha V_D}{V_T}\right) \cdot \left[\exp\left(\frac{V_D}{\eta V_T}\right) - 1\right].$$
(5.1.1)

Здесь V_D – напряжение, приложенное к барьеру Шоттки, η – коэффициент неидеальности, $\alpha = d/D_M \ll 1$ – относительная толщина δ -слоя (d – ширина туннельного барьера на границе с металлом ~ единиц нанометра, D_M – ширина барьера Мотта ~100 нм), I_s – характерный ток

$$I_s = A * T^2 \exp(-\Delta_0/kT),$$

где A^{**} – модифицированная постоянная Ричардсона, k – постоянная Больцмана, T – температура, Δ_0 – эффективная высота барьера при нулевом смещении, зависящая от параметров δ –легирования:

$$\Delta_{0} = \left[\Phi - \frac{q^{2} N_{s} d}{\varepsilon} \right] \cdot \left[1 - \frac{d}{D_{M}} \right].$$
(5.1.2)

Здесь Φ – высота барьера на границе металл-полупроводник, q – заряд электрона, N_s – поверхностная концентрация атомов донорной примеси, ε – диэлектрическая проницае-мость полупроводника.

Таким образом:

$$I_{s} = A^{**}T^{2} \exp\left\{-\frac{1}{kT}\left[\Phi - \frac{q^{2}N_{s}d}{\varepsilon}\right] \cdot \left[1 - \frac{d}{D_{M}}\right]\right\}.$$
(5.1.3)

Дифференциальное сопротивление, соответствующее ВАХ (5.1.2.1), равно:

$$R_{D} = \left(\frac{\mathrm{d}I_{D}}{\mathrm{d}V_{D}}\right)^{-1} = \frac{\eta V_{T}}{I_{D}(1-\eta\alpha) + I_{s}\exp\left(-\frac{\alpha V_{D}}{V_{T}}\right)}.$$
(5.1.4)

Отсюда определяем дифференциальное сопротивление R_{D0} при нулевом напряжении: $R_{D0} = \eta V_T / I_s$. Таким образом, для снижения R_{D0} необходимо увеличивать характерный ток I_s , для чего и используется δ -легирование.

Перейдем к описанию дифференциального сопротивления базы и контактов *R*_b.

Отметим, что при исследовании светоизлучающих структур (см. Раздел 2.1) указанное сопротивление считалось линейным. Однако при анализе низкобарьерных диодов Шоттки приходится учитывать и линейную R_{bb} и нелинейную R_{bn} компоненты полного сопротивления базы и контактов:

$$R_b = R_{bb} + R_{bn}.$$
 (5.1.5)

Для описания нелинейной компоненты используем ВАХ обычного диода, типа (1.2.7), с характерным током I_{sb} и коэффициентом неидеальности η_b .

При таком подходе дифференциальное сопротивление *R*_{bn} определяется следующим соотношением:

$$R_{bn} = \frac{\eta_b V_T}{I_D + I_{sb}}.$$
 (5.1.6)

Падение напряжения V_b на базе и контактах есть

$$V_b = I_D \cdot R_b + \eta_b V_T \cdot \ln(1 + I_D / I_{sb}).$$
(5.1.7)

Таким образом, полное напряжение V, выделяющееся, на диоде, есть:

$$V = V_D + V_b. (5.1.8)$$

Элемент R_l , введенный на Рисунке 5.1, учитывает возможность существования тока утечки I_l , который в общем случае может содержать две компоненты – линейную I_{ll} и нелинейную I_{nl} (см. раздел 1.2).

Таким образом, полный ток диода І содержит две компоненты:

$$I = I_D + I_l. (5.1.9)$$

Полное дифференциальное сопротивление диода *R* равно:

$$R = (R_l^{-1} + R_D^{-1})^{-1} + R_b.$$
(5.1.10)

Модель диода, представленная приведенными соотношениями, использовалась для аппроксимации экспериментальных данных.

Процедура аппроксимации экспериментальных данных и оценка точности аппроксимации ВАХ подробно рассмотрены в [20].

Далее представлены результаты аппроксимации ВАХ с помощью приведённых выше соотношений. На Рисунке 5.2. приведена ВАХ диодов Е793_2, Е722_8, "D-40k", "D-600". При этом ток по вертикальной оси взят по модулю и выражен в миллиамперах. Маркерами на графике показаны экспериментальные данные. Сплошная линия – результат аппроксимации.



Рис. 5.2. ВАХ диодов.

Параметры, определяющие ВАХ диодов, представлены в Таблице 5.1.

Таблица 5.1

Параметр	E793_2	E722_8	"D-40k"	"D-600"
I_s , A	$5 \cdot 10^{-12}$	$3.8 \cdot 10^{-8}$	6·10 ⁻⁷	$5 \cdot 10^{-5}$
η	1.12	1.21	1.21	1.21
α	0.08	0.066	0.08	0.08
<i>R</i> _{D0} , Ом	$5.6 \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^{5}$	$5 \cdot 10^4$	600
R_{ll} , Ом	$5 \cdot 10^{10}$	$>1 \cdot 10^{8}$	$>1.10^{8}$	$>1 \cdot 10^{8}$
R_{bb} , Ом	37	9	3	10
I_{sb}, A	1.1.10-5	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$1.25 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$
η_b	1.5	15	10	6

Параметры аппроксимации ВАХ диодов

В Таблице 5.1 исследованные диоды расположены в порядке возрастания значений характерного тока барьера Шоттки I_s . Заметим, что, чем больше значение I_s , тем лучшим считается диод.

Таким образом, помимо снижения высоты барьера с целью уменьшения R_{D0} , необходимо уделять внимание проблеме уменьшения сопротивления базы и контактов.

5.1.3. Спектры низкочастотного шумового напряжения диодов Шоттки с блегированием

В настоящем разделе представлены экспериментальные данные и результаты анализа спектра 1/f шумового напряжения диодов Шоттки с δ-легированием [20].

Шумовое напряжение усиливалось, оцифровывалось и записывалось на жесткий диск компьютера реализациями по 1 млн. отсчетов. Затем осуществлялась обработка данных при помощи многофункционального анализатора, выполненного в программной среде LabVIEW [318, 319]. Сведения об экспериментальной установке и специально разработанном программном комплексе представлены в Приложении 1.

В области малых токов (меньше или порядка десятков микроампер) сказываются наводки на измерительную установку [173], [176], [182], [190].

Спектр шумового напряжения исследовался в диапазоне токов (~ 5мкА) \div (~ 2мА) на частотах до 20 кГц. Обнаружено, что этот спектр имеет вид 1/f^{γ}, где γ – параметр формы спектра, принимавший значения, близкие к единице.

Семейства спектров S_V шумового напряжения для диодов E793_2, "D-40k" и "D-600" приведены, соответственно, на Рисунках 5.3 – 5.5. Прямой линией "1/f" на рисунках показан модельный спектр 1/f.

На рисунках указаны: разрядность быстрого преобразования Фурье (БПФ) N_{FFT}; количество усредняемых спектрограмм N_{sp}; шаг по частоте Δf.



Рис. 5.3. Семейство спектров шумового напряжения диода E793_2 при токах через диод в диапазоне 5мкА÷2мА.



Рис. 5.4. Семейство спектров шумового напряжения диода D-40k при токах через диод в диапазоне 7мкА÷1мА.



Рис. 5.5. Семейство спектров шумового напряжения диода D-600 при токах через диод в диапазоне 7мкА÷1мА.

Далее предполагается, что флуктуациям подвержен характерный ток I_s (5.1.3). При этом флуктуировать могут величины d и N_s , равнозначно входящие в выражение (5.1.3). Вводя гипотетический источник флуктуаций ΔN_s – абсолютные флуктуации поверхностной концентрации атомов донорной примеси в δ –слое перехода Шоттки, рассмотрим модель описывающую зависимость шумового напряжения диода Шоттки с δ – легированием от тока.

В δ -слое могут присутствовать подвижные атомы неконтролируемых примесей, например, атомов кислорода, водорода и т.д. При этом каждый такой атом формирует ДУС. Стохастические (термоактивированные) переключения между состояниями ДУС могут проявляться через стохастические (типа СТП) изменения энергии ионизации подобных (бистабильных) атомов примеси. Эти изменения приводят к флуктуациям эффективного числа атомов донорной примеси.

Переходя в (5.1.3) к абсолютным флуктуациям поверхностной концентрации атомов донорной примеси в δ -слое перехода Шоттки, $N_S \Longrightarrow (N_S + \Delta N_S)$, и полагая флуктуации малыми, получим следующую модификацию соотношения для характерного тока перехода Шоттки:

$$I_{S\Delta Ns} = I_{S} \left(1 - \frac{1}{kT} \frac{q^{2}d}{\varepsilon} \cdot \left[1 - \frac{d}{D_{M}} \right] \Delta N_{s} \right)$$

Вводя δI – относительные флуктуации полного тока, получим связь относительных флуктуаций тока и абсолютных флуктуаций поверхностной концентрации атомов донорной примеси:

$$\delta I = A\Delta N_s$$
, где $A \approx \frac{1}{kT} \frac{q^2 d}{\varepsilon}$, m^2

Принимая *d*=8 нм = $8 \cdot 10^{-9}$ м; ε =1.14 $\cdot 10^{-10}$ Ф/м, получим $A \approx 4.34 \cdot 10^{-16}$ м².

Найдем v(t) – шумовое напряжение, выделяющееся на диоде:

$$v(t) = (I \cdot R_D) \cdot \delta I(t) .$$

Таким образом, для спектра 1/f шума, выделяющегося на диоде, имеем

$$S_{V} = \left(I \cdot R_{D}\right)^{2} \cdot \left(\frac{1}{kT} \frac{q^{2}d}{\varepsilon}\right)^{2} \cdot S_{\Delta Nsf}, \qquad (5.1.11)$$
$$S_{V} = \left(I \cdot R_{D}\right)^{2} \cdot A^{2} \cdot S_{\Delta Nsf}.$$

Анализ показывает, что зависимость S_V от I соответствует эффекту насыщения 1/f шума.

На Рисунке 5.6 представлена зависимость спектра шумового напряжения для диода E792_2 на частоте 12 Гц от тока. Точками показаны экспериментальные данные, сплошная линия – модель флуктуаций ΔN_s . Использованы следующие значения моделируемых спектров: $S_{\Delta Ns}(12 \ \Gamma \mu)=9.10^{21} \ M^{-4}/\Gamma \mu$. На выноске Рисунка 5.13 показана та же зависимость, но для диапазона токов $10^{-5} \div 10^{-2}$ А.



Рис. 5.6. Зависимость спектра 1/f шума диода Е793_2 от тока

На Рисунке 5.7 представлены аналогичные данные для диода "D-40k".



Рис. 5.7. Зависимость спектра 1/f шума диода "D-40k" от тока

Использованы следующие значения моделируемых спектров (на частоте f=12 Гц): $S_{ANs}(12$ Гц)= $2 \cdot 10^{22}$ м⁻⁴/Гц.

На Рисунке 5.8 представлены экспериментальные данные для диода "D-600" (точки) и модель флуктуаций ΔN_s (сплошная линия). Для моделируемых спектров (на частоте *f*=10 Гц) принято $S_{\Delta Ns} = 8 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-4}/\Gamma$ ц.



Как видно из приведённых результатов, модель флуктуаций ΔN_s удовлетворительно описывает экспериментальные данные в диапазоне измеренных токов для всех исследованных диодов.

5.1.4. Оисание спектра естественных шумов на основе модифицированного соотношения Ван дер Зила

В настоящем разделе работы исследуется спектр S_{iD} естественных (тепловых и дробовых) токовых шумов *p*–*n* перехода, а также барьера Шоттки с коэффициентом неидеальности вольтамперной характеристики η , превышающим единицу, η >1. Приводятся новые экспериментальные результаты, полученные с помощью модернизированной экспериментальной установки, см. приложение 2, [201]. Использована эквивалентная схема, учитывающая наличие последовательного сопротивления базы и контактов диода, а также возможность существования утечки. Теоретически доказано и подтверждено экспериментально, что соотношение Ван дер Зила, $S_{iD} = 2q(I_D + 2I_s)$, предназначенное для вычисления спектра токовых шумов "идеального" перехода, $\eta=1$, не применимо при $\eta>1$; здесь q – элементарный заряд, I_D – ток через переход, I_s – ток насыщения перехода. Полученные ранее результаты обобщёны при помощи теоремы Гупта для спектра тепловых шумов в нелинейных резистивных системах и подтверждены экспериментально. Определён спектр шумового тока, $S_{iD} = (2q/\eta) \cdot (I_D + 2I_s)$. Представленный результат есть модификация соотношения Ван дер Зила на случай произвольного значения коэффициента неидеальности. Выполнена экспериментальная проверка модифицированного соотношения путём измерения спектра шума диода Шоттки с δ –легированием, находящегося в термодинамическом равновесии с окружающей средой [223].

Для вычисления спектра S_{iD} естественных (тепловых и дробовых) токовых шумов $i_D(t)$ полупроводникового диода с p-n переходом, а также барьера Шоттки, обычно используется соотношение А. Ван дер Зила [137]. При нулевом токе через диод, то есть в состоянии термодинамического равновесия с окружающей средой, это соотношение трансформируется в формулу Найквиста [336] для спектра теплового шума.

Однако, как показано в работах [200] и [202], это справедливо только для диодов, обладающих коэффициентом неидеальности вольтамперной характеристики (BAX) η =1. В случае, когда коэффициент неидеальности превышает единицу, η >1, соотношение А. Ван дер Зила оказывается не применимым.

Для решения этой проблемы в работах [200] и [202] предложена модификация соотношения А. Ван дер Зила, предназначенная для вычисления спектра естественных токовых шумов в *p*–*n* переходах, а также барьерах Шоттки, обладающих коэффициентом неидеальности ВАХ, превышающим единицу. Для решения этой проблемы сначала рассматривался простейший случай η =2, соответствующий рекомбинации носителей в области пространственного заряда [301] (подобная ВАХ типична для светоизлучающих диодов с квантовыми точками, см., например [221]). ВАХ такого перехода описывается двумя включёнными последовательно идентичными переходами с η =1. При этом полный шумовой ток определяется некоррелированными шумовыми источниками обоих переходов. Однако такой подход позволяет описывать шумы только в переходах, обладающих целыми значениями коэффициента неидеальности ВАХ. В работе [202] проведено обобщение результатов, полученных в [200], на случай произвольного значения коэффициента неидеальности ВАХ. Осуществлена экспериментальная проверка модифицированного соотношения А. Ван дер Зила. Это соотношение хорошо согласуется с экспериментальными данными.

В настоящем разделе работы использована эквивалентная схема, учитывающая последовательное сопротивление базы и контактов диода, а также возможность существования утечки. Приведены новые экспериментальные данные, полученные на модернизированной (по сравнению с использованной в [200] и [202]) установке, подтверждающие теоретические результаты.

Полученное в [200] и [202] соотношение обобщено с помощью метода Гупта [337], предназначенного для определения спектра теплового шума в нелинейных резистивных системах. Таким образом, решена задача вычисления спектра естественных токовых шумов *p*–*n* переходов и барьеров Шоттки, обладающих коэффициентом неидеальности ВАХ, превышающим единицу.

Экспериментальная проверка модифицированного соотношения представлена ниже. Измерялся шум диодов Шоттки с б–легированием (η >1), находящихся в состоянии термодинамического равновесия с окружающей средой. Прототипы диодов изготовлены в группе В.И. Шашкина [138], [139], [142] (Институт физики микроструктур РАН). Показано, что модифицированное соотношение находится в согласии с экспериментальными данными.

В работах [200] и [202] был проведён анализ спектра естественного шума в переходе диода, обладающего коэффициентом неидеальности ВАХ η , отличающимся от единицы, $\eta \ge 1$.

Для анализа источников шума используется эквивалентная схема, изображённая на Рисунке 5.9, предложенная А. Ван дер Зилом [137], с дополнительным учётом возможного тока утечки I_{leak} . Здесь мы ограничиваемся относительно низкими частотами, на которых не проявляются инерционные свойства диода. Элементом D на схеме обозначен p-n переход (либо барьер Шоттки); $i_D(t)$ – эквивалентный генератор тока, учитывающий шумы перехода. Шум сопротивления базы и контактов R_b моделируется генератором напряжения $v_b(t)$. Утечка описывается сопротивлением R_{leak} и генератором шумового напряжения $v_{leak}(t)$.

176



Рис. 5.9. Эквивалентная схема диода.

ВАХ перехода описывается соотношением:

$$I_D = I_s \cdot \{ \exp[qV_D / (\eta kT) - 1] \}.$$
 (5.1.12)

Здесь I_s – обратный ток насыщения перехода; q – элементарный заряд; V_D – напряжение, приложенное к переходу; η – коэффициент неидеальности; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Дифференциальная проводимость G_D такого перехода есть

$$G_D = dI_D/dV_D = q(I+I_s)/\eta kT.$$
 (5.1.13)

Начальная дифференциальная проводимость *G*_{D0} (при *I*_D =0) составляет

$$G_{D0} = qI_s/\eta kT.$$
 (5.1.14)

В предположении линейной (омической) утечки, спектр S_{vleak} шума утечки v_{leak}(t) определяется формулой Найквиста:

$$S_{vleak} = 4kTR_{leak}.$$
 (5.1.15)

Аналогично определяется спектр S_{vb} шума $v_b(t)$ линейного сопротивления базы и контактов R_b :

$$S_{\nu b} = 4kTR_b. \tag{5.1.16}$$

Спектр шумового тока $i_D(t)$ в рамках подхода А. Ван дер Зила [137] имеет вид:

$$S_{iD} = 2q \cdot (I_D + 2I_s). \tag{5.1.17}$$

Принимая в соотношении (5.1.17) ток равным нулю, $I_D = 0$, а также используя соотношение (5.1.14) для начальной дифференциальной проводимости перехода, получим следующее выражение для спектра естественных шумов перехода, находящегося в термодинамическом равновесии с окружающей средой:

$$S_{iD0} = 4qI_s = \eta \cdot 4kTG_{D0}.$$
 (5.1.18)

Известно, что любое устройство, которое находится в термодинамическом равновесии с окружающей средой, генерирует только тепловой шум. Поэтому результат (5.1.18) противоречит формуле Найквиста, за исключением "идеального" случая $\eta = 1$.

Иначе говоря, соотношение А. Ван дер Зила (5.1.17) не применимо для описания естественных шумов полупроводниковых диодов, обладающих коэффициентом неидеальности ВАХ, отличающимся от единицы. Очевидно, что данное несоответствие объясняется отсутствием учёта механизмов токопереноса при $\eta > 1$.

В работах [200] и [202] уже был рассмотрен возможный способ решения проблемы, обозначенной в предыдущем разделе.

Обобщим полученные в [200] и [202] результаты.

Примем, что вольтамперная характеристика (5.1.1), характеризующаяся произвольным значением коэффициента неидеальности η , описывает несколько включённых последовательно переходов; сначала рассмотрим случай $\eta = n = 1, 2, 3,...$ идентичных "идеальных" переходов.

Суммарным генератором тока $i_D(t)$ описываются шумы всех переходов. Учитывая некоррелированность этих шумов, получим следующее выражение для спектра S_{iD} полного шумового тока:

$$S_{iD} = (2q/\eta) \cdot (I_D + 2I_s). \tag{5.1.19}$$

Принимая во внимание соотношение (5.1.13) для дифференциальной проводимости, преобразуем соотношение (5.1.19) к следующему виду:

$$S_{iD} = 2kTG_D \frac{I_D + 2I_s}{I_D + I_s}.$$
 (5.1.20)

В состоянии термодинамического равновесия, $I_D = 0$, это выражение преобразуется в формулу Найквиста для спектра теплового шума. В области больших токов $I_D >> I_s$, соотношение (5.1.20) переходит в известный результат $S_{iD} = 4kT \cdot (G_D/2)$ для перехода с $\eta = 1$.

Соотношение (5.1.20) было получено А. Ван дер Зилом [137] после преобразования предложенного им соотношения (5.1.17) для спектра токового шума к виду формулы Найквиста. Это соотношение не зависит явно от η . Таким образом, можно ожидать, что соотношения (5.1.19) и (5.1.20) справедливы для любых коэффициентов неидеальности, $\eta \ge 1$, целых и нецелых.

Для доказательства этого предположения, обратимся к работе Гупта [337], где определён спектр S_v напряжения теплового шума v(t) в нелинейных резистивных системах. В используемых здесь терминах этот спектр имеет следующий вид:

$$S_{v} = 4kT \left(\frac{\mathrm{d}V_{D}}{\mathrm{d}I_{D}} + \frac{I_{D}}{2} \cdot \frac{d^{2}V_{D}}{\mathrm{d}I_{D}^{2}} \right).$$
(5.1.21)

Первое слагаемое в скобках соотношения (5.1.21) соответствует дифференциальному сопротивлению перехода, $R_D = 1/G_D$, см. (5.1.13). Это слагаемое определяет тепловой шум эквивалентного линейного резистора. Второе слагаемое является нелинейной поправкой Гупта:

$$\frac{I_D}{2} \cdot \frac{d^2 V_D}{dI_D^2} = -\frac{1}{2G_D} \cdot \frac{I_D}{I_D + I_s}.$$
 (5.1.22)

После преобразования выражения (5.1.21) к спектру токового шума, $S_{iD} = S_v G_D^2$, приходим к предыдущему результату (5.1.20).

Таким образом, есть две формы соотношения А. Ван дер Зила, которые предлагаются для описания спектра естественного токового шума в *p*–*n* переходах и барьерах Шоттки. Соотношение (5.1.20), выраженное в терминах спектра теплового шума, справедливо для любых значений коэффициента неидеальности, $\eta \ge 1$. Но соотношение (5.1.17), выраженное в терминах спектра дробового шума, справедливо только для переходов с $\eta = 1$; если $\eta \ge 1$ следует использовать модифицированное соотношение (5.1.18).

Отметим, что в литературе уже встречались проблемы, возникающие при применении соотношения А. Ван дер Зила (5.1.17) для описания спектра естественных шумов полупроводниковых диодов, обладающих коэффициентом неидеальности ВАХ, отличающимся от единицы, см., например, [338].

В статье [338] анализируется шумовая температура перехода T_n , обладающего коэффициентом неидеальности $\eta > 1$. За основу берётся соотношение А. Ван дер Зила (6), которое трактуется следующим образом, см. соотношение (10) цитируемой статьи, представленное в используемых здесь обозначениях:

$$S_{iD} = 4kT_nG_D = 2q \cdot (I_D + 2I_s).$$
(5.1.23)

Для состояния термодинамического равновесия, $I_D = 0$, учитывая (5.1.14), находим $T_n = \eta \cdot T$. При $\eta > 1$ этот результат противоречит флуктуационно-диссипационной теореме. Модифицированное соотношение (5.1.19) позволяет избежать парадоксов такого рода.

Далее представлены результаты экспериментальной проверки модифицированного соотношения (5.1.19) в окрестности термодинамического равновесия.

Исследовались диоды Шоттки с δ -легированием. Диоды изготовлены в Институте физики микроструктур РАН по единой технологии (см. [138 - 142]) и различаются величиной начального (при $I = I_D + I_{leak} = 0$) дифференциального сопротивления R_0 .

Согласно эквивалентной схеме, изображённой на рис. 5.9, полное сопротивление диода *R* определяется следующим соотношением:

$$R^{-1} = (G_D^{-1} + R_b)^{-1} + R_{leak}^{-1}.$$
 (5.1.24)
Анализировался диапазон малых токов, в котором проводимость G_D определяется соотношением (5.1.13), а сопротивления R_b и R_{leak} можно считать линейными.

Соответственно, для начального дифференциального сопротивления R_0 (при I=0) имеем:

$$R_0^{-1} = (G_{D0}^{-1} + R_b)^{-1} + R_{leak}^{-1}.$$
 (5.1.25)

Здесь проводимость G_{D0} определяется соотношением (5.1.13).

Измерялся спектр шумового напряжения диода.

Шумовое напряжение усиливалось малошумящим усилителем напряжения Ultra– Low Noise Preamplifier 5184 (Signal Recovery®, USA) с эквивалентным шумовым сопротивлением 40 Ом. Усиленное шумовое напряжение оцифровывалось с помощью двух модулей: NI-9239 и NI cDAQ-9172 с частотой дискретизации 50 кГц.

АЦП (имеющий разрядность 24 бита) располагается в плате аналогового ввода данных NI-9239, которая, в свою очередь, размещается в многофункциональном шасси NI cDAQ-9172, обеспечивающем передачу данных на вход компьютера.

Оцифрованное шумовое напряжение записывалось на жесткий диск компьютера реализациями по 10⁷ отсчётов. Затем осуществлялась обработка данных при помощи многофункционального анализатора [318], выполненного в программной среде LabVIEW (National Instruments[®], USA).

В начале, исследовались шумы диодов в режиме без внешнего смещения. То есть диоды были в состоянии термодинамического равновесия с окружающей средой и являлись источниками только теплового шума.

Использовалось 16384-точечное быстрое преобразование Фурье. Это дает 610 усредняемых спектрограмм для каждой шумовой записи. Статистическая ошибка таких измерений составляет приблизительно 4 процента.

После вышеупомянутых измерений (без внешнего смещения), были произведены измерения при малых внешних смещениях. Теперь использовалось 8192–точечное быстрое преобразование Фурье. Частота дискретизации в этом случае составляла 50 кГц, а оцифрованное шумовое напряжение записывалось на жесткий диск компьютера реализациями по 10⁶ отсчётов. Статистическая ошибка таких измерений составляет приблизительно 9 процентов.

Шумы диодов с внешним смещением исследовались также в [221].

В общем случае, спектр шумового напряжения исследуемого диода состоит из двух компонент:

$$S_{\nu} = S_{\nu}^{(1/f)} + S_{\nu}^{(0)}.$$
 (5.1.26)

Первая компонента в соотношении (5.1.26) соответствует 1/f (фликкерному) шуму, её спектральная плотность мощности имеет вид $S_{\nu}^{(1/f)} \sim 1/f^{\gamma}$, где $\gamma \approx 1$; Этот шум был исследован в работе [221] и здесь не обсуждается. Вторая компонента соответствует белому шуму, далее обсуждаться будет именно она.

На Рисунке 5.10 изображены спектры шумового напряжения диодов Шоттки с δ– легированием при различных значениях тока через диод.



Рис. 5.10. Спектры шумового напряжения диодов Шоттки с б-легированием.

Спектр полного шумового напряжения для диода с начальным сопротивлением R_0 =330 кОм при нулевом токе и спектр собственных шумов установки показаны на Рисунке 5.11. Спектр шума измерительной системы почти на 40 дБ ниже спектра шума исследованного диода. Таким образом, собственный шум измерительной системы является довольно малым.



Рис. 5.11 Спектр шумового напряжения диода Шоттки с $R_0 = 330$ кОм (треугольники) при нулевом токе; сплошная горизонтальная линия – спектр, вычисленный с использованием соотношения Найквиста; нижняя линия – спектр шумового напряжения системы.

Из Рисунке 5.11 также видно, что полученные экспериментальные данные согласуются с формулой Найквиста для спектра теплового шума (сплошная горизонтальная линия, практически полностью замаскированная экспериментальными отсчётами). Согласно эквивалентной схеме диода, представленной на Рисунке 5.9, этот спектр вычислялся по формуле:

$$S_{\nu}^{(0)} = \frac{\left(S_{iD}G_{D}^{-2} + S_{\nu b}\right)R_{leak}^{2} + S_{\nu leak}\left(G_{D}^{-1} + R_{b}\right)^{2}}{\left(G_{D}^{-1} + R_{b} + R_{leak}\right)^{2}}.$$
 (5.1.27)

Аналогичный результат был получен нами ранее для диода с начальным сопротивлением $R_0 = 40$ кОм [200, 221]. Полученные результаты согласуются также с данными, приведёнными в статье [339], где измерение спектра шума использовалось для определения сопротивления диода R_0 . После измерения спектра шумового напряжения вычислялся спектр шумового тока, $S_i = S_v/R^2$; сопротивление диода *R* определяется соотношением (5.1.24). На Рисунке 5.12 в качестве примера приведены спектры S_{i0} шумового тока для некоторых диодов без внешнего смещения.



Рис. 5.12 Спектры шумового тока диодов Шоттки с δ–легированием при нулевом смещении (треугольники); сплошная линия – спектр S_{i0}, полученный в соответствии с формулой Найквиста.

Следует отметить, что в некоторых диодах утечка имеет нелинейный характер. При этом утечка моделируется двумя компонентами. Первая компонента линейная I_{lin} и описывается сопротивлением R_{lin} . Вторая компонента моделируется диодом, включенным параллельно в обратном направлении; соответствующий ток I_{nl} описывается соот-

ношением, аналогичным (5.1.12) с обратным током насыщения I_{nl0} и с коэффициентом неидеальности η_{nl} . Таким образом, ток утечки имеет вид:

$$I_{leak} = I_{lin} + I_{nl} \equiv V/R_{lin} + I_{nl0} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{\eta_{nl} \cdot kT}\right)\right]$$

Полное сопротивление утечки состоит из двух компонент (линейной и нелинейной):

$$R_{leak}^{-1} = R_{lin}^{-1} + R_{nl}^{-1}$$
, $R_{nl} = \frac{\eta_{nl} \cdot kT}{q(I_{nl} + I_{sn})}$

Спектр шумового тока, определяемый утечкой, имеет вид:

$$S_{ileak} = 4kT/R_{lin} + \left(\frac{2q}{\eta_{nl}}\right) \cdot \left(I_{nl} + 2I_{nl0}\right).$$

Параметры исследованных диодов приведены в Таблице 5.2.

Таблица 5.2.

Параметр	330 кОм	590 кОм	600 кОм
I_s , A	$3.5 \cdot 10^{-8}$	5.1.10-8	$5 \cdot 10^{-8}$
η	2.2	1.21	1.21
α	0.04	0.08	0.07
R_{D0}, Om	$1.6 \cdot 10^{6}$	5.93·10 ⁵	$6 \cdot 10^5$
R_{lin} , Ом	$4.2 \cdot 10^5$	$>1 \cdot 10^{8}$	$>1 \cdot 10^{8}$
I _{sn} , A	5.10-8	_	_
η_{nl}	4	_	_
<i>R</i> _b , Ом	10	10	10
<i>R</i> ₀ , Ом	$3.3 \cdot 10^5$	$5.9 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$

Параметры диодов

Таким образом, белошумовая компонента $S_i^{(0)}$ спектра шумового тока имеет вид: $S_i^{(0)} = S_v^{(0)}/R^2 = S_{iD} + S_{ileak}.$

Поскольку наша цель – исследование спектра шумового тока S_{iD} , мы выделили спектр шума тока утечки из спектра белого шума $S_i^{(0)}$. Зависимость спектра S_{iD} от тока I через диод с начальным сопротивлением $R_0 = 330$ кОм представлена на Рисунке 5.13.



Рис. 5.13 Зависимость спектра S_{iD} от тока *I* через диод (треугольники); сплошная линия – спектр, полученный в соответствии с модифицированным соотношением (5.1.19); штриховая линия – спектр, полученный в соответствии с соотношением (5.1.17).

Можно видеть что оценки, основанные на соотношении (5.1.19), находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

5.2. Безынерционное детектирование

Прежде чем перейти непосредственно к материалу этого раздела сделаем несколь-ко замечаний [144].

Пусть случайная величина ξ задана плотностью вероятности $W_{\xi}(x)$. Тогда моментами случайной величины ξ называются интегралы:

$$\alpha_n^{\xi} \equiv \left\langle \xi^n \right\rangle \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} x^n W_{\xi}(x) dx$$

(*n*=1,2, …), если они существуют.

Совокупность { ξ , η } двух случайных величин ξ и η можно рассматривать как двумерную случайную величину, исчерпывающим образом представленную двумерной плотностью вероятности $W_{\xi,\eta}(x,y)$.

Моменты двумерного распределения имеют вид:

$$\alpha_{n,m}^{\xi,\eta} \equiv \left\langle \xi^n \cdot \eta^m \right\rangle \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x^n y^m W_{\xi\eta}(x,y) dx dy.$$

Порядком момента называется сумма *n*+*m*. Моменты называются совместными, если и *n*, и *m* отличны от нуля.

Обычный совместный момент второго порядка назывется корреляцией случайных величин и обозначается: $\alpha_{1,1}^{\xi,\eta} \equiv \langle \xi \eta \rangle \equiv K_{\xi\eta}$.

Кумулянт первого порядка, совпадающий с моментом первого порядка будем обозначать как $\kappa_1^{\xi} \equiv \alpha_1^{\xi} \equiv \langle \xi \rangle$. Кумулянты второго порядка записываются следующим образом: $\kappa_2^{\xi} \equiv \langle \xi, \xi \rangle$; $\kappa_{1,1}^{\xi,\eta} \equiv \langle \xi, \eta \rangle$.

В общем случае кумулянт порядка *s*, относящийся к совокупности случайных величин { ξ , η , ζ , ..., ρ }, запишется так ($\Sigma p_i = s$):

$$\kappa_{p_1,p_2,p_3,\ldots,p_n}^{\xi,\eta,\zeta,\ldots,\rho} \equiv \left\langle \underbrace{\xi,\xi,\ldots,\xi}_{p_1},\underbrace{\eta,\eta,\ldots,\eta}_{p_2},\ldots,\underbrace{\rho,\rho,\ldots,\rho}_{p_n} \right\rangle.$$

Скобка <,...,>, в которой имеется хотя бы одна запятая, разделяющая случайные переменные, называется кумулянтной скобкой.

Кумулянтные скобки можно выразить через скобки статистического усреднения, например: $\langle \xi, \eta \rangle = \langle \xi \cdot \eta \rangle - \langle \xi \rangle \langle \eta \rangle$.

Полученные соотношения обобщаются на случай случайных процессов и совокупностей случайных процессов. Совместная моментная функция второго порядка случайных процессов $\xi(t)$ и $\eta(t)$ называется корреляционной функцией:

$$\alpha_{1,1}^{\xi,\eta}(t_1,t_2) = \langle \xi(t_1)\eta(t_2) \rangle \equiv K_{\xi\eta}[t_1,t_2].$$

Совместная кумулянтная функция второго порядка случайных процессов $\xi(t)$ и $\eta(t)$ называется ковариационной функцией:

$$\kappa_{1,1}^{\xi,\eta}(t_1,t_2) = \langle \xi(t_1), \eta(t_2) \rangle \equiv B_{\xi\eta}[t_1,t_2].$$

При этом они связаны соотношением:

$$B_{\xi\eta}[t_1,t_2] = K_{\xi\eta}[t_1,t_2] - \langle \xi(t_1) \rangle \langle \eta(t_2) \rangle$$

5.2.1. Эквивалентная схема безынерционного детектора

Рассмотрим детектирование случайного стационарного процесса с учетом обратной связи [207, 208, 227, 236]. Схема безынерционного детектора Шоттки с δ– легированием изображена на Рисунке 5.14.



Рис. 5.14. Схема безынерционного детектора Шоттки с б-легированием

Эта схема описывается уравнениями

$$x(t) = v(t) + z(t), z(t) = i(t)R, i(t) = F(v),$$
(5.2.1)

где x(t) – входная переменная, соответствующая приложенному к детектору напряжению; v(t) – напряжение, выделяющееся на переходе Шоттки; z(t) – напряжение, выделяющееся на сопротивлении R; F(v) – вольтамперная характеристика (BAX) диода Шоттки с δ -легированием. Из (5.2.1) получим следующее уравнение для напряжения на выходе детектора: z = RF(x-z).

Возьмем в качестве выходной координаты ток через нагрузочное сопротивление: y(t) = i(t). Тогда y(t) = F(x-Ry). В таких переменных роль сопротивления нагрузки как обратной связи отчетливо видна. При этом выходная переменная в момент *t* определяется значением входной переменной в тот же момент.

Вольтамперная характеристика диода Шоттки с δ -легированием описывается соотношением (5.1.1). Для сокращения записи теперь напряжение на диоде V_D будем обозначать v.

Так как в качестве входной переменной выбрано приложенное напряжение, а в качестве выходной переменной – ток через нагрузочное сопротивление, то выражение выходной переменной через входную является неявным.

Точное отыскание статистических характеристик выходного случайного процесса при нелинейном безынерционном преобразовании с обратной связью, заданном в неяв-

ном виде, является в общем случае сложной операцией. При этом предположение о гауссовости входной переменной нисколько не упрощает решение задачи. Если же не ставить вопроса о точном нахождении всех статистических характеристик выходной переменной, а приближенно взять неизвестное распределение в виде модельного, т.е. ограничиться нахождением конечного числа кумулянтных функций, то задача существенно упрощается. Наиболее просто задача решается, если принять гауссовскую аппроксимацию совокупности входной и выходной переменной.

Рассмотрим гауссовское приближение, положив для простоты среднее значение входной переменной равным нулю $\langle x(t) \rangle = 0$.

Зависимость постоянной составляющей m_y и дисперсии D_y выходной переменной от дисперсии входа D_x найдем с помощью известного метода ковариационных рядов [144], учитывая, что нелинейное преобразование является неявным [208]:

$$m_y = \langle F \rangle, \ D_y = \langle F' \rangle^2 [1 + R \langle F' \rangle]^{-2} D_x,$$
 (5.2.2)

где

$$\langle F \rangle = I_s \left\langle \exp\left(\left(\frac{1}{\eta V_T} - \frac{\alpha}{V_T}\right)v\right)\right\rangle - I_s \left\langle \exp\left(-\frac{\alpha}{V_T}v\right)\right\rangle,$$
$$\langle F' \rangle = \left(\frac{1}{\eta V_T} - \frac{\alpha}{V_T}\right) \langle F \rangle + \frac{I_s}{\eta V_T} \left\langle \exp\left(-\frac{\alpha}{V_T}v\right)\right\rangle.$$
(5.2.3)

Переменная v = x - Ry в рамках рассматриваемой гауссовской аппроксимации также имеет гауссовское распределение, поэтому

$$\left\langle \exp\left(\left(\frac{1}{\eta V_T} - \frac{\alpha}{V_T}\right)v\right)\right\rangle = \exp\left(\left(\frac{1}{\eta V_T} - \frac{\alpha}{V_T}\right)\langle v \rangle + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\eta V_T} - \frac{\alpha}{V_T}\right)^2 D_v\right),$$
$$\left\langle \exp\left(-\frac{\alpha}{V_T}v\right)\right\rangle = \exp\left(-\frac{\alpha}{V_T}\langle v \rangle + \frac{1}{2}\left(\frac{\alpha}{V_T}\right)^2 D_v\right),$$

где, как очевидно,

$$\langle v \rangle = -R \langle y \rangle, \ D_v = [1 + R \langle F' \rangle]^{-2} D_x.$$

Следовательно, для m_y и D_y получаем систему трансцендентных уравнений (5.2.4)-(5.2.6).

$$m_{y} = \frac{1}{\frac{1}{\eta V_{T}} - \frac{\alpha}{V_{T}}} \left[\langle F' \rangle - I_{s} \frac{1}{\eta V_{T}} \exp\left(\frac{\alpha}{V_{T}} Rm_{y} + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{V_{T}}\right)^{2} \left[1 + R \langle F' \rangle\right]^{-2} D_{x} \right) \right], (5.2.4)$$

$$\langle F' \rangle = I_{s} \frac{1}{\eta V_{T}} \exp\left(\left(\frac{\alpha}{V_{T}} - \frac{1}{\eta V_{T}}\right) Rm_{y} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\eta V_{T}} - \frac{\alpha}{V_{T}}\right)^{2} \left[1 + R \langle F' \rangle\right]^{-2} D_{x} \right) +$$

$$+ I_{s} \frac{\alpha}{V_{T}} \exp\left(\frac{\alpha}{V_{T}} Rm_{y} + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{V_{T}}\right)^{2} \left[1 + R \langle F' \rangle\right]^{-2} D_{x} \right)$$

$$D_{y} = \langle F' \rangle^{2} \left[1 + R \langle F' \rangle\right]^{-2} D_{x}.$$

$$(5.2.6)$$

5.2.2. Результаты численного решения системы уравнений

Система трансцендентных уравнений (5.2.4)-(5.2.6) решалась численными методами с использованием программных средств системы MATLAB 6.5.

Для численного решения системы уравнений (5.2.4)-(5.2.6) выбирались параметры ВАХ типичных диодов Шоттки с б–легированием [208, 221]. Параметры ВАХ этих диодов приведены в таблице.

Таблица 5.3

Параметр	Диод <i>1</i>	Диод <i>2</i>	Диод <i>3</i>
I_s , A	5.10-5	$6 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-8}$
η	1.21	1.21	2.2
α	0.08	0.08	0.04
<i>R</i> , Ом	10	3	10

Параметры ВАХ диодов Шоттки с б-легированием

Т.к. система уравнений (5.2.4)-(5.2.6) является трансцендентной, то искомые зависимости $m_y = m_y(D_x)$, $D_y = D_y(D_x)$ проще всего изобразить графически. Для удобства графического анализа удобно ввести следующие безразмерные переменные и параметры:

$$\sigma^2 = \left(\frac{1}{\eta V_T} - \frac{\alpha}{V_T}\right)^2 D_x, \ m = \left(\frac{1}{\eta V_T} - \frac{\alpha}{V_T}\right) Rm_y, \ D = \left(\frac{1}{\eta V_T} - \frac{\alpha}{V_T}\right)^2 R^2 D_y.$$

Первая переменная σ^2 является безразмерной дисперсией входного случайного процесса, вторая *m* – безразмерным средним значением и третья *D* – дисперсией безразмерной выходной переменной, равной $\left(\frac{1}{\eta V_T} - \frac{\alpha}{V_T}\right) R y$.

На Рисунке 5.15 представлены зависимости безразмерного среднего значения m от безразмерной дисперсии входного случайного процесса σ^2 для трёх диодов 1, 2 и 3 различающихся параметрами ВАХ (указанными в таблице).



Рис. 5.15. Зависимости безразмерного среднего значения *m* от безразмерной дисперсии входного случайного процесса *σ*²

Зависимости дисперсии безразмерной выходной переменной от безразмерной дисперсии входного случайного процесса $D=D(\sigma^2)$ приведены на Рисунке 5.16 для тех же диодов 1, 2 и 3.



Рис.5.16. Зависимости $D=D(\sigma^2)$

Анализ полученных зависимостей показывает, что при малой дисперсии входного процесса $m \sim \sigma^4$, $D \sim \sigma^6$. При большой дисперсии входного процесса безразмерное среднее значение растет пропорционально кубическому корню из безразмерной дисперсии входного случайного процесса $m \sim \sigma^{2/3}$, а дисперсия безразмерной выходной переменной растет линейно с увеличением безразмерной дисперсии входного процесса $D \sim \sigma^2$. Эти закономерности можно объяснить тем, что при малой мощности входного шума эффект детектирования обусловлен только первыми членами в разложении вольтамперной характеристики диода Шоттки с δ -легированием, а при больших мощностях на эффекте детектирования сказываются все нелинейности.

Как показывают результаты численных расчетов, представленные на графиках (см. Рисунок 5.15 и Рисунок 5.16), качественно зависимости ведут себя одинаково для всех диодов, однако имеются некоторые количественные различия. Введем безразмерный параметр $\tilde{A} = \frac{I_s R}{\eta V_T}$, характеризующий диод вместе со степенью обратной связи. Можно показать [144], что $\frac{I_s}{\eta V_T} = \frac{1}{R_{D0}}$, где R_{D0} – дифференциальное сопротивление диода Шоттки с δ -легированием при нулевом напряжении v=0. Таким образом, коэффициент $\tilde{A} = R/R_{D0}$ можно рассматривать как безразмерный коэффициент обратной связи. Безраз-

мерный коэффициент обратной связи, рассчитанный для диодов 1, 2 и 3 имеет значение $2 \cdot 10^{-2}$, $6 \cdot 10^{-5}$, $7 \cdot 10^{-6}$ соответственно. Таким образом, из Рисунка 5.15 и Рисунка 5.16 видно, что с ростом коэффициента обратной связи \tilde{A} увеличивается скорость роста безразмерного среднего значения $m=m(\sigma^2)$ и дисперсии безразмерной выходной переменной $D=D(\sigma^2)$ в зависимости от безразмерной дисперсии входного случайного процесса σ^2 .

Полезно оценить роль обратной связи в статистических характеристиках выходного процесса. Если $\tilde{A} \ll 1$, то влияние обратной связи мало и имеет место обычное нелинейное безынерционное преобразование, если же $\tilde{A} \gg 1$, то детектируется небольшая часть входного процесса и система является практически линейной.

Следует отметить, что при малой дисперсии входного процесса безразмерное среднее значение растет быстрее по сравнению со случаем "обычного" диода (где наблюдается линейная зависимость), что можно объяснить наличием экспоненты в уравнении (5.2.4), обусловленной α . Дисперсия безразмерной выходной переменной растет практически так же, как и для "обычного" диода ($D \sim \sigma^6$), что качественно объясняется тем, что уравнение (5.2.6) по форме совпадает с аналогичным уравнением для "обычного" диода, в уравнение (5.2.5) входит сумма двух экспонент с близкими показателями, что мало отличает это уравнение от случая "обычного" диода, где присутствует одна экспонента. Отличие вносит только уравнение (5.2.5), что слабо сказывается на зависимости $D(\sigma^2)$. При большой дисперсии входного процесса полученные зависимости ведут себя аналогично зависимостями, полученными в работе [144] для "обычного" диода. Это объясняется тем, что для типичных диодов рассмотренного типа отношение $1/(\eta V_T)$ превышает отношение α/V_T более чем в десять раз. Т.е. (как видно из системы уравнений (5.2.4)-(5.2.6)), вклад, обусловленный введением δ -слоя оказывается малым.

Теперь, в соответствии с [144] можем найти спектральную плотность мощности на выходе детектора в гауссовском приближении:

$$S_{\theta}(\omega) = m^{2} \,\delta(\omega) + \frac{R^{2} \langle F' \rangle^{2}}{\left(1 + R \langle F' \rangle\right)^{2}} S_{\zeta}(\omega).$$

Здесь $\zeta = [1/(\eta V_T) - \alpha/V_T]x$ – безразмерная входная переменная.

5.3. Инерционное детектирование

5.3.1. Эквивалентная схема инерционного детектора

Исследуем влияние инерционности системы детектирования с использованием диода Шоттки с δ–легированием на простейшие статистические характеристики выходного процесса [224, 227, 232, 236]. Рассмотрим простейшую схему инерционного детектора на базе диода Шоттки с δ–легированием, изображённую на Рисунке 5.17.



Рис. 5.17. Схема инерционного детектора на базе диода Шоттки с б-легированием

Воспользуемся обозначением из разд. 5.2 для ВАХ диода Шоттки с δ легированием i(t)=I(v). Если, учитывая ёмкость *C*, ввести обозначения $RC=a^{-1}$, где *a* характеризует постоянную времени усредняющего звена, $\tilde{F}(v)=RF(v)$, то дифференциальное уравнение, связывающее выходное исследуемое напряжение z(t) с входным x(t) имеет вид [144, 335]:

$$dz/dt = -az + a \tilde{F}(x-z).$$
(5.3.1)

Положим *x*(*t*) гауссовским стационарным шумом – марковским процессом, удовлетворяющим уравнению:

$$dx/dt = -\beta x + \xi(t), \qquad (5.3.2)$$

где $\xi(t)$ – гауссовский стационарный белый шум с интенсивностью D_n , β – множитель, характеризующий полосу входного шума. Таким образом, нам заданы следующие статистические характеристики входного процесса x(t) [144]:

$$\langle x(t) \rangle = 0, D_x = D_n/2\beta, B_x[\tau] = D_x \exp(-\beta|\tau|),$$

где $\langle x(t) \rangle$ – среднее значение, D_x – дисперсия процесса x(t), $B_x[\tau]$ – ковариационная функция входного процесса x(t), в силу стационарности входного процесса, зависящая от разности моментов времени τ .

Вольтамперная характеристика диода Шоттки с б-легированием имеет вид (5.1.1).

Уравнения, определяющие установившиеся значения кумулянтов [144]:

$$\langle z \rangle = \left\langle \widetilde{F} \right\rangle_G,$$
 (5.3.3)

$$\langle z, x \rangle = a \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_G \left[\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_G \right) \right]^{-1} D_x,$$
 (5.3.4)

$$D_{z} = \left\langle \tilde{F'} \right\rangle_{G} \left[1 + \left\langle \tilde{F'} \right\rangle_{G} \right]^{-1} \langle z, x \rangle.$$
(5.3.5)

Здесь под $\langle \tilde{F} \rangle_{\rm G}$ понимается производная по аргументу функции, усредненная в предположении его гауссовости. Скобка <...,...> в выражениях (5.3.4) и (5.3.5), в которой имеется запятая, разделяющая переменные, является кумулянтной скобкой. Кумулянтная скобка выражается через скобки статистического усреднения соотношением: <*z*, $x >= \langle z \cdot x \rangle - \langle z \rangle \langle x \rangle$.

Исходя из (5.3.2), где *v* = *x*-*z*, и учитывая, что *<x*>=0, находим:

$$\left\langle \tilde{F} \right\rangle_{G} = RI_{s} \exp \left[-\left(\frac{1}{\eta V_{T}} - \frac{\alpha}{V_{T}}\right) \langle z \rangle + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\eta V_{T}} - \frac{\alpha}{V_{T}}\right)^{2} \left(D_{x} - 2\langle z, x \rangle + D_{z}\right) \right] - RI_{s} \exp \left[\frac{\alpha}{V_{T}} \langle z \rangle + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{V_{T}}\right)^{2} \left(D_{x} - 2\langle z, x \rangle + D_{z}\right) \right],$$
(5.3.6)
$$\left\langle \tilde{F'} \right\rangle_{G} = RI_{s} \left(\frac{1}{\eta V_{T}} - \frac{\alpha}{V_{T}}\right) \exp \left[-\left(\frac{1}{\eta V_{T}} - \frac{\alpha}{V_{T}}\right) \langle z \rangle + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\eta V_{T}} - \frac{\alpha}{V_{T}}\right)^{2} \left(D_{x} - 2\langle z, x \rangle + D_{z}\right) \right] + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\eta V_{T}} - \frac{\alpha}{V_{T}}\right)^{2} \left(D_{x} - 2\langle z, x \rangle + D_{z}\right) + RI_{s} \frac{\alpha}{V_{T}} \exp \left[\frac{\alpha}{V_{T}} \langle z \rangle + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{V_{T}}\right)^{2} \left(D_{x} - 2\langle z, x \rangle + D_{z}\right) \right].$$
(5.3.7)

Подставляя (5.3.3) – (5.3.5) в (5.3.6) и (5.3.7) получаем систему:

196

$$\begin{split} \langle z \rangle &= RI_{s} \exp \left[-\left(\frac{1}{\eta V_{T}} - \frac{\alpha}{V_{T}}\right) \langle z \rangle + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\eta V_{T}} - \frac{\alpha}{V_{T}}\right)^{2} \times \right. \\ &\times \left[D_{z} - 2 \frac{a \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}\right) D_{z} + \frac{\left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}} \frac{a \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}\right) D_{z}} \right) \right] - \\ &- RI_{s} \exp \left[\frac{\alpha}{V_{T}} \langle z \rangle + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{V_{T}} \right)^{2} \times \right] \\ &\times \left[D_{z} - 2 \frac{a \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}\right) D_{z} + \frac{\left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}} \frac{a \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}\right) D_{z}} \right] \right], \end{split}$$

$$\langle \tilde{F}' \rangle_{G} = RI_{z} \left(\frac{1}{\eta V_{T}} - \frac{\alpha}{V_{T}} \right) \exp \left[-\left(\frac{1}{\eta V_{T}} - \frac{\alpha}{V_{T}} \right) \langle z \rangle + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\eta V_{T}} - \frac{\alpha}{V_{T}} \right)^{2} \times \right] \\ &\times \left[D_{z} - 2 \frac{a \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}\right) D_{z} + \frac{\left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}} \frac{a \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}\right) D_{z}} \right] \right] + \\ &+ RI_{z} \frac{\alpha}{V_{T}} \exp \left[\frac{\alpha}{V_{T}} \langle z \rangle + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{V_{T}} \right)^{2} \times \right] \\ &\times \left[D_{z} - 2 \frac{a \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}\right) D_{z} + \frac{\left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}} \frac{a \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}\right) D_{z} + \frac{\left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}} \frac{a \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}\right) D_{z}} \right] \right] + \\ \\ &+ RI_{z} \frac{\alpha}{V_{T}} \exp \left[\frac{\alpha}{V_{T}} \langle z \rangle + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{V_{T}} \right)^{2} \times \right] \\ &\times \left[D_{z} - 2 \frac{a \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}\right) D_{z} + \frac{\left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}} D_{z} + \frac{\left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}\right)} D_{z} + \frac{\left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}\right)} D_{z} + \frac{\left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}\right)} \right] \right], \\ \\ &D_{z} = \frac{\left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}} \partial \beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}\right)} D_{z} + \frac{\left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}\right)} D_{z} + \frac{\left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}{\beta + a \left(1 + \left\langle \tilde{F}' \right\rangle_{G}}\right)} \right] \right] \right]$$

Теперь, методом, описанным в [144], можно получить спектральную плотность мощности на выходе детектора в гауссовом приближении:

$$S_{y}(\omega) = \langle y \rangle^{2} \delta(\omega) + S_{y}^{fl}(\omega).$$
(5.3.11)

В выражении (5.3.11) первое слагаемое представляет собой постоянную составляющую, а второе флуктуационную, причём:

$$S_{y}^{f}(\omega) = \frac{D_{y}}{\pi} \frac{a\beta \left[a\left(1 + \left\langle \widetilde{F}' \right\rangle_{G}\right) + \beta \right] \left(1 + \left\langle \widetilde{F}' \right\rangle_{G}\right)}{\left(a^{2}\left(1 + \left\langle \widetilde{F}' \right\rangle_{G}\right)^{2} + \omega^{2}\right) \left(\beta^{2} + \omega^{2}\right)}.$$
(5.3.12)

Таким образом, в гауссовом приближении статистические характеристики выходного процесса определяются параметром $< \tilde{F}' >_{G}$, взаимоотношением *а* и β и мощностью входного шума.

5.3.2. Численное решение системы уравнений

Для численного решения системы трансцендентных уравнений (5.3.8) – (5.3.10), как и в случае безынерционного детектирования применялись программные средства системы MATLAB 6.5.

Для дальнейшего анализа, аналогично разд. 5.2, удобно ввести следующие безразмерные переменные и параметры:

$$\sigma^{2} = \left(\frac{1}{\eta V_{T}} - \frac{\alpha}{V_{T}}\right)^{2} D_{x}, \quad \tilde{m} = \left(\frac{1}{\eta V_{T}} - \frac{\alpha}{V_{T}}\right) \langle z \rangle, \quad \tilde{D} = \left(\frac{1}{\eta V_{T}} - \frac{\alpha}{V_{T}}\right)^{2} D_{z}.$$

Введённые параметры отличаются от использованных ранее в разд. 5.2 отсутствием зависимости от сопротивления R, что связано с тем, что $\tilde{F}(v)=RF(v)$.

При этом, как и ранее, первая переменная σ^2 пропорциональна мощности воздействующего шума, вторая \tilde{m} – является безразмерным средним значением и третья \tilde{D} – дисперсией безразмерной выходной переменной.

Для численного решения системы уравнений (5.3.8) – (5.3.10) выбирались параметры ВАХ диодов Шоттки с б-легированием, приведенные в таблице 5.3.

На Рисунке 5.18 представлены зависимости \tilde{m} от σ^2 для трёх диодов 1, 2 и 3.







Рис. 5.19. Зависимости $\tilde{D} = \tilde{D}(\sigma^2)$

Анализ полученных зависимостей показывает, что безразмерное среднее значение сначала при малых σ^2 возрастает с ростом σ^2 медленно, а затем скорость роста увеличивается.

Такое поведение связано с тем, что при малой мощности действующего на вход шума нелинейность детектора, отвечающая за постоянную составляющую, сказывается сравнительно мало и начинает играть заметную роль при относительно больших значениях σ^2 .

Последующее уменьшение скорости роста \tilde{m} связано с тем, что появившаяся постоянная составляющая из-за отрицательной обратной связи непрерывно сдвигает рабочую точку нелинейного элемента в область меньшей крутизны так, что при больших значениях мощности входного шума постоянная составляющая на выходе становится пропорциональной этой мощности. При дальнейшем росте мощности входного шума приходим к зависимости $\tilde{m} \sim \sigma^{2/3}$.

На Рисунке 5.20. показана зависимость $\tilde{m}(\sigma^2)$ в линейном масштабе для диода "3". Эта зависимость при относительно больших значениях мощности входного шума ведёт себя аналогично соответствующей зависимости $\tilde{m}(\sigma^2)$ из разд. 5.2 данной работы (Рисунок 5.15, кривая 3), т.е. $\tilde{m} \sim \sigma^{2/3}$. Это означает, что мы переходим в режим безынерционного детектирования.



Рис. 5.20. Зависимость $\tilde{m}(\sigma^2)$ в линейном масштабе для диода "3".

На Рисунке 5.21 показана зависимость $\tilde{D}(\sigma^2)$ в линейном масштабе для диода 3. При относительно больших σ^2 , дисперсия безразмерной выходной переменной растет линейно с увеличением безразмерной дисперсии входного процесса $\tilde{D} \sim \sigma^2$, что также указывает на режим безынерционного детектирования.



Рис. 5.21. Зависимость $\tilde{D}(\sigma^2)$ в линейном масштабе для диода 3

Из полученных графиков видно, что качественно зависимости ведут себя одинаково для всех диодов, однако имеются некоторые количественные различия. Из Рисунка 5.18 и Рисунка 5.19 видно, что с ростом коэффициента обратной связи \tilde{A} (см. разд. 5.2) рост зависимостей $\tilde{m} = \tilde{m}(\sigma^2)$ и $\tilde{D} = \tilde{D}(\sigma^2)$ происходит быстрее.

Это обстоятельство удобно проиллюстрировать для случая инерционного детектирования с помощью зависимости \tilde{D}/σ^2 при фиксированном значении σ^2 и соответствующем значении \tilde{D} от коэффициента \tilde{A} .

На Рисунке 5.22 показана зависимость $lg(\tilde{D}/\sigma^2)$ от логарифма коэффициента обратной связи $lg(\tilde{A})$. Рассмотренные диоды отличаются коэффициентом обратной связи \tilde{A} . Для каждого диода вычислялось отношение \tilde{D}/σ^2 при σ^2 равном 6.77, при этом каждому диоду соответствует своё значение \tilde{A} .



Рис. 5.22. Зависимость $lg(\tilde{D}/\sigma^2)$ от логарифма коэффициента обратной связи $lg(\tilde{A})$.

Рассмотрим теперь спектры на выходе детектирующей системы. Для дальнейшего рассмотрения необходимо разграничить две области, связанные с соотношением полос входного шума и системы. При этом полосу шума можно определить как β , а полосу системы как $a(1+\langle \tilde{F} \rangle_G)$.

Рассмотрим сначала случай широкополосного входного шума, когда его полоса много больше полосы системы: $\beta >> a(1+<\tilde{F}'>_{\rm G})$. На Рисунке 5.23 изображена эволюция выходного спектра для диода «Д-3». Сначала при малой мощности входного шума полоса выхода неизменна и равна *a*. При дальнейшем возрастании σ^2 полоса начинает расширяться, оставаясь при этом, много меньше β , а отношение $S_z^{\mathcal{A}}(0)/(D_x/\pi\beta)$ стремится к единице. Т.е. при малой мощности входного шума, имеет место режим, близкий к линейному. При больших значениях $S_z^{\mathcal{A}}(0)/(D_x/\pi\beta)$ наблюдается существенно нелинейный режим, сопровождающийся расширением спектра.



Рис. 5.23. Эволюция выходного спектра для диода "Д-3"

При дальнейшем росте мощности входного шума условие широкополосности нарушается, и при росте σ^2 приходим к режиму, соответствующему $\beta \ll a(1 + \langle \tilde{F} \rangle_G)$. Это является условием безынерционного детектирования.

Эволюция спектра происходит только "по высоте" (Рисунок 5.24), которая возрастает при увеличении мощности входного шума.



Рис. 5.24. Эволюция спектра "по высоте"

203

5.4. Выводы по пятой главе

Представлены результаты исследования низкобарьерных диодов Шоттки.

Показано, что селективное δ -легирование низкобарьерных диодов Шоттки приводит к возникновению эффекта "насыщения" интенсивности фликкерных шумов напряжения (тогда как в диодах Шоттки без δ -легирования имеет место эффект "максимизации" шумов), что может быть обусловлено флуктуациями эффективного числа атомов донорной примеси в δ – слое. Установлена обратно пропорциональная зависимость уровня спектральной плотности мощности дробового шума в диодах Шоттки и в диодах с *p-n* переходом от коэффициента неидеальности вольтамперной характеристики.

Найдены статистические характеристики выходного процесса при безынерционном детектировании случайного стационарного процесса с учетом обратной связи с использованием диода Шоттки с δ -легированием в гауссовском приближении. При малой дисперсии входного процесса σ^2 безразмерное среднее значение и дисперсия выходного процесса зависят от σ^2 как: $m \sim \sigma^4$, $D \sim \sigma^6$, а при большой дисперсии входного процесса полученные зависимости ведут себя аналогично зависимостями, полученными для "обычного" диода. Эти закономерности объясняются тем, что при малой мощности входного шума практически весь эффект детектирования обусловлен первыми членами разложения в ряд вольтамперной характеристики, а при больших мощностях сказываются все нелинейности. Рассмотрены предельные случаи слабой обратной связи, при которой имеет место обычное нелинейное безынерционное детектирование, и сильной обратной связи, при которой детектируется небольшая часть входного процесса и система является практически линейной.

Для характеристики обратной связи введён безразмерный коэффициент обратной связи $\tilde{A}=R/R_{D0}$, равный отношению нагрузочного сопротивления к дифференциальному сопротивлению диода при нулевом напряжении.

В частности, в случае слабой обратной связи $\tilde{A} \ll 1$, большую роль играет эффект расширения полосы спектра. Это объясняется тем, что при малой обратной связи почти всё входное напряжение попадает на детектор и подвергается нелинейному преобразованию.

При возрастании обратной связи на детектор начинает поступать меньшая часть входного напряжения. Следовательно падает выпрямлённый ток и уменьшается полоса выходного шума за счёт того, что часть шума сохранила первоначальную полосу.

204

При дальнейшем росте обратной связи вклад "продетектированных" шумов становится всё более малым и величина постоянного тока на выходе падает, при этом основную роль начинает играть прямое прохождение шума.

При сильной обратной связи \tilde{A} >>1 детектируется небольшая часть входного шума и система является почти линейной. Выпрямлённый ток мал, а выходной шум практически совпадает с входным. Поэтому полоса выходного шума равна полосе входного спектра.

Проанализированы найденные выходные статистические характеристики при инерционном детектировании стационарного шума с использованием диода Шоттки с б–легированием. Зависимости выходных параметров от входных получены в гауссовском приближении. Анализ полученных зависимостей позволил выявить особенности поведения среднего значения и дисперсии выходного шума при малой интенсивности воздействующего шума.

В случае широкополосного входного шума при увеличении мощности этого шума происходит уменьшение скорости роста среднего значения на выходе. Это связано с тем, что постоянная составляющая из-за отрицательной обратной связи непрерывно сдвигает рабочую точку нелинейного элемента (диода) в область меньшей крутизны так, что при больших значениях мощности входного шума постоянная составляющая на выходе становится пропорциональной этой мощности.

При дальнейшем росте мощности, когда полоса системы сильно возрастает, условие широкополосности нарушается и наступает режим квазистатичности, соответствующий режиму безынерционного детектирования.

Таким образом, показано, что при относительно большой дисперсии входного шума имеет место переход в режим безынерционного детектирования.

В заключение следует отметить, что методы ковариационных рядов и кумулянтного анализа успешно применяются и для анализа поведения биологических систем, см., например [340].

6. Флуктуационные процессы в физических системах, подчиняющихся правилам льда

Основные результаты, представленные в настоящей главе, опубликованы в работах [225, 258, 260, 268, 275, 276, 284, 285, 287–293].

Около 20 лет назад в физике конденсированного состояния возникло и активно развивается новое направление, которое кратко можно назвать как физика систем с правилами льда [151]. К таким системам, прежде всего, относится ряд модификаций водяного льда и сама вода. Долгое время лёд и вода считались единственными системами, для которых характерны правила льда. Однако в 1997 году была обнаружена ещё одна физическая система, описываемая правилами льда. Этой системой оказалось магнитное соединение $Ho_2Ti_2O_7$. Отсутствие упорядочения в этой системе объясняется правилами, характерными для обыкновенного льда, и по этой причине эта модель была названа спиновым льдом. Вскоре были обнаружены и другие магнитные системы с аналогичным химическим составом и с аналогичными магнитными свойствами, теперь также называемые спиновым льдом [151].

Новый импульс исследованиям систем с правилами льда придало предсказание и обнаружение в спиновом льду магнитных аналогов ионных дефектов обыкновенного льда, которые напоминают магнитные монополи Дирака [151]. С открытием магнитных монополей в спиновом льду число публикаций в этой области растёт с большой скоростью. Важным этапом в исследовании таких систем стало создание искусственной магнитной системы, подчиняющейся правилам льда. Важное значение имеет возможность манипулировать магнитной структурой искусственного спинового льда (двумерного) с помощью сканирующих магнитных микроскопов. Эти возможности открывают широкие перспективы для практического использования искусственного спинового льда в качестве принципиально новых устройств записи, хранения и обработки информации [341].

Одной из недавних работ, в которой освещено большинство из приведённых выше вопросов, является диссертация [151].

Таким образом, в настоящее время существуют следующие системы, описываемые правилами льда: обыкновенный лёд, вода, спиновый лёд, искусственный спиновый лёд. Об обыкновенном и спиновом льде пойдёт речь в этой главе.

6.1 Водяной лёд

Жидкая вода и ее твердая фаза лёд по многим причинам являются одними из самых важных и интересных веществ [268]. Фазовый переход между ними лежит в основе многих процессов, происходящих в природных условиях Земли и имеет огромное значение как для существования живых организмов, так и для многочисленных приложений. Особенности физических свойств воды и льда в значительной степени связаны с кардинальным различием их кислородных и протонных подрешеток.

С теоретической точки зрения более детальное описание физических свойств рассматриваемых систем существует для льда. Так в гексагональной модификации льда, которая реализуется в природных условиях Земли и которая для определенности будет рассматриваться в этой главе, ионы кислорода образуют упорядоченную гексагональную решетку, которая аналогична гексагональной фазе алмаза [268]. При этом протоны имеют по две потенциальные позиции на каждой водородной связи, смещенные от её центра, таким образом число потенциальных позиций в двое больше числа протонов. Распределение протонов по позициям характеризуется только двумя правилами льда, впервые сформулированными Берналом и Фаулером [342]. Согласно этим правилам: (а) вблизи каждого иона кислорода находится два и только два протона, (б) на каждой водородной связи находится один и только один протон. Фрагмент атомной решётки льда изображен на Рисунке 6.1.

Полинг [343] показал, что число протонных структур, удовлетворяющих правилам льда, экспоненциально (от числа молекул) велико, и предположил, что все они имеют одинаковую энергию. Это привело его к выводу о существовании ненулевой энтропии на одну молекулу при нулевой температуре. Гипотеза Полинга подтверждается многочисленными как прямыми и так косвенными экспериментами, достаточно полный обзор которых может быть найден в монографии [344]. Теоретическое обоснование гипотезы Полинга или объяснение того факта, что дальнодействующее кулоновское взаимодействие не нарушает вырождения конфигураций, удовлетворяющих правилам льда, было дано в [345].

Нетрудно видеть, что любое перемещение протонов в конфигурации основного состояния, изображенной на Рисунке 6.1, приводит к нарушению правил льда и к повышению энергии.



Рис.6.1. Фрагмент решётки гексагонального льда. Кислородные ионы показаны светлыми кружками, они образуют гексагональную решётку. Протоны показаны тёмными кружками, их распределение удовлетворяет правилам льда.

Таким образом, при нулевой температуре, релаксация или динамика протонной подрешётки запрещена. Однако динамика становится возможной при конечных температурах, благодаря существованию нарушений правил льда, называемых также дефектами [268]. Наименьшими энергиями возбуждения обладают нарушения первого правила льда или ионные дефекты (кислородные ионы с тремя или одним протоном H_3O^+ , *OH*, энергия 1.40 эВ на пару дефектов, Рисунок 6.2) и нарушения второго правила льда или дефекты связей (водородные связи с двумя или нулем протонов *D*, *L*, энергия возбуждения 0.68 эВ на пару дефектов, Рисунок 6.3).



Рис.6.2. Рождение и разделение ионных дефектов связей: H₃O⁺, OH⁻ - дефекты показаны большими кружками (кружки справа и слева, соответственно).

Эти нарушения правил льда позволяют описать все состояния с низкой энергией возбуждения, и фактически являются классическими квазичастицами, на языке которых можно описать отклик протонной системы на различные приложенные возмущения [346, 347].

В такой же степени детальная микроскопическая теория физических свойств воды в настоящее время отсутствует. Вместо этого в большинстве работ по исследованию воды обсуждаются гипотетические структурные модели воды, различные термодинамические свойства, а также форма парной функции распределения $g_{oo}(r)$, вид которой может быть проверен в экспериментах по рассеянию нейтронов и рентгеновских лучей.

Все структурные модели воды можно разбить на две широкие категории [151].

Первая категория объединяет двухкомпонентные модели и берет начало от работы Рентгена, в которой вода рассматривалась как смесь компоненты, подобной льду, и более плотной компоненты, подобной "нормальной жидкости" [348]. В последующие годы модель Рентгена была значительно усовершенствована в работах [349–351]. К этой же категории следует отнести междоузельную модель Самойлова [352] и клатратную модель Полинга [353]. Клатраты - это объединения молекул воды в объёмные многогранники, внутренняя полость которых сравнима по величине, как с молекулами воды, так и с молекулами некоторых газообразных веществ, например, метана.



Рис. 6.3. Рождение и разделение дефектов связей: *D*, *L* дефекты показаны большими овалами (розовый овал слева соответствует *D*- дефекту, а голубой овал справа соответствует *L*-дефекту).

Вторая категория объединяет континуальные модели и берет начало с работы Бернала и Фаулера [342], в которой Бернал и Фаулер предположили, что в воде существует бесконечная решетка водородных связей, близкая решетке в обыкновенном льде. Единственное отличие состоит в том, что решетка водородных связей в воде является смесью двух типов решеток: менее плотной типа тридимита и более плотной типа кварца решеток. То есть модель Бернала–Фаулера также содержала элемент двухкомпонентных моделей. Модель Бернала–Фаулера была усовершенствована в работах [354–357]. К этой же категории следует отнести перколяционную модель Стенли и Тейксейра [358]. Важно отметить, что все перечисленные модели в той или иной степени предполагают частичное сохранение гексагональной решетки льда в жидкой воде, как минимум вблизи температуры плавления.

Как уже отмечалось выше, распределение протонов во льду регулируется правилами льда, а при ненулевых температурах имеется конечная равновесная концентрация нарушений правил льда. При этом концентрация нарушений второго правила льда (дефектов связей) на много порядков выше концентрации ионных дефектов в силу указанной разницы в энергиях образования. При фиксированных энергиях образования дефектов их концентрация экспоненциально возрастает с ростом температуры $n \propto \exp(-E/2kT)$. Такое описание не учитывает тот факт, что дефекты имеют эффективные электрические заряды и соответствующее кулоновское взаимодействие между ними. Именно благодаря кулоновскому взаимодействию энергия образования дефектов уменьшается с ростом их концентрации. В свою очередь, уменьшение энергии образования увеличивает концентрацию дефектов. Возникающая "положительная обратная связь" может привести к скачкообразному росту концентрации дефектов при некоторой критической температуре. Наконец, резкий рост концентрации дефектов связей делает неустойчивой кислородную подрешетку, приводит к её искажению и частичному разрушению, то есть к окончательному плавлению льда.

Рассмотрим более подробно процесс образования пары дефектов. Для определенности пусть это будет пара ионных дефектов, дефекты связи рассматриваются аналогично. Разобьем процесс рождения пары несвязанных дефектов на два этапа (см., например, Рисунок 6.2). На первом этапе протон перемещается вдоль водородной связи. В результате образуется пара заряженных ионных дефектов на межатомном расстоянии *a*. Пусть этот процесс требует энергии E^{1}_{12} . На втором этапе эти заряженные дефекты должны быть удалены друг от друга на достаточно большое расстояние порядка среднего расстояния между дефектами, пропорционального $\approx n^{-1/3}$. Этот процесс требует энергии E^{2}_{12} , оценка которой может быть получена следующим образом. Потенциал заряда q_{12} размером *a*. на расстояниях r > a с учетом Дебаевской экранировки определяется формулой [359]:

$$\varphi_{12}(r) = \frac{q_{12} \exp(\kappa a)}{1 + \kappa a} \frac{\exp(-\kappa r)}{r}, \qquad (6.1.1)$$

где обратная длина экранирования определяется как ионными дефектами, так и дефектами связей,

$$\kappa = \sqrt{\frac{8\pi}{kT}} \left(q_{12}^2 n_{12} + q_{34}^2 n_{34} \right). \tag{6.1.2}$$

Здесь n_{12} - концентрация пар ионных дефектов, n_{34} -концентрация пар дефектов связей, q_{12} , $-q_{12}$, q_{34} , $-q_{34}$ эффективные заряды H_3O^+ , OH, D, L дефектов соответственно. Тогда вторая часть энергии образования пары ионных дефектов равна

$$E_{12}^{2} = -\int_{a}^{\infty} q_{12} \frac{\mathrm{d}\varphi_{12}}{\mathrm{d}r} \, dr = \frac{q_{12}^{2}}{a} \frac{1}{1+\kappa a} \,. \tag{6.1.3}$$

Полная энергия образования пары ионных дефектов $E_{12}=E_{12}^1+E_{12}^2$. Важно, что вторая часть энергии E_{12}^2 зависит от степени экранировки, и при предельно сильной экранировке $\kappa \to \infty$, эта часть энергии стремится к нулю. Фактически, именно в этом состоит эффект влияния концентрации дефектов на энергию образования. Аналогичный результат может быть получен для дефектов связей.

Введение в рассмотрение дефектов позволяет найти обобщённую диэлектрическую проницаемость льда.

Обобщённая диэлектрическая проницаемость описывает электрический отклик как связанных зарядов (обычная диэлектрическая проницаемость), так и свободных зарядов (проводимость). В данной главе в рамках модели классических квазичастиц вычислена обобщённая диэлектрическая проницаемость льда (воды) как функция волнового вектора и частоты в диапазоне частот, в котором отклик на приложенное электрическое поле определяется протонной подсистемой льда. Полученное выражение полностью описывает электродинамику льда: распространение электромагнитных волн, экранирование и перенос заряда [258].

Рассматриваются гексагональная и кубическая модификация льда. Вместо рассмотрения системы сильно взаимодействующих диполей с атомной концентрацией в работе описывается движение зарядов путём движения H_3O^+ , OH, D, L – дефектов. Перечисленные точечные дефекты играют роль классических квазичастиц.

Получено следующее выражение для тензора проводимости [258]:

$$\sigma_{\alpha\beta}(\vec{q},\omega) = \sigma_{\iota}(\omega) (\delta_{\alpha\beta} - n_{\alpha}n_{\beta}) + \sigma_{\iota}(\vec{q},\omega)n_{\alpha}n_{\beta}.$$
(6.1.4)

Здесь греческие индексы α , $\beta = 1, 2, 3$ соответствуют проекциям на декартовы оси x, y, z; $n_{\alpha}=q_{\alpha}/q$ – компоненты единичного вектора вдоль волнового вектора. Подчеркнём, что этот тензор описывает отклик на полное (сумма внешнего приложенного поля и поля неоднородного распределения квазичастиц) электрическое поле $\vec{E} = \vec{E}^{ext} + \vec{E}^{qua}$, т.е. даёт компоненты плотности тока в виде $j_{\sigma}=\sigma_{\alpha\beta}E_{\beta}$. Поперечная проводимость $\sigma_t(\omega)$ является функцией только частоты, тогда как продольная проводимость $\sigma_l(\vec{q},\omega)$ зависит от частоты и волнового вектора. Эти зависимости описываются громоздкими, но очень похожими соотношениями:

$$\sigma_{t} = \sigma_{1} + \sigma_{2} + \sigma_{3} + \sigma_{4} - \frac{\Phi \tau [(\sigma_{1} + \sigma_{2})/e_{1} - (\sigma_{3} + \sigma_{4})/e_{3}]^{2}}{1 - i\omega \tau}, \qquad (6.1.5)$$

$$\sigma_{l} = \widetilde{\sigma}_{1} + \widetilde{\sigma}_{2} + \widetilde{\sigma}_{3} + \widetilde{\sigma}_{4} - \frac{\Phi \widetilde{\tau} [(\widetilde{\sigma}_{1} + \widetilde{\sigma}_{2})/e_{1} - (\widetilde{\sigma}_{3} + \widetilde{\sigma}_{4})/e_{3}]^{2}}{1 - i\omega\widetilde{\tau}}, \qquad (6.1.6)$$

$$\frac{1}{\tau} = \Phi\left(\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{e_1^2} + \frac{\sigma_3 + \sigma_4}{e_3^2}\right), \ \frac{1}{\tilde{\tau}} = \Phi\left(\frac{\tilde{\sigma}_1 + \tilde{\sigma}_2}{e_1^2} + \frac{\tilde{\sigma}_3 + \tilde{\sigma}_4}{e_3^2}\right).$$
(6.1.7)

Здесь $\sigma_k = e_k^2 n_{0k} D_k / k_{\rm B} T$ – обычные парциальные проводимости, аналогичные величины со знаком "тильда" связаны с ними соотношениями $\tilde{\sigma}_k(\vec{q},\omega) = \sigma_k i \omega / (i\omega - D_k q^2)$. В этих выражениях содержится ряд параметров: e_k – эффективные заряды, D_k – коэффициенты диффузии, n_{0k} – равновесные концентрации квазичастиц, параметр Ф связан с длиной водородной связи.

Тензор динамической проводимости $\sigma_{\alpha\beta}(\vec{q},\omega)$ даёт плотность как обычного тока, так и тока смещения в соответствующем уравнении Максвелла, т.е. он полностью описывает электродинамические свойства среды. Аналогично электродинамические свойства среды могут быть выражены через тензор обобщённой диэлектрической проницаемости, который связан с тензором проводимости соотношением [258]:

$$\widetilde{\varepsilon}_{\alpha\beta}(\vec{q},\omega) = \varepsilon_{\infty}\delta_{\alpha\beta} - \frac{4\pi}{i\omega}\sigma_{\alpha\beta}(\vec{q},\omega).$$
(6.1.8)

Здесь первое слагаемое учитывает электронный и высокочастотный ионный вклады в диэлектрическую проницаемость льда ($\varepsilon_{\infty} = 3.2$ для гексагонального льда).

Выражения (6.1.4)–(6.1.8) являются основным результатом этого раздела. Они полностью описывают электродинамические свойства льда в низкочастотной области, в которой отклик определяется главным образом протонной подсистемой льда.

Область применения полученных результатов оказывается достаточно широкой. В предположении, что плавление льда заключается в скачкообразном изменении концентраций квазичастиц [268], можно сделать вывод, что физически гексагональная структура льда в значительной степени сохраняется и в жидком состоянии (в воде). Другими

словами, в ориентациях соседних молекул в значительной степени сохраняется ближний порядок, характерный для льда.

В общем случае полученные результаты могут быть использованы для исследования электромагнитных волн во льду.

В заключение этого раздела обсудим возможное состояние льда, которое может быть интерпретировано как промежуточное состояние между льдом и водой [268]. Можно даже назвать это состояние "твёрдая вода" или "жидкий лёд". Модель состояния состоит в следующем.

Как уже отмечалось выше, распределение протонов во льду регулируется правилами льда, а при ненулевых температурах имеется конечная равновесная концентрация нарушений правил льда. Причем концентрация нарушений второго правила льда (дефектов связей) на много порядков выше концентрации ионных дефектов в силу указанной разницы в энергиях образования. При фиксированных энергиях образования дефектов их концентрация экспоненциально возрастает с ростом температуры $n \propto \exp(-E/2kT)$.

Такое описание не учитывает тот факт, что дефекты имеют эффективные электрические заряды и соответствующее кулоновское взаимодействие между ними. Именно благодаря кулоновскому взаимодействию энергия образования дефектов уменьшается с ростом их концентраций, в свою очередь уменьшение энергии образования увеличивает концентрацию дефектов. Возникающая "положительная обратная связь" может привести к скачкообразному росту концентраций дефектов при некоторой критической температуре.

Резкий рост концентрации дефектов связей делает неустойчивой кислородную подрешетку, приводит к её искажению и частичному разрушению, то есть к окончательному плавлению льда. Фаза с повышенной концентрацией нарушений второго правила льда, но с ещё сохранённой гексагональной структурой кислородной решетки будет здесь интерпретироваться как промежуточная фаза между льдом и обыкновенной водой, которая может существовать только в виде метастабильных областей небольшого размера. Её появление является предвестником реального плавления льда. Её также можно назвать виртуальной, и служащей для описания процесса плавления, и в этом смысле существование этой фазы можно считать новым механизмом плавления льда, основанного на внезапном нарушении второго правила льда. Отметим, что свойства промежуточной фазы могут сохраняться в физических свойствах воды при температурах достаточно близких к температуре плавления. Дефекты связей могут рассматриваться как разрушенные водородные связи структуры типа льда в континуальных моделях воды. С другой стороны, так как они фактически тождественны разрушенным водородным связям, они вызывают такое искажение кислородной подрешетки, которое приводит к увеличению плотности воды. И по этой причине компонента с высокой концентрацией дефектов связей может рассматриваться как более плотная компонента в двухкомпонентных моделях.

Обсудим подробнее вопрос о реализуемости промежуточной фазы, то есть фазы с высокой концентрацией дефектов и с сохранившейся кислородной подрешеткой. Эксперимент показывает [344], что в объеме образца такая фаза не реализуется: рост концентрации дефектов связей всегда приводит к разрушению порядка в кислородной подрешетке.

Ситуация может измениться, если имеется физическая причина, стабилизирующая кислородную подрешетку [151]. Первая возможность для реализации промежуточной фазы – это, например, может быть давление, если только давление стабилизирует кислородную решетку. В этом случае под давлением может быть реализована рассматриваемая промежуточная фаза, с проводимостью на несколько порядков превышающая проводимость воды [151].

Вторая возможность для реализации промежуточной фазы – это приповерхностный слой льда [151]. Действительно, допустим, что численные значения параметров, определяющие температуру перехода вблизи поверхности, таковы, что переход вблизи поверхности реализуется при температурах ниже температуры плавления льда. Тогда в приповерхностном слое льда локальная концентрация дефектов будет на 6–7 порядков больше. В то же время, условие сшивки с объёмом образца будет служить причиной стабилизации кислородной подрешетки. Даже если внешняя граница образца будет полностью расплавлена, вблизи границы с объёмом кислородная решетка должна сохранить свою структуру. В результате эта часть приповерхностного слоя может иметь удельную электрическую проводимость, на порядки превышающую проводимость льда, то есть обладать свойствами квазижидкого слоя льда [342]. Далее, если рассмотреть лёд в порах малого размера, то при плавлении возникающее отрицательное давление будет стабилизировать кислородную решетку. В этом случае в пористом материале можно было бы

получить фазу льда с высокой проводимостью. Наоборот, при замерзании для образования рыхлой гексагональной структуры льда, вода в порах с характерным размером в несколько десятков межатомных расстояний, должна значительно расшириться и преодолеть реакцию стенок пор. Поэтому такую воду можно значительно переохладить, возможно, даже до предельных температур около 233 К.

6.2 Спиновый лёд

6.2.1 Шум магнитных монополей

На сегодняшний день обнаружены вещества, у которых формально распределение магнитных моментов аналогично распределению протонов в обыкновенном льду. Некоторые из этих веществ являются диэлектриками, некоторые полупроводниками и металлами. Сейчас спиновым льдом стали называть любую систему с выполнением правил льда: два магнитных момента в центр и два от этого же центра. В самом широком смысле спиновым льдом называют спиновые системы, в которых существуют фрустрации и неоднозначность в правилах минимизации энергии. Геометрическая фрустрация решёток таких систем ознчает, что состоянию с наименьшей энергией соответствуют все спиновые конфигурации, удовлетворяющие первому правилу льда [276, 284, 285, 287].

Изучение и анализ свойств спинового льда позволяет сделать оптимистичный прогноз о возможности широкого использования искусственного спинового льда в качестве устройств хранения информации. Устройства хранения информации на основе магнитной записи в настоящее время используют только ферромагнитные материалы. Уменьшение магнитного элемента, несущего информацию, подошло к своему пределу. Ферромагнитные островки несут магнитный момент и по этой причине взаимодействуют друг с другом. Запись на мелкие островки становится ненадёжной, она портится как под воздействием температуры, так и под воздействием магнитных полей (помех и т.д.). Частично эти проблемы решаются, если для записи информации использовать антиферромагнитные кластеры.

От записи информации требуется высокая плотность и надёжность. Спиновый лёд содержит огромное число конфигураций, которые при достаточно низкой температуре являются устойчивыми. Перейти от одной спиновой конфигурации к другой можно либо "распутыванием" клубка струн (спинового спагетти), либо их разрывом с последующим восстановлением. Оба процесса при низкой температуре имеют малую вероятность. Надёжность записи информации с помощью спинового льда защищена запутан-

216
ным характером спиновых конфигураций. Считывать и записывать информацию можно с помощью устройств типа атомно-силовых и магнитно-силовых микроскопов, которые могут давать даже атомное разрешение. Важна также топология конфигураций основно-го состояния. Если реализовать на этих конфигурациях простейшие логические операции, то на этих системах можно создать процессор с высокой скоростью переключения и низким выделением тепла [151].

Магнитные ионы в этих материалах расположены в вершинах правильных тетраэдров, связанных в трёхмерную пирохлорную решётку (Рисунок 6.4).



Рис. 6.4. Пирохлорная решётка: магнитные атомы находятся в вершинах правильных тетраэдров, связанных в трёхмерную решётку.

В работе [150] было показано, что спины магнитных ионов могут быть направлены либо только в центры, либо только из центров каждого тетраэдра.

В последнее время появилось множество работ, обусловленное интересом к изучению спинового льда. Такой интерес был вызван теоретическим предсказанием в спиновом льду магнитных дефектов [360]. Впоследствии эти дефекты получили название магнитных монополей [361].

Первоначально термин "спиновый лёд" был применён к соединениям типа Ho₂Ti₂O₇, Dy₂Ti₂O₇ [150]. Магнитные ионы в них находятся в вершинах трёхмерной сетки правильных тетраэдров.

Благодаря сильной анизотропии магнитные моменты могут быть направлены либо к центру каждого тетраэдра, либо от его центра. При рассмотрении соединений такого типа, вместо решётки тетраэдров, удобно рассматривать дуальную решётку, образованную центрами тетраэдров.

В основном состоянии ориентации моментов удовлетворяют правилу льда: два момента направлены к центру и два – от центра (Рисунок 6.5 а). Это соответствует распределению электрических дипольных моментов водородных связей в обыкновенном льде (твёрдая фаза воды в природных условиях). Отсюда и возник термин "спиновый лёд". Впоследствии спиновым льдом стали называть любые двумерные и трёхмерные системы, в которых магнитные моменты (спины) распределены в соответствии с правилом льда. Спиновый лёд является магнитным аналогом обыкновенного льда.

При ненулевых температурах возможен переворот произвольного спина, который приводит к образованию двух неправильных конфигураций (Рисунок 6.5 б). Четыре смежных спина с тремя магнитными диполями, направленными к центру тетраэдра, и одним диполем, направленным от центра, образуют положительный магнитный дефект. Он является магнитным аналогом положительного ионного дефекта во льду. Соответственно, отрицательный магнитный дефект (три магнитных диполя направлены от центра и один к центру), является аналогом отрицательного ионного дефекта во льду.

Как видно из Рисунка 6.5, переворот любого из трёх одинаковых спинов магнитного дефекта эквивалентен перемещению дефекта на новый узел, что не сопровождается образованием нового дефекта и увеличением энергии. Последовательное повторение указанной процедуры приводит к дальнейшему перемещению дефектов. Дефекты играют роль квазичастиц, движение которых по решётке переориентирует спины на всём пройденном пути, приводя к образованию "спинового спагетти" (Рисунок 6.5 в).

В [225] изучена зависимость концентрации магнитных монополей от температуры. Показано, что с ростом температуры магнитное взаимодействие (типа кулоновского) между монополями может привести к скачкообразному росту их концентрации на не-

218

сколько порядков. Этот фазовый переход 1 рода сопровождается также уменьшением на несколько порядков времён релаксации и может рассматриваться как плавление кулоновской фазы спинового льда.



Рис. 6.5. (а) Фрагмент магнитной решётки без магнитных дефектов; (б) переворот спина на вертикальной связи, приводящий к образованию пары магнитных дефектов; (в) перемещение магнитных дефектов, приводящее к образованию "спинового спагетти".

При этом, аналогично разделу 6.1, полная энергия образования пары магнитных монополей состоит из двух частей: энергии переворота одного спина (короткодействующая часть) и энергии разведения образовавшихся монополей до расстояний, на которых их взаимодействием можно пренебречь (дальнодействующая часть). Энергия разведения образовавшихся монополей выражается соотношением, аналогичным (6.1.3) с заменой эффективных зарядов дефектов на магнитный заряд монополя.

Однако до сих пор рассматривалась только равновесная концентрация магнитных монополей и не были рассмотрены флуктуации концентрации магнитных монополей.

В настоящей главе делается попытка анализа флуктуаций числа пар магнитных дефектов, т.е. процессов рождения (генерации) и уничтожения (рекомбинации) пар магнитных дефектов. Проводится стохастический анализ, в ходе которого показывается, что флуктуации можно описывать с помощью уравнения Ланжевена. Далее исследуется спектр шума генерации–рекомбинации квазичастиц.

Сделаем сразу некоторые приближения и предположения.

1. Считаем, что дефекты рождаются и уничтожаются парами и введём в рассмотрение концентрацию пар дефектов *N* (вместо концентрации дефектов каждого типа).

2. Может рождаться (уничтожаться) сразу 2, 3 и т.д. пар, т.е. ($N\pm2$), ($N\pm3$) и т.д. Но, будем считать такие события менее вероятными и пренебрежём ими. Примем, что за достаточно малый промежуток времени может рождаться (уничтожаться) одна пара ($N\pm1$).

3. Рассматриваем не слишком высокие температуры, при которых концентрация дефектов мала. В этом случае взаимодействием дефектов друг с другом пренебрегаем.

Обозначим через P(N, t) вероятность застать N пар квазичастиц (магнитных дефектов) в момент времени t. В течение достаточно малого интервала времени dt рассматриваемая вероятность может измениться на величину $d_t P$ вследствие следующих переходов:

$$N \xrightarrow{g} (N+1); N \xrightarrow{r} (N-1);$$

$$(N-1) \xrightarrow{g} N; (N+1) \xrightarrow{r} N.$$
(6.2.1)

Здесь переходы, указанные в первой строке, приводят к уменьшению вероятности, то есть $d_t P < 0$. Оставшиеся два перехода, наоборот, дают $d_t P > 0$. Символом "g" над стрелкой отмечены переходы, вызванные генерацией пары, соответственно, символ "r" означает уничтожение (рекомбинацию) пары.

Введение в рассмотрение скоростей генерации и рекомбинации позволяет определить вероятность $g \cdot dt$ генерации и $r \cdot dt$ рекомбинации одной пары квазичастиц за сколь угодно малое время dt. В результате анализ переходов (6.2.1) приводит к следующему дифференциально-разностному уравнению для вероятности P(N, t):

$$d_t P = -P(N, t) \cdot g(N) \cdot dt - P(N, t) \cdot r(N) \cdot dt$$

+ $P(N-1, t) \cdot g(N-1) \cdot dt + P(N+1, t) \cdot r(N+1) \cdot dt$. (6.2.2)

При этом N=N(t) – случайный марковский процесс, поскольку изменение вероятности определяется состоянием лишь в рассматриваемый момент времени t.

Из (6.2.2) видим, что изменение вероятности определяется "пространственными" координатами (числом пар в элементе объёма) лишь в трех соседних точках:

При этом, вообще говоря, переменная N является дискретной. Полагая N >> 1, будем рассматривать изменение (+1) как дифференциал dN=1. Таким образом, рассматриваемые три соседние точки есть

$$(N - dN), N, (N + dN).$$

На языке дифференциального исчисления данное обстоятельство означает, что в правую часть соотношения (6.2.2) входят производные по переменной N до 2-го порядка включительно. Это дает возможность использовать разложение для последних двух членов правой части в степенной ряд (в окрестности точки N). Используя разложения с учетом слагаемых, содержащих производные не выше второго порядка, получим известное уравнение Эйнштейна – Фоккера – Планка (ЭФП) для вероятности P(N, t):

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial N} \left[K_1(N) \cdot P \right] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial N^2} \left[K_2(N) \cdot P \right].$$
(6.2.3)

Входящие сюда кинетические коэффициенты определяются через скорости генерации и рекомбинации пар квазичастиц:

$$K_1(N) = g(N) - r(N), K_2(N) = g(N) + r(N).$$
 (6.2.4)

Уравнения (6.2.3), (6.2.4) позволяют найти все статистические характеристики флуктуаций полного числа пар квазичастиц N(t) в элементе объёма.

Как можно показать [7], уравнению ЭФП соответствует следующее уравнение для флуктуаций N(t):

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = K_1(N) + \sqrt{K_2(N)} \cdot \zeta(t) \,. \tag{6.2.5}$$

Здесь введен дельта-коррелированный стационарный источник ζ(t), обладающий единичным спектром. Это уравнение по форме совпадает с уравнением Ланжевена. На данном этапе ограничимся анализом стационарного случая.

Условие стационарности можно представить следующим образом: $K_1(N_0) = 0$. Это означает, что в образце установилась средняя концентрация пар квазичастиц $\langle N(t) \rangle = N_0$, определяемая, согласно первому соотношению, равенством скоростей генерации и рекомбинации квазичастиц:

$$g(N_0) = r(N_0)$$
. (6.2.6)

Вводя в рассмотрение относительные флуктуации числа пар квазичастиц $\delta N = \delta N(t)$: $N = (1 + \delta N) \cdot N_0$ и полагая флуктуации достаточно малыми, то есть $\sigma_{\delta N}^2 <<1$ ($\sigma_{\delta N}^2$ – дисперсия (мощность) флуктуаций), преобразуем правую часть соотношения (6.2.5). Линеаризуя первый член в окрестности N_0 , а в предшумовом сомножителе второго слагаемого ограничиваясь нулевым приближением, получим следующее уравнение для относительных флуктуаций числа пар квазичастиц:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\delta N = -\frac{1}{\tau}\delta N + \sqrt{A_N}\cdot\zeta(t). \qquad (6.2.7)$$

Здесь

$$\tau = \left[\frac{\mathrm{d}(r-g)}{\mathrm{d}N} \Big|_{N_0} \right]^{-1} \tag{6.2.8}$$

 –постоянная времени, определяемая через разность производных от скоростей рекомбинации и генерации, взятую в точке N₀;

$$A_N = 2g(N_0) / N_0^2 \tag{6.2.9}$$

-параметр, характеризующий мощность флуктуаций.

Уравнение (6.2.7) относится к классу уравнений Ланжевена и позволяет определить спектр (см., например, [362]) флуктуаций генерации-рекомбинации пар квазичастиц.

После преобразования Фурье исходное соотношение (6.2.7) принимает следующий вид:

$$(1+j\,\omega\tau)\delta N = \tau\,\sqrt{A_N}\cdot\zeta\,. \tag{6.2.10}$$

Здесь δN и ζ обобщённые фурье–образы исходных случайных процессов.

Учитывая единичную величину спектра источника (6.2.7), получим выражение для спектра относительных флуктуаций числа пар квазичастиц:

$$S_{\delta N}(f) = \frac{\tau^2 A_N}{1 + (2\pi f \tau)^2}.$$
 (6.2.11)

$$\sigma_{\delta N}^{2} = \int_{0}^{\infty} S_{\delta N}(f) \,\mathrm{d} f = \frac{1}{4} A_{N} \,\tau. \qquad (6.2.12)$$

В результате, учитывая (6.2.12), находим окончательное выражение для спектра относительных флуктуаций числа пар квазичастиц:

$$S_{\delta N}(f) = \frac{4\tau}{1 + (2\pi f \tau)^2} \cdot \sigma_{\delta N}^2.$$
(6.2.13)

Исследуем зависимость этого спектра от величины τ (см. Рисунок 6.6), полагая дисперсию шума фиксированной, $\sigma_{\delta N}^{2} = \text{const.}$



Рис. 6.6. Зависимость спектра от величины τ. Зависимость спектра на нулевой частоте (*f*=0) от величины постоянной времени τ.

При росте τ высота спектра растет пропорционально τ , а ширина убывает как τ^{-1} . Полная площадь, определяемая дисперсией флуктуаций $\sigma_{\delta N}^{2}$, остается постоянной. Другими словами, получен очевидный результат. Увеличение постоянной времени τ приводит к усилению низкочастотных компонент флуктуаций генерации-рекомбинации квазичастиц и ослаблению их высокочастотных компонент.

Далее возникает вопрос о возможной экспериментальной проверке полученных результатов. Необходимо отыскать такие физически измеримые параметры, которые были бы связаны с концентрацией квазимонополей. Таким образом, флуктуации концентрации квазимонополей проявлялись бы и во флуктуациях соответствующего параметра.

Очень часто в литературе (см, например, [363, 364] и т. д.) пара магнитных монополей, образующаяся путем переворота общего спина (рис. 6.5 (б)) назвается связанной, а магнитные монополи, которые перемещаются по решетке (рис. 6.5 (в)) называются несвязанным или свободным (но, как мы видим из рис. 6.5 (в) "несвязанные" или "свободные" монополи всё же связаны "спиновым спагетти", формируемым за счёт изменения конфигурации спинов по пути следования монополя).

Следуя [365], обозначим через n_b , n_u концентрации связанных и несвязанных (свободных) пар соответственно, а через $N_0 = n_b + n_u$ – полную концентрацию пар монополей и введём параметр $\alpha = n_u/N_0$ – степень диссоциации [365]. Предположим, что подавляющее большинство пар квазичастиц находится в связанном сотоянии, т.е. $\alpha <<1$ (при этом одна пара связанных квазичастиц слабо взаимодействует с другой парой). Как можно видеть $N_0 \approx n_b$. Таким образом, полная концентрация дефектов практически постоянна при заданной температуре.

После малого возмущения, релаксация $\Delta \alpha$ к равновесному значению определяется рекомбинацией зарядов. В [365] в терминах теории магнитного эффекта Вена в приближении слабого поля, авторы делают вывод, что флуктуации α вызывают пропорциональные флуктуации магнитного момента. В случае небольших изменений концентрации n_u имеем: $N = n_b + n_u + \Delta n_u$, или $N = N_0 + \Delta n_u$. Таким образом, $N = N_0(1 + \Delta n_u/N_0) \equiv N_0(1 + \Delta \alpha)$. Как можно видеть, $\Delta \alpha \equiv \delta N$, и, следовательно, флуктуации N приводят к флуктуациям магнитного момента:

$$S_{\Delta M}(f) \propto \left(\frac{\mu_0 Q^3}{8\pi kT}\right)^2 \cdot S_{\delta N}(f).$$
(6.2.14)

Здесь $S_{\Delta M}(f)$ – спектр абсолютных флуктуаций магнитного момента, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, Q – элементарный магнитный заряд, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

Таким образом, нами предсказано, что флуктуации концентрации квазичастиц будут проявляться во флуктуациях магнитного момента.

Предложенный метод использован коллективом зарубежных авторов (со ссылками на работу автора) из Корнелльского, Оксфордского, Стэнфордского университетов, Израильского института – Техниона, центра теоретической физики им. Рудольфа Пайерлса, Университета МакМастера, Канадского Института перспективных исследований и Университетского Колледжа Корк, экспериментально подтвердивших его состоятельность и предсказанный спектр генерационно-рекомбинационного шума магнитных монополей в статье в Nature [153].

Результаты экспериментального подтверждения теории генерационнорекомбинационного шума магнитных монополей практически сразу же попали в мировые средства массовой информации: Phys.org; indicator.ru; planet-today.ru; news.sputnik.ru; NanoNewsNet.ru; NNovgorod.BezFormata.com; unn.ru и т.д.

Экспериментальное подтверждение этого результата недавно было приведено в работе [153]. Авторы сообщили о разработке высокочувствительного сверхпроводящего квантового интерференционного прибора (SQUID) на основе спектрометра и последующих измерениях частотных и температурных зависимостей спектральной плотности флуктуаций магнитного потока, обусловленныхгенерационно-рекомбинационными флуктуациями числа магнитных монополей в образцах Dy₂Ti₂O₇.

Эти экспериментальные исследования были мотивированы теоретическими предсказаниями соискателя процессов генерации-рекомбинации магнитных монополей в спиновом льду, представленных в [276]. Сильный шум намагничивания, предсказанный в этих конкретных материалах с помощью моделирования Монте-Карло [366], был впервые замечен в [153]. Прямо подтверждена частотная и температурная зависимость спектра шума магнитного потока, предсказанного для магнитных зарядов, обусловленная тепловой генерацией и рекомбинацией. Ожидаемый переход от плато для $\omega \tau \ll 1$, к степенному закону ω^{-b} (*b*<2) для $\omega \tau \gg 1$, наблюдался экспериментально (см. рис. 2 и 3 из [153]). Спектральная плотность низкочастотного шума быстро возрастает с уменьшением температуры T [153]. Стоит отметить, что эти спектральные характеристики являются исключительными, поскольку спектральная плотность шума намагничивания ферромагнетика, классического спинового стекла или изинговского парамагнетика ведут себя очень по-разному с изменением частоты и температуоы. С другой стороны, наблюдаемое поведение спектра в Dy₂Ti₂O₇ аналогично поведению спектральной плотности шумового напряжения генерации–рекомбинации электронно–дырочных пар в полупроводниках.

Что касается экспериментальной процедуры, описанной в [153], то авторы используют вышеупомянутую экспериментальную методику для определения спектральной плотности шума $S_{\Phi}(\omega, T)$ образцов монокристаллов Dy₂Ti₂O₇ в диапазоне частот 1 Гц<f<2,5 кГц. Измерения проводились в диапазоне температур от 1.2 К до 4К с шагом 25mK, измерялась спектральная плотность шума образцов Dy₂Ti₂O₇ в этом диапазоне температур. Выход (SQUID) подключен непосредственно к анализатору спектра, установленному для регистрации спектральной плотности шума [153].

Практически все особенности, предсказанные в [276] для флуктуаций числа магнитных монополей, были обнаружены экспериментально.

Частотная зависимость спектра шума магнитного потока $S_{\Phi}(\omega, T)$, предсказанная для магнитных зарядов, обусловленная тепловой генерацией и рекомбинацией, подтверждена непосредственно (здесь $\omega=2\pi f$). Наблюдается ожидаемый переход от плато при $\omega \tau \ll 1$ к степенному спаду для $\omega \tau \gg 1$. Подтверждена зависимость спектральной плотности низкочастотного шума от τ на нулевой частоте $S_{\Phi}(0) \sim \tau$, при условии, что дисперсия остается приблизительно постоянной в диапазоне измеряемых в эксперименте те температур.

Авторы работы [153] отметили, что (в наших обозначениях) на высоких частотах отношение $S(f) \sim f^{-2}$, следующее из теории генерации–рекомбинации с одной постоянной времени заменяется более сложным поведением $S(f) \sim f^{-\gamma}$ с парамером формы спектра $\gamma < 2$. Такое поведение, возможно, связано с комбинацией спектров, как в соотношении (6.2.13), с заданным распределением постоянных времени генерации–рекомбинации (см., например, [24, 290]).

На рисунке 6.7 показаны зависимости, полученные с помощью теории автора и их сравнение с экспериментальными данными для спектральной плотности флуктуаций

магнитной индукции и магнитного потока [153]. Спектральные плотности флуктуаций магнитной индукции и магнитного потока связаны простыми соотношениями со спектральной плотностью флуктуаций магнитного момента [153]. Как видно из графиков, теория, разработанная нами, получила экспериментальное подтверждение.



Рис. 6.7. Экспериментальные зависимости спектральной плотности флуктуаций магнитного потока и магнитной индукции от частоты (а). Нормированная спектральная плотность флуктуаций магнитного потока в зависимости от частоты (b). Зависимость спектральной плотности флуктуаций магнитного потока на нулевой частоте (*f*=0) от величины постоянной времени τ (c).

Стоит заметить, что в спиновом льду может существовать набор постоянных времени. Таким образом, полный спектр относительных флуктуаций концентрации пар монополей может представлять собой сумму спектров вида (6.2.13) с различными значениями постоянных времени.

Следует отметить, что подобный анализ спектров применялся для определения энергии активации ионов кислорода в мемристивных структурах. Результаты анализа опубликованы в журнале Applied Physics Letters [290].

6.2.2 Обощённая модель генерационно-рекомбинационного шума магнитных монополей

Спектр вида 1/f' в ограниченном (хотя и сколь угодно широком) диапазоне частот $[f_L, f_H]$ есть суперпозиция спектров лоренцева типа [290, 24, 98] различающихся постоянными времени τ_i и, как следствие, частотой среза $f_{ci} = 1/(2\pi\tau_i)$. Вид такой суперпозиции качественно изображён на Рис. 6.8.

Спектр $S_{\delta Ni}(f)$, вызванный единственным процессом генерационно– рекомбинационного типа описывается соотношением (6.2.13), с заменой некоторых параметров. Дисперсия $\sigma_{\delta N}^2$ должна быть заменена на $\sigma_{\delta Ni}^2$ – дисперсию (полную мощность) относительных флуктуаций, вызванных *i*–м процессом, соответственно т должна быть заменена на постоянную времени *i*–ого процесса τ_i .

Считается, что в образце действуют $N_{\rm GR}$ генерационно–рекомбинационных процессов, то есть $i = [1, N_{\rm GR}]$. Для простоты анализа допустим, что все эти процессы обладают одинаковой мощностью:

$$\sigma_{\delta N i}^{2} = \sigma_{\delta N 1}^{2}, i = [1, N_{\rm GR}].$$
 (6.2.15)

Однако процессы различаются временами релаксации τ_i , принимающими значения в хотя и ограниченном, но сколь угодно широком диапазоне значений:

$$\tau_i \in [\tau_L, \tau_H]; \tau_L \ll \tau_H.$$
(6.2.16)

Здесь τ_L и τ_H – нижнее (минимальное) и верхнее (максимальное) значения времён релаксации.



Рис. 6.8 Синтез спектра 1/f⁷ шума и распределение постоянных времени

Полагая, что все процессы являются статистически взаимно независимыми, в соответствии с правилами теории вероятности имеем:

$$S_{\delta N}(f) = N_{\rm GR} \sigma_{\delta N1}^2 \int \frac{4\tau}{1 + (2\pi f \tau)^2} W_{\tau}(\tau) d\tau. \qquad (6.2.17)$$

Здесь интегрирование ведётся по всем возможным значениям времён релаксации т.

Найдём распределение $W_{\tau}(\tau)$ времён релаксации τ_i , приводящее к спектру полных флуктуаций сопротивления, имеющему вид 1/f' пусть в ограниченном, но сколь угодно широком диапазоне частот $[f_{\rm L}, f_{\rm H}]$.

Наша цель моделирование спектра (6.2.17) с произвольным показателем формы спектра γ . Для синтеза спектра шума, имеющего параметр формы γ , отличающийся от единицы, необходимо распределение времён релаксации $W_{\tau}(\tau)$, обладающее параметром формы $\chi = 2 - \gamma$:

$$W_{\tau}(\tau) = \begin{cases} A_0 / \tau^{2-\gamma}, & \tau \in [\tau_L; \tau_H] \\ 0, & \tau \notin [\tau_L; \tau_H] \end{cases}; \quad A_0 = \frac{\gamma - 1}{\tau_H^{\gamma - 1} - \tau_L^{\gamma - 1}}.$$
(6.2.18)

Итак, согласно изложенной модели, наблюдаемый шум есть суперпозиция генерационно-рекомбинационных процессов, обладающих лоренцевой формой спектра. Чем ниже частота анализа, на которой наблюдается спектр, тем большие значения должно принимать время релаксации процесса. Количество таких процессов должно быть обратно пропорциональным времени релаксации т.

На более низких частотах, $f \ll f_L$, спектр переходит в плато (см. Рис. 6.8). При превышении верхней частоты перегиба, $f \gg f_H$, спектр начинает спадать по закону $1/f^2$. На промежуточных частотах $1/(2\pi\tau_H) \ll f \ll 1/(2\pi\tau_L)$ спектр иммет вид $1/f^{\gamma}$:

$$S_{\delta N}(f) = \frac{S_{\rm GR}}{f^{\gamma}}; \quad S_{\rm GR} = N_{\rm GR} \left(2\pi\right)^{1-\gamma} \sigma_{\delta N1}^2 \frac{\gamma-1}{\tau_{\rm H}^{\gamma-1} - \tau_{\rm L}^{\gamma-1}} \frac{1}{\cos\left(\frac{(\gamma-1)\pi}{2}\right)}.$$
 (6.2.19)

Например, если $\chi <1$, то есть увеличен удельный вес процессов, обладающих большими временами релаксации, то $\gamma >1$ – скорость нарастания спектра увеличивается при стремлении частоты анализа к нулю. Иначе говоря, шум становится более низкочастотным.

Таким образом, для объяснения шума, наблюдающегося до сколь угодно низких (наблюдаемых экспериментально) частот анализа, необходимо выявление флуктуационных процессов, обладающих временами релаксации, достигающими сколь угодно больших значений [98].

Авторы работы [153] обнаружили, что спектральная плотность шума магнитного потока $Dy_2Ti_2O_7$ имеет плато на частотах ниже 1 Гц, выше которого она уменьшается как ω^{-b} , где *b* (показатель γ в наших обозначениях) охватывает диапазон от 1,2 до 1,5. В диссертации этот результат объясняется комбинацией спектров, характеризующихся соответствующим преобразованием распределения (6.2.18) постоянных времени генерационно–рекомбинационных процессов, происходящих в исследуемых образцах.

Этот метод позднее был применён соискателем с соавторами для оценки энергий активации диффузии ионов кислорода в филаменте мемристора. Получен патент на изобретение "Способ оценки энергий активации диффузии ионов кислорода в филаменте мемристора" [154]. Кроме того, опубликована международная заявка "Способ оценки энергии активации диффузии ионов кислорода в филаменте мемристора" (14 мая 2021 г, № WO 2021/091429 A1).

6.3 Выводы по шестой главе

Наиболее интересным результатом модели спинового льда является наличие возбуждений, несущих эффективный магнитный заряд [150, 359, 367–374]. В рассматриваемой модели льда ионные дефекты H_3O^+ , *OH* играют роль эффективных магнитных монополей, тогда как дефекты связей *D* и *L* не имеют аналогов в модели спинового льда. Таким образом, предлагаемая модель является расширением модели [373]. Наличие второй пары квазичастиц *D* и *L* очень существенно, т.к. именно это обстоятельство делает возможным существование постоянного магнитного тока в водяном льду (в магнитном льду постоянный ток магнитного заряда невозможен).

Проведён анализ флуктуаций числа пар магнитных дефектов, т.е. процессов рождения (генерации) и уничтожения (рекомбинации) пар магнитных дефектов. Показано, что флуктуации можно описывать с помощью уравнения Ланжевена. Исследован спектр шума генерации–рекомбинации квазичастиц. Показано, что флуктуации концентрации квазичастиц могут проявляться во флуктуациях плотности магнитного момента.

Наиболее важными являются три результата:

1. Впервые создана теория флуктуаций числа пар магнитных монополей в спиновом льду, т.е. процессов рождения (генерации) и уничтожения (рекомбинации) пар магнитных монополей. Впервые показано, что флуктуации можно описывать с помощью уравнения типа Ланжевена. Определён спектр шума генерации–рекомбинации магнитных монополей.

2. Впервые предложен новый метод экспериментального обнаружения магнитных монополей в спиновом льду. На сегодняшний день это самый прямой из существующих методов обнаружения новых квазичастиц - магнитных монополей. Впервые показано, что флуктуации концентрации монополей проявляются во флуктуациях плотности магнитного момента, что подтверждено в эксперименте других авторов.

3. Впервые разработана обобщённая модель генерационно-рекомбинационного шума магнитных монополей для распределения времён релаксации. В этом случае результирующий спектр формируется суперпозицией множества спектров генерационнорекомбинационных процессов.

231

Заключение

Основные результаты, полученные в диссертации, состоят в следующем.

1. Выявлено, что неоднородность протекания тока в квантово-размерных светодиодах и лазерах, обусловленная формированием квазиомических шунтов и возникновением областей с пониженной высотой барьера является причиной низкочастотного шума.

2. Корреляция между флуктуациями напряжения, выделяющегося на лазерном диоде с квантовыми ямами, и флуктуациями интенсивности его излучения, наблюдающаяся в спектральной области фликкерного шума, указывает на общий источник этих флуктуаций. Это даёт возможность на основании исследования флуктуаций напряжения, выделяющегося на лазерном диоде, делать выводы об излучательных свойствах диода.

3. Показано, что селективное δ–легирование низкобарьерных диодов Шоттки приводит к возникновению эффекта "насыщения" интенсивности фликкерных шумов напряжения, тогда как в диодах Шоттки без δ–легирования имеет место эффект "максимизации" шумов. Эта информация может быть использована для диагностики структуры низкобарьерных диодов и выявления возможных источников фликкерных шумов. Установлена обратно пропорциональная зависимость уровня спектральной плотности мощности дробового шума в диодах Шоттки и в диодах с *p-n* переходом от коэффициента неидеальности вольтамперной характеристики.

4. Впервые аналитически решена задача преобразования случайных процессов детекторами на низкобарьерных диодах, выполненных на основе селективно легированных микроструктур металл–полупроводник. Полученные результаты позволяют определить особенности поведения спектра на выходе детектирующей системы в безынерционном и инерционном режимах, что актуально для задач приема излучения.

5. Показано, что ток термополевой эмиссии, обусловленный наличием областей с локально избыточной концентрацией донорных примесей в диодах с контактом металл– полупроводник (*n*-типа), наряду с током утечки, является причиной возникновения фликкерного шума.

6. Получено аналитическое решение задачи о влиянии флуктуаций электрофизических параметров диодов с контактами металл–полупроводник на форму спектра выходного сигнала в смесителях на таких диодах. Эта информация позволяет оценивать спектр этого сигнала, зная шумовые характеристики диода. 7. Исследованы флуктуационные процессы в спиновом льду. Предложен метод анализа флуктуаций числа пар магнитных дефектов (монополей) в спиновом льду, то есть процессов рождения (генерации) и уничтожения (рекомбинации) пар магнитных монополей. Доказано, что флуктуации можно описывать с помощью уравнения Ланжевена. Определён спектр шума генерации–рекомбинации магнитных монополей. Предложен новый метод экспериментального обнаружения магнитных монополей в спиновом льду. Флуктуации концентрации монополей проявляются во флуктуациях плотности магнитного момента, которые могут быть измерены, что подтверждено в эксперименте других авторов.

Таким образом, в диссертации развит единый подход к анализу флуктуаций и флуктуационных эффектов в электронных твердотельных системах.

На Рис. 7.1 представлена схема развитого подхода к анализу воздействия первичных источников шумов и флуктуаций на электрофизические макропараметры исследуемых объектов и последующую верификацию модели с помощью эксперимента.

Настоящий подход преследует цель выбора адекватной физической модели источников шумов и флуктуаций, её экспериментальную проверку и разработку методики определения статистических характеристик источников по результатам измерений.



Рис. 7.1. Схема развитого подхода к анализу воздействия первичных источников флуктуаций (шума) на флуктуации макропараметров и последующую верификацию модели с помощью эксперимента.

На рисунке 7.2 ниже представлена схема каналов воздействия первичных источников флуктуаций (шума) на флуктуации макропараметров (отражающегося, в конечном итоге, на статистических характеристиках флуктуаций макропараметров).



Рис. 7.2. Схема каналов воздействия первичных источников флуктуаций (шума) на флуктуации макропараметров (выражающихся, в конечном итоге, в спектральной плотности мощности флуктуаций макропараметров).

Настоящий единый подход к анализу флуктуаций преследует цели выбора адекватной модели источников шума, её экспериментальной проверки и разработки методики определения статистических характеристик (например, спектра относительных флуктуаций эквивалентных сопротивлений) источников по результатам измерений.

Методом проверки моделей источников шума является сопоставление расчётов шумового напряжения (или шумового тока) с экспериментом, проведённым в статическом режиме работы образцов или приборов (измерения на постоянном токе).

Например, рассматривая полупроводниковый диод, в котором флуктуациям подвержена концентрация дырок в *n*-области, приходим к выводу, что указанный механизм приводит к флуктуациям обратного тока насыщения и, как следствие, к модуляции всей диффузионной компоненты тока диода. Вводя относительные флуктуации соответствующего дифференциального сопротивления, которые с точностью до знака совпадают с относительными флуктуациями концентрации дырок, приходим к выражению для шумового напряжения диода и находим спектральную плотность мощности флуктуаций напряжения.

Флуктуации эффективного числа атомов донорной примеси в дельта-слое перехода низкобарьерных диодов Шоттки приводят к флуктуациям полного тока диода. Пересчёт относительные флуктуаций тока приводит к выражению для шумового напряжения, выделяющемуся на диоде.

Флуктуации числа пар магнитных дефектов приводят к флуктуациям степени диссоциации, что в свою очередь, приводит к флуктуациям магнитного момента.

Однако, не всегда удаётся указать микроскопический источник флуктуаций. Иногда приходится ограничиваться введением флуктуаций тока или эквивалентных сопротивлений. Так, например, происходит в случае флуктуаций тока утечки, физический механизм которого окончательно не выяснен. Или так происходит с флуктуациями тока термополевой эмиссии, который является сложной функцией температуры, высоты барьера и параметров полупроводника.

Тем не менее, можно определить каким образом флуктуации тока термополевой эмиссии диода Шоттки, входящего в состав смесителя, влияют на выходные характеристики устройства. Флуктуации тока термополевой эмиссии диода Шоттки во-первых приводят к флуктуациям коэффициента передачи, что проявляется в виде амплитудных

235

флуктуаций, вносимых в сигнал промежуточной частоты, а во-вторых появляется фликкерный шум диода, который проявляется в выходном сигнале смесителя.

Таким образом, в диссертационной работе содержится решение ряда актуальных задач по исследованию флуктуационных эффектов в полупроводниковых структурах с потенциальными барьерами, а также в твердотельных системах, подчиняющихся правилам льда. Разработаны теоретические положения, совокупность которых показывает, что флуктуации в различных твердотельных системах могут быть описаны в рамках единого подхода.

Приложение 1. Основные характеристики приборов установки для измерения низкочастотных шумов светоизлучающих приборов

Установка для одновременного измерения электрических и оптических НЧ шумов светоизлучающих приборов [20] состоит из двух каналов: электрического (канал "0") и оптического (канал "1"). Схема измерительной установки представлена на Рисунке П1.1.



Рис. П1.1. Блок-схема измерительной установки

В канале "0" происходит усиление флуктуаций напряжения, выделяющегося на исследуемом приборе. Он состоит из следующих элементов: предварительный усилитель напряжения 5004; усилитель напряжения 9452; буферный усилитель (BUF634) и персональный компьютер, в котором находится двухканальная плата ADS224x48 [375] и программный многофункциональный анализатор.

Буферный усилитель добавлен для согласования импедансов усилителя напряжения 9452 и платы ADS224x48. Двухканальная плата ADS224x48 предназначена для оцифровки оптических и электрических флуктуаций напряжения лазера. Данные, поступающие с платы, записываются в файл, который затем анализируется при помощи специального программного обеспечения.

В канале "1" происходит усиление оптических флуктуаций мощности излучения лазера (либо светодиода). В состав канала входят следующие элементы: фотодетектор,

расположенный на оптическом выходе лазера (фототок определяется мощностью излучения лазера; при измерении используется, как правило, линейный участок ваттамперной характеристики); усилитель тока 5002; усилитель напряжения 9452; буферный усилитель (BUF 634); персональный компьютер, в котором находится двухканальная плата ADS224x48 и программный многофункциональный анализатор. Усилительный каскад оптического канала отличается от канала усиления электрических шумов одним элементом: вместо предусилителя напряжения 5004 здесь используется усилитель тока 5002.

Основные характеристики применяемых приборов приведены ниже.

Канал 0 (измерение флуктуаций напряжения прибора).

- Предварительный усилитель напряжения: Ultra Low Noise Preamplifier 5004. Постоянный коэффициент усиления 60 дБ, R_{in} =5 МОм, C_{in} =50 пФ, серийный номер 014.
- Прецизионный усилитель напряжения: Precision ac amplifier 9452. Переключаемый коэффициент усиления 30–100 дБ (с шагом 10 дБ), *R_{in}*=5МОм, серийный номер 526.
- 3. Буферный усилитель: Buffer Amplifier BUF 634 Коэффициент усиления: 0.99 В/В, $R_{\rm in}$ =80 МОм, $C_{\rm in}$ =8 пФ.

Канал 1 (измерение оптических флуктуаций светоизлучающего прибора).

1. Предварительный усилитель тока: Current Preamplifier 5002.

Коэффициент усиления (перекл.)	10 ⁻⁸ A/B	10 ⁻⁷ A/B	10 ⁻⁶ A/B
Частотный Диапазон	0.5 Гц – 10 кГц	0.5 Гц – 200 кГц	0.5 Гц – 200 кГц
Максимальный вход- ной постоянный ток	100 нА	10 мкА	1 мА
Входной Импеданс	10 кОм, 100 мН	100 Ом, 3 мГн	1 Ом, 15 мкГн
Стандарт шума (разомкнутый вход), [А/√Гц]	$14 \cdot 10^{-15}$	130.10 ⁻¹⁵	$4.5 \cdot 10^{-12}$

Максимальный уровень выходного напряжения: 10В.

2. Малошумящий предварительный усилитель тока: Low-noise current preamplifier SR570 (режим "low noise").

Коэффициент усиления (перекл.)	10 ⁻⁸ A/B	10 ⁻⁷ A/B	10 ⁻⁶ A/B	10 ⁻⁵ A/B	10 ⁻⁴ A/B	10 ⁻³ A/B
Полоса частот (3 дБ)	200 Гц	2 кГц	20 кГц	200 кГц	500 кГц	1 МГц
Входной импеданс	10 кОм	10 кОм	100 кОм	100 кОм	1 Ом	1 Ом
Стандарт шума (разомкнутый вход), [А/√Гц]	60·10 ⁻¹⁵	100·10 ⁻¹⁵	600·10 ⁻¹⁵	$2 \cdot 10^{-12}$	60·10 ⁻¹²	150.10 ⁻¹²

3. Прецизионный усилитель напряжения: Precision ac amplifier 9452.

Переключаемый коэффициент усиления 30–100 дБ (с шагом 10 дБ), *R*_{in}=5МОм, серийный номер 521.

4. Буферный усилитель: Buffer Amplifier BUF 634

Коэффициент усиления: 0.99 В/В, R_{in} =80 МОм, C_{in} =8 пФ.

Плата аналогового ввода/вывода ADS 224х48.

- Входные сопротивление и емкость: $R_{in} = 600/150$ Ом, $C_{in} = 40\pm 8$ пФ.
- Два дифференциальных канала ввода/вывода.
- 24-х битный АЦП, программируемый коэффициент передачи: 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64.
- Переключаемая частота взятия отсчетов: 6-48 кГц.

Программный многофункциональный анализатор.

Программный комплекс более подробно описан в [20].

Приложение 2. Основные характеристики устройств, входящих в состав установки для измерения 1/f шума диодов с барьером Шоттки

В настоящем приложении приведены основные характеристики устройств, входящих в состав установки для измерения 1/f шума диодов с барьером Шоттки [20]. Анализ шумовых записей производился при помощи ранее разработанного многофункционального анализатора, выполненного в программной среде LabVIEW. Программная среда LabVIEW открывает широкие возможности для реализации методов измерений шумов, в том числе, методов измерения мощности шумового сигнала на фоне узкополосной помехи с одновременным измерением её средней мощности [212, 233, 238, 278, 281, 376, 377]. Такие возможности обусловлены способами моделирования работы типовых элементов низкочастотного тракта измерителя [299, 378, 379] в программной среде LabVIEW 7.0 [380].

Необходимо также отметить и влияние помех на измерение низкочастотных шумов [173, 176, 182, 190]. При измерении НЧ шумов основную проблему создают атмосферные, индустриальные, и помехи от других радиоэлектронных устройств [381-386], воздйствующие на элементы конструкции экспериментальной установки [387, 388]. На НЧ в ближней зоне излучения электрическое поле при некоторых условиях с увеличением расстояния убывает быстрее, чем магнитное. Поэтому необходимо осуществлять экранирование как электрического, так и магнитного полей [389, 390]. В качестве материала, обеспечивающего приемлемое экранирование плоских волн, электрических и магнитных полей, можно использовать пермаллой.

Установка для измерения электрических НЧ шумов полупроводниковых приборов представлена на Рисунке П2.1.



Рис. П2.1. Измерительная установка

Блок-схема установки для измерения электрических НЧ шумов полупроводниковых приборов представлена на Рисунке П2.2.



Рис. П2.2. Блок-схема измерительной установки

Флуктуации напряжения исследуемого прибора (диода) усиливаются усилителем напряжения 5113 и оцифровываются с помощью двух модулей: NI-9239 и NI cDAQ-9172. Непосредственно АЦП располагается в плате аналогового ввода данных NI-9239, которая, в свою очередь, размещается в многофункциональном шасси NI cDAQ-9172, обеспечивающем передачу данных на вход ноутбука, в котором расположен блок записи и программный многофункциональный анализатор.

Блок записи обеспечивает взаимодействие используемых модулей NI-9239 и NI cDAQ-9172 с жестким диском компьютера и управляет процессом записи шумового сигнала. С помощью данного блока осуществляется выбор тактовой частоты АЦП платы

NI-9239 и длительности записываемой реализации, оценка статистических характеристик сигнала (среднее, дисперсия, мгновенный спектр) и присвоение легенды.

Анализ шумовых записей производился при помощи ранее разработанного многофункционального анализатора, выполненного в программной среде LabVIEW. Программный анализатор позволяет наблюдать осциллограмму, исследовать низкочастотную часть спектра сигнала, строить гистограммы, рассчитывать такие статистические характеристики, как среднее значение, стандарт отклонения от среднего, коэффициенты асимметрии и эксцесса и др.

Характеристики используемых устройств приведены ниже:

промышленный малошумящий усилитель

Ultra – Low Noise Preamplifier 5113 со следующими характеристиками:

1 частотный диапазон	0.1 Гц – 1 МГц;
2 коэффициент усиления по напряжению	от ×5 до ×50000;
3 собственные шумы по напряжению относительно	входа:
на частоте 1 кГц	4нB/Гц ^{1/2} ;
$\sqrt{a^2}$ = $t = 1/2$ $\sqrt{a^2}$ = $4kTB$	

$$\sqrt{\langle e_{u_{d}} \rangle_{f}} = 4_{\mathrm{HB}/\Gamma \mathrm{u}^{1/2}}, \langle e_{u_{d}} \rangle_{f}} = 4 \kappa I R_{u_{d}},$$
следовательно, R_{u} =1 кОм.
4 входное сопротивление 10 (100) МОм;

- 5 выходное сопротивление 50 Ом;
- плата NI cDAQ-9172:

1 Macca:	~1 кг;
2 Питание:	11–30 B;
3 Потребляемая мощность:	не более 3 Вт;
4 Интерфейс	USB 2.0.

• плата NI-9239:

1 Диапазон измеряемых напряжений:	±10 B;
2 Частотный диапазон:	0.2 Гц – 50 кГц;
3 Количество каналов:	4;
4 Максимальная частота дискретизации:	50 кГц;
5 Разрядность АЦП:	24 бита.

Приложение 3. Сокращения и обозначения

- ДУС двухуровневая система
- НЧ.....низкочастотный
- СТП случайный телеграфный процесс
- КРС Квантово-размерные гетероструктуры
- ОПЗ область пространственного заряда
- ВАХ вольтамперная характеристика
- СД светоизлучающий диод
- КТ квантовая точка
- КЯ квантовая яма
- АЦП аналого-цифровой преобразователь
- БПФ быстрое преобразование Фурье
- LabVIEW ... Laboratory Virtual Instruments Environment Workbench
- NI National Instruments, corporation
- СВЧ.....Сверхвысокие частоты
- РЛС.....Радиолокационная станция
- ЭФП..... уравнение Эйнштейна Фоккера Планка

Список литературы

 Жигальский, Г.П. Флуктуации и шумы в электронных твердотельных приборах/ Г.П. Жигальский. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012. – 512 с.

2. Photon-noise-limited cold-electron bolometer based on strong electron self-cooling for high-performance cosmology missions/ L.S. Kuzmin [at al.]// Communications physics – $2019. - V. 2. - N_{2} 1. - p. 104.$

3. Observation of photon noise by cold-electron bolometers/ A.V. Gordeeva [at al.]// Applied Physics Letters – 2017. – V. 110. – № 16. – p. 162603.

4. Исследование шумовых характеристик герметизированных магнитоуправляемых контактов/ Д.С. Логинов [и др.] // Радиотехника – 2019. – Т. 83. – № 11 (18). – С. 64-70.

5. Исследование параметров НЧ шума металлических контактов/ Д.С. Логинов [и др.] // В сборнике: Современные технологии в науке и образовании - СТНО-2019. Сборник трудов II международного научно-технического форума: в 10 т.. Под общ. ред. О.В. Миловзорова. – 2019. – С. 84-88.

Johnson, J. B. The Schottky effect in low frequency circuits / J. B. Johnson // Phys. Rev. - 1925. - Vol. 26. - № 71.

 Малахов, А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах / А. Н. Малахов. – М.: Наука, 1968. – 660 с.

8. Median chebyshev spectroscopy of electrochemical noise/ B.M. Grafov [at al.] // Journal of Solid State Electrochemistry. – 2017. – T. 21. – № 3. – C. 915-918.

 Графов, Б.М. О мере негауссовости почти гауссовского электрохимического шума/ Б.М. Графов // Электрохимия. – 2014. – Т. 50. – № 5. – С. 548.

Графов, Б.М. К теории смешанных электрохимических флуктуаций/ Б.М. Графов
 // Электрохимия. – 2011. – Т. 47. – № 3. – С. 392-396.

11. Графов, Б.М. О равновесной структуре нелинейного дробового шума диффузионных диодов/ Б.М. Графов // Вестник Казанского государственного технического университета им. А.Н. Туполева. – 2008. – № 4. – С. 18-20.

Некоторые особенности исследования полей дробового шума в металлах/ Ю.А.
 Захаров [и др.] // В книге: Проблемы современного физического образования сборник материалов IV Всероссийской научно-методической конференции. Уфа, – 2017. – С. 66-67.

13. Гоц, С.С. Модель дробового шума в макроскопических металлических образцах на низких частотах/ С.С. Гоц, Ю.А. Захаров, Р.З. Бахтизин // В книге: Актуальные проблемы микро- и наноэлектроники Сборник тезисов докладов IV Всероссийской научной молодежной конференции с международным участием. ответственный редактор Бахтизин Р.З. – 2016. – С. 52-53.

14. Vannimenus, J. Theory of the frustration effect. II. Ising spins on a square lattice. / J. Vannimenus, G. Toulouse // Journal of Physics C: Solid State Physics. – 1977 – Vol. 10. – Issue 18. – pp. L537-L542.

Макаров, С. В. Развитие методов выявления негауссовости 1/f шума для исследования его природы: Дис...канд. физ.-мат. наук: 01.04.03 / С. В. Макаров. – Н. Новгород. – 2001. – 150 с.

16. Перов, М. Ю Развитие методов анализа 1/f шума полупроводниковых наноразмерных структур: Дис...канд. физ.-мат. наук: 01.04.03 / М. Ю. Перов. – Н. Новгород, 2003. – 134 с.

17. Беляков, А. В Исследование низкочастотных шумов светоизлучающих структур с целью диагностики их физических свойств: Дис...канд. физ.-мат. наук: 01.04.03 / А. В. Беляков. – Н. Новгород, 2005. – 144 с.

Моряшин, А. В. Уточнение природы 1/f шума на основании исследования естественного старения субмикронных планарных GaAs полевых транзисторов с затвором Шотки: Дис...канд. физ.-мат. наук: 01.04.03 / А. В. Моряшин. – Н. Новгород, 2007. – 91 с.

19. Шмелёв, Е. И. Исследование специфики фликкерных и естественных шумов в полупроводниковых структурах на основе GaAs: Дис...канд. физ.-мат. наук: 01.04.03 / Е.
И. Шмелёв. – Н. Новгород, 2010. – 147 с.

20. Клюев, А. В. Источники низкочастотных шумов в квантово-размерных светоизлучающих структурах и диодах Шоттки с дельта-легированием: Дис...канд. физ.-мат. наук: 01.04.03 / А. В. Клюев. – Н. Новгород, 2008. – 158 с.

21. Малахов, А. Н. К вопросу о спектре фликкер-шума / А. Н. Малахов // Радиотехника и электроника. – 1959. – Т. 4. – № 1. – С. 54.

22. Коган, Ш. М. Низкочастотный токовый шум со спектром 1/f в твердых телах / Ш.
М. Коган // УФН. – 1985. – Т. 145. – № 2. – С. 285 – 328.

23. Hooge, F. N. Experimental studies on 1/f noise / F. N. Hooge, T. G. M. Kleinpenning,
L. K. J. Vandamme // Reports on progress in Physics. – 1981. – Vol. 4. – № 5. – P. 479 – 532.

24. Van der Ziel, A. On the noise spectra of semi-conductor noise and of flicker effect / A. Van der Ziel // Physica. $-1950. - Vol. 16. - N_{2} 4. - P. 359 - 372.$

25. Ван дер Зил, А. Единое представление шумов типа 1/f в электронных приборах:
Фундаментальные источники / А. Ван дер Зил // Пер. с англ. –ТИИЭР. – 1988. – Т. 76. – № 3. – С. 5 – 34.

26. Ван дер Зил, А. Шумы в полупроводниковых приборах и лазерах / А. Ван дер Зил
// Пер. с англ. – ТИИЭР. – 1970. – Т. 58. – № 8. – С. 5 – 34.

27. Du Pre, F. K. A suggestion regarding the spectral density of flicker noise / F. K. Du Pre // Physical Review. $-1950. - Vol. 78. - N_{\odot} 5, -P. 615.$

28. Малахов, А. Н. К вопросу о природе фликкерных флуктуаций / А. Н. Малахов, А.
В. Якимов // Радиотехника и электроника. – 1974. – Т. 19. – № 11. – С. 2436 – 2438.

29. Hooge, F. N. The relation between 1/f noise and number of electrons / F.N. Hooge // Physica B. – 1990. – Vol. 162. – P. 344 - 352.

30. Kleinpenning, T. G. M. 1/f noise in p-n diodes / T. G. M. Kleinpenning // Physica. -1980. – Vol. 98 B+C, no. 4, P. 289 – 299.

31. Van Kemenade, A. J. 1/f noise in the extinction coefficient of an optical fibre / A. J. van Kemenade, P. Herve, L. K. J. Vandamme // Electronic Letters – 1994. – Vol. 30. – № 16. – P. 1338 – 1339.

32. Dutta, P. Low-frequency fluctuations in solids: 1/f noise / P. Dutta, P. M. Horn // Reviews of Modern Physics. -1981. - Vol. 53. - No 3. - P. 497 - 516.

33. Dutta, P. Energy scales for noise processes in metals / P. Dutta, P. Dimon, P. M. Horn // Phys. Rev. Lett. -1979. - Vol. 43. $- N_{2} 9$. - P. 646 - 649.

34. Voss, R. F. Fliker 1/f noise: Equilibrium temperature and resistance fluctuations / R. F. Voss, J. Clarke // Phys. Rev. – 1976. – Vol. B13. – №.2. – P. 556 – 573.

35. Weissman, M.B. 1/f noise and other slow, nonexponential kinetics in condensed matter
/ M. B. Weissman //Rev. Mod. Phys. – 1988, Vol. 60. – № 2. – P. 537.

36. Бочков, Г. Н. О некоторых вероятностных характеристиках 1/f шума / Г. Н. Бочков, Ю. Е. Кузовлев // Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 1984. – Т. 27. – № 9. – С. 1151 – 1157. 37. Паленскис, В.П. К вопросу о природе 1/f шума в линейных резисторах и p-n переходах / В.П. Паленскис, Г.Е. Леонтьев, Г.С. Миколайтис // Радиотехника и электроника.
- 1976. - Т.21. - №11. - С. 2433-2434.

38. Лукьянчикова, Н. Б. Физические основы электрофлуктуационной диагностики надежности и срока службы полупроводниковых приборов / Н.Б. Лукьянчикова // Электронная промышленность. – 1983. – №6. – С. 28-35.

39. Лукьянчикова, Н.Б. Низкочастотный шум в полупроводниковых диодах / Н.Б. Лукьянчикова // Литовский физический сборник. – 1984. – Т.24. – № 1. – С. 51-67.

40. Бахтизин, Р.З. Фликкер-шум в полупроводниковых автокатодах / Р.З. Бахтизин,
С.С. Гоц // Известия ВУЗов. Радиофизика. – 1981. – Т.24. – № 10. – С. 1276-1281.

41. Gots, S.S. Dynamic characteristics of elementary $1/f^{\gamma}$ fluctuations/ S.S. Gots // Journal of Communications Technology and Electronics. – 1999. – T. 44. – No 4. – C. 466-470.

42. Гоц, С.С. Исследование природы низкочастотных флуктуаций тока полевой эмиссии методом двумерной функции распределения / С.С. Гоц, Р.Р. Галлямов, Р.З. Бахтизин // Письма в Журнал технической физики. – 1998. – Т. 24. –№ 21. – С. 87-93.

43. Нарышкин, А.К. Теория низкочастотных шумов / А.К. Нарышкин, А.С. Врачев. –
М.: Энергия, 1972. – 153 с.

44. Жигальский, Г.П. Исследование зависимости шума 1/f в тонких металлических пленках от внутренних механических напряжений / Г.П. Жигальский, Ю.Е. Соков, Н.Г. Томсон // Радиотехника и электроника. – 1979. – Т.24. – № 2. – С. 410-412.

45. Влияние структурных факторов на фликкерный шум в мелкодисперсных пленках хрома / Г.П. Жигальский [и др.] // Изв. Вузов. Радиофизика. – 1990. – Т.33, № 10. – С. 1181–1184.

46. Жигальский, Г.П. Взаимосвязь 1/f шума и эффектов нелинейности в металлических пленках / Г.П. Жигальский // Письма в ЖЭТФ. – 1991. – Т.54, вып.9. – С. 510–513.

47. Жигальский, Г.П. Исследование фликкерного шума в тонкопленочных резисторах на основе пленок тантала / Г.П. Жигальский, А.В. Карев, В.Е. Косенко // Электронная техника. Серия 6, Материалы. – 1992, вып.1(148). – С.70–73.

48. Potemkin, V.V. 1/f noise in thin metal films: The role of steady and mobile defects/ V.V. Potemkin, A.V. Stepanov, G.P. Zhigal'skii // Proceedings of the International Conference on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations. – AIP, 1993. – P. 61–64. 49. Жигальский, Г.П. Шум вида 1/f, обусловленный равновесными флуктуациями в металлических пленках/ Г.П. Жигальский, А.С. Федоров // Изв. Вузов. Радиофизика. – 1994. – Т.37, № 2. – С. 161–182.

50. Жигальский, Г.П. Неравновесный фликкер-шум в тонких металлических пленках (обзорный доклад)/ Г.П. Жигальский // В кн.: Материалы докладов научно-технического семинара "Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах". М.: МНТОРЭС. –1997. – С. 152–165.

51. Жигальский, Г.П. Шум вида 1/f и нелинейные эффекты в тонких металлических пленках / Г.П. Жигальский // УФН. –1997. – Т. 167, № 6. – С. 623-648. (Обзоры актуальных проблем).

52. Жигальский, Г.П. Неравновесный фликкер-шум в тонкопленочных резисторах на основе тантала / Г.П. Жигальский, А.В. Карев // Радиотехника и электроника. – 1999. – Т. 44, № 2. – С. 220–224.

53. Zhigal'skii, G.P. Non-equilibrium 1/f noise in metal and alloy films. / G.P. Zhigal'skii, B.K. Jones // Proc. of 15-th Intern. Confer. ICNF-99. – 1999. Hong Kong. Polytechnic University. – P. 172–175.

54. Jones, B.K., Non-equilibrium flicker noise in conducting films and thin film resistors. /
B.K. Jones, G.P. Zhigal'skii // In Proc. 15th Intern. Conferense "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuattion" (Ginesville, Florida, USA) World Scientific. – 2001. – P. 73–76.

55. Жигальский, Г.П. Неравновесный 1/f-шум в проводящих пленках и контактах / Г.П. Жигальский // УФН –2003. – Т. 173, № 5. – С. 465–490. (Обзоры актуальных проблем).

56. Investigation of the deep trap levels influence on excess noise in GaAs detectors of high energies particles./ G. P. Zhigal'skii [at al.] // In Proc. of the 17th Intern. Conference "Noise and Fluctuation", Prague, Czech Republic, 18-22 august. 2003. – Ed. J. Sikula. Brno University of Technology. – 2003. – P. 269–272.

57. Zhigal'skii, G.P. 1/f noise and Nonlinear effects in metal films and contacts: physics and applications (Invited paper)/ G.P. Zhigal'skii // Proc. of SPIE "Fluctuations and Noise in Materials", Maspalomas, Grain Canaria, Spain, 26-28 may. 2004. – Eds. Dragana Popovic, Michel B. Weissman, Zoltan A. Racz. – V. 5469. – P. 296–309.

58. Потемкин, В.В. Проявление нулевых колебаний решетки в температурной зависимости 1/f шума металлов / В.В. Потемкин, М.Е. Герценштейн, И.С. Бакшин // Известия ВУЗов. Физика. – 1983. – Т.26. – № 4. – С. 114-115.

59. Корнилов, С.А. Фликкерные флуктуации колебаний генераторов на лавиннопролетных диодах / С.А. Корнилов, К.Д. Овчинников, В.М. Павлов // Известия ВУЗов. Радиофизика. – 1985. – Т.28. – № 6. – С. 725-730.

60. Кулешов, В.Н. Фликкер-шум в транзисторах и флуктуации аплитуды и фазы в высокочастотных усилителях / В.Н. Кулешов, И.П. Бережняк // Радиотехника и электроника. – 1980. – Т.25. – № 11. – С. 2393-2399.

61. Левинштейн, М.Е. Шум 1/f в условиях сильного геометрического магнитосопротивления / М.Е. Левинштейн, С.Л. Румянцев // Физика и техника полупроводников. – 1983. – Т.17. – №10. – С. 1830–1834.

62. Broadening of noise spectra in semiconductors and the 1 / $f^{1.5}$ problem./ N. V. Dyakonova [at al.] //Semicond. Sci. Technol. – 1995. – V. 10. – P. 1126-1130.

63. Effect of high energy electron irradiation on low frequency noise in 4H-SIC Schottky diodes/ V.V. Kozlovski [at al.] //Applied Physics Letters. – 2017. – V. 110. – № 13. – P. 133501.

64. Low-frequency noise in diagnostics of power blue InGaN/GaN LEDs/ A.E. Chernyakov [at al.] //Journal of Crystal Growth. – 2014. – V. 401. – P. 302-304.

65. 1/f noise in forward biased high voltage 4H-SIC Schottky diodes / E.I. Shabunina [at al.] // Solid-State Electronics. – 2014. – V. 96. – P. 44-47.

66. Низкочастотный шум в исходных и деградировавших синих InGaAs/GaNсветодиодах/ А.Л. Закгейм [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2012. – Т. 46. – № 2. – С. 219-223.

67. Timashev, S.F. Flicker-noise spectroscopy as a tool for analysis of fluctuation in physical systems. / S.F. Timashev // Proceedings of the 16th International Conference on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations ICNF 2001. – Singapore: World Scientific. – 2001. – P. 775 – 778.

68. Timashev, S.F. Review of flicker-noise spectroscopy in electrochemistry / S.F.
Timashev, Yu.S. Polyakov // FNL. – World Scientific. – 2007. – Vol. 7, № 2 – P. R15 – R47.

69. Dynamics of stainless steel turning: analysis by flicker-noise spectroscopy/ G. Litak [at al.] // Physica A. – 2013. – V.392. – № 23. – P.6052–6063.

70. Flicker noise spectroscopy in the analysis of electrochemical noise of hydrogen-air PEM fuel cell during its degradation / E.A. Astafev [at al.] // International Journal of Electro-chemical Science. $-2017. - V.12. - N_{\odot} 3. - P.1742-1754.$

71. Analysis of biomedical signals by flicker-noise spectroscopy: identification of photosensitive epilepsy using magnetoencephalograms/ S.F. Timashev [at al.] // Laser Physics. – $2009. - V. 19. - N_{2} 4. - P. 836-854.$

72. Leontjev, G. Surface and bulk 1/f noise in silicon bipolar transistors / G. Leontjev // Proceedings of the 12 International Conference on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations ICNF –1993. – AIP, 1993. – P. 268 – 271.

Musha, T. 1/f-like fluctuations of biological rhythm / T. Musha, M. Yamamoto // Proc.
13th Int. Conf. on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations.- Singapore:World Scientific. – 1995.- P.22-31.

74. Скоков, В.Н. Фликкер - шум при переходе к кризисному режиму кипения на нелинейном нагревателе. / В.Н. Скоков, В.П. Коверда //Теплофизика высоких температур. - 2000. - 38, №2. - С. 268-273.

75. Скоков, В.Н. Самоорганизация критических флуктуаций и 1/f - спектры в кризисных режимах кипения. / В.Н. Скоков, А.В. Решетников, В.П. Коверда // Теплофизика высоких температур. – 2000. – 38, №5. – С. 786-791.

76. 1/f - шум в колебательных режимах горения./ А.В. Решетников [и др.] // Доклады
 АН. – 2000. – 374, №4. – С. 481- 483.

77. Self - organized criticality and 1/f - noise at interacting nonequilibrium phase transitions. / Skokov V.N. [at al.] // Physica A. – 2001. – 293. – P. 1-12.

78. 1/f - шум при взаимодействии фазовых переходов./ В.Н. Скоков [и др.] // Теплофизика высоких температур. – 2001. – 39, №2. – С. 316-321.

79. Скоков, В.Н. Самоорганизованная критичность и 1/f - флуктуации при неравновесных фазовых переходах. / В.Н. Скоков, В.П. Коверда, А.В. Решетников // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2001. – 119, №3. – С. 613-620.

80. Фликкер - шум в струе перегретой жидкости. / А.В. Решетников [и др.] //Доклады
 АН. – 2001, – 380, №2. – С. 176-178.

81. Фликкер-шум и самоорганизованная критичность в кризисных режимах кипения./
А.В. Решетников [и др.] // Прикладная механика и техническая физика. – 2002. – 43, №1.
- С. 131-136.

82. 1/f - флуктуации в кризисных режимах течения перегретой жидкости./ А.В.
Решетников [и др.] // Теплофизика высоких температур. – 2002. – 40, №3. – С. 481-484.

83. 1/f noise and self-organized criticality in crisis regimes of heat and mass transfer./ V. N.
Skokov [at al.] // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2003. – 46, №10. – P.
1879-1883.

84. Капля на горячей плите: появление 1/f - шума при переходе к сфероидальной форме. / В.П. Скрипов [и др.] // Журнал технической физики. – 2003. – 73, №6. – С. 21-23.

85. Коверда, В.П. Функции распределения при масштабных преобразованиях 1/f
флуктуаций. / В.П. Коверда, В.Н. Скоков // Доклады АН. – 2003. – 393, №2. – С. 184-187.
86. Коверда, В.П. Масштабные преобразования 1/f флуктуаций при неравновесных
фазовых перехода. / В.П. Коверда, В.Н. Скоков // Журнал технической физики. – 2004. –
79, №9. – С. 4-8.

87. 1/f спектр при акустической кавитации. / В.П. Коверда [и др.] // Письма в Журнал технической физики. –2004. –30, №22. –С. 31-36.

Koverda, V.P. The origin of 1/f fluctuations and scale transformations of time series at nonequilibrium phase transitions. / V.P. Koverda, V.N. Skokov //Physica A. – 2005. –346, №3-4. – P. 203-216.

89. Коверда, В.П. Релаксация при установлении масштабно-инвариантного распределения флуктуаций в случайных процессах с 1/f шумом. / В.П. Коверда, В.Н. Скоков //Доклады АН. –2005. – 401, №2.

90. Пульсации с 1/f спектром мощности при акустическоцй кавитации воды. / В.П. Коверда [и др.] // Теплофизика высоких температур. – 2005. – 43, №4. – С. 631-636.

91. Quantum 1/f Noise, a New Aspect of Quantum Physics in Hi-Tech Devices, Sensors, Nanostructures and Systems / P.H. Handel [at al.] // ICNF-2007. 19th international conference on Noise and Fluctuations, edited by M.Tacano, Yo. Yamamoto, M. Nakao, AIP Conference Proceedings, Japan, Tokyo, – 2007. – Vol. 922. – P. 425-430.

92. Kazakov, K.A. Flicker Noise from Quantum Fluctuations of the Coulomb Potential. / K.A. Kazakov // ICNF-2007. 19th international conference on Noise and Fluctuations, edited by M.Tacano, Yo. Yamamoto, M. Nakao, AIP Conference Proceedings, Japan, Tokyo, – 2007. – Vol. 922. – P. 449-454.

93. Коган, Ш.М. Электронный шум и флуктуации в твёрдых телах. / Ш.М. Коган.
Пер. с англ. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. — 368 с.

94. Зайцев, В.В. Об одном способе вычисления корреляционных характеристик Марковских случайных процессов/ В.В. Зайцев // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2006. – Т. 9. – № 4. – С. 73-75.

95. Зайцев, В.В. К анализу флуктуаций в сложных автоколебательных системах при помощи ЭЦВМ/ В.В. Зайцев, Л.Г. Шепелевич, А.В. Якимов // Радиотехника и электроника. – 1980. – Т. 25. – № 5. – С. 990.

96. Зайцев, В.В. Флуктуации амплитуды и частоты автоколебаний в активном фрактальном осцилляторе/ В.В. Зайцев, А.В. Карлов, И.В. Стулов // Нелинейный мир. – 2015.
– Т. 13. – № 5. – С. 4-11.

97. McWhorter A.L. – In: Semiconductor Surface Physics/Ed. R. H. Kingston. – Philadelphia: Univ. Pennsylvania Press, 1957, – p. 207.

98. Якимов А.В. Физика шумов и флуктуаций параметров. Электронное учебное пособие.- Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2013.- 85 с.

99. Коган, Ш.М. Низкочастотный токовый шум в твердых телах и внутреннее трение
/ Ш.М. Коган, К.Э. Нагаев // Физика твердого тела. – 1982. – Т.24. – № 11. – С. 3381-3388.

100. Коган, Ш.М. Шум в туннельных переходах, вызываемый двухуровневыми системами в диэлектрической прослойке / Коган Ш.М., Нагаев К.Э. // Письма в ЖТФ. – 1984.
– Т.10. – № 5. – С. 313-316.

101. Якимов, А. В. Проблема обоснования спектра вида 1/f в термоактивационных моделях фликкерного шума / А. В. Якимов // Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 1985. – Т. 28. – № 8. – С. 1071- 1073.

102. Якимов, А.В. Физические модели и анализ флуктуаций и шумов в твердотельных генераторных системах СВЧ: Дис...докт. физ.-мат. наук: 01.04.03 / Якимов Аркадий Викторович. – Горьк. гос. ун-т. Горький, 1986. – 362 с.

103. Орлов, В. Б. Диффузия примесей и фликкерные флуктуации подвижности носителей тока в полупроводниках / В. Б. Орлов, А. В. Якимов // Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 1984. – Т. 27. – № 12. – С. 1584 – 1589.

104. Orlov, V. B. The Further Interpretation of Hooge's 1/f Noise Formula / V. B. Orlov,
A.V.Yakimov // Physica B. – 1990. – Vol. 162. – P. 13 – 20.
105. Orlov, V. B. 1/f noise in Corbino disk: anisotropic mobility fluctuations? / V. B. Orlov,
A. V. Yakimov // Solid-State Electronics. – 1990. – Vol. 33. – P. 21-25.

106. Лейман, К. Взаимодействие излучения с твердым телом и образование дефектов /
К. Лейман; Перевод с англ. Г. И. Бабкина. – М.: Атомиздат. – 1979. – 296 с.

107. Маннинг, Дж. Кинетика диффузии атомов в кристаллах / Дж. Маннинг; Пер. с англ. Д. Е. Темкина под ред. Б. Я. Любова. – М.: Мир. – 1971. – 277 с.

108. Restle, P. J. Test of Gaussian statistical properties of 1/f noise / P. J. Restle, M. B. Weissman, R. D. Black // J. Appl. Phys. – 1983. – Vol. 54. – № 10. – P. 5844 – 5847.

109. Yakimov, A. V. A simple test of the Gaussian character of noise / A. V. Yakimov, F.
N. Hooge // Physica B. - 2000. - Vol. 291. - P. 97 - 104.

110. Влияние негауссовости на погрешность измерения интенсивности фильтрованно-го фликкерного шума / С. В. Макаров [и др.] // Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 1999. – Т. 42. – № 3. – С. 278 – 286.

111. Макаров, С. В. Корреляция между интенсивностями спектральных компонент 1/f
шума / С. В. Макаров, С. Ю. Медведев, А. В. Якимов // Изв. ВУЗов. Радиофизика. –
2000. – Т. 43. – № 11. – С. 1016 – 1023.

112. Hooge, F.N. 1/f noise is no surface effect / F.N. Hooge // Phys. Letters. – 1969. –
V.29A. – P. 139–140.

113. Asryan, L. V. Temperature-insensitive quantum dot laser / L. V. Asryan, S. Luryi // International Semiconductor Device Research Symposium. – 2000. – P. 359 – 363.

114. Enhanced radiation hardness of quantum dot lasers to high energy proton irradiation / C. Ribbat [at al.] // Electronics Letters. $-2001. - Vol. 37. - N_{2} 3. - P. 174 - 175.$

115. https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2000/

116. Brophy, J.J. Fluctuations in luminescent junctions / J. J. Brophy // J. Appl. Phys. –
1967. – Vol. 38. – P. 2465-2469.

117. Ohtsu, M. Derivation of the spectral width of a 0.8 μm AlGaAs laser considering 1/f noise / M. Ohtsu and S. Kotajima // Japan. J. Appl. Phys. – 1984. – Vol. 23. – P. 760-764.

118. Dandridge, A. Correlation of low frequency intensity and frequency fluctuations in GaAlAs lasers / A. Dandridge and H. F. Taylor // IEEE J. QE. – 1982. – Vol.18. – No. 10. – P. 1738-1750.

119. Tenchio, G. Low frequency intensity fluctuations of C.W. D.H. AlGaAs diode lasers /
G. Tenchio // Electr. Lett. – 1976. – Vol. 12. – No. 21. – P. 562-563.

120. Vandamme, L. K. J. 1/f noise in the light output of laser diodes / L. K. J. Vandamme and J. R. de Boer // Noise in physical systems and 1/f noise - 1985. – Elsevie Science Publishers BV. –1986. – P. 381-384.

121. Fronen, R. J. 1/f noise in the light output of 0.8 μm and 1.3 μm laser diodes / R. J. Fronen and L. K. J. Vandamme // Ninth International Conference on Noise in Physical Systems Montreal May 25-29 1987. – Singapore: World Scientific, 1987. – P. 187-190.

122. Fronen, R. J. Low-Frequency Intensity Noise in Semiconductor Lasers / R. J. Fronen and L. K. J. Vandamme // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1988. – Vol. 24. – No.5. – P. 724-736.

123. Schimpe, R Theory of intensity noise in semiconductor laser emission / R. Schimpe //
Z.Phys. B Condensed Matter. – 1983. – Vol. 52. – P. 289-294.

124. Jang, S.-L. Low frequency current and intensity noise in AlGaAs laser diodes / S.-L. Jang and J.-Y. Wu // Solid-State Electronics. – 1993. – Vol. 36. – P. 189-196.

125. Jang, S.-L. Evidence of optical generation-recombination noise / S.-L. Jang, K.-Y. Chang and J.-K. Hsu // Solid-State Electronics. – 1995. – Vol. 38. – P. 1449-1453.

126. https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2014/

127. Бахтизин, Р.З. Голубые светодиоды/ Р.З. Бахтизин // Соросовский образовательный журнал. – 2001. – Т. 7. – № 3. – С. 75.

128. http://www.3dnews.ru/616600 (дата обращения: 17.05.2021)

129. Беляев В. Международному дисплейному обществу (SID) – 50 лет! / В. Беляев //Электроника: наука, технология, бизнес. – 2012. – № 6. – С. 94-100.

130. Padovani, F. A. Field and Thermionic- field emission in Shottky barriers / F. A. Padovani, R. Stratton // Solid-State Electronics. –1966. – Vol. 9. –P. 695–707.

131. Родерик, Э.Х. Контакты металл-полупроводник./ Э.Х. Родерик. (- М.: Радио и связь, 1982). [Пер. с англ.: Е. Н. Rhoderich. Metal-Semiconductor Contacts (Clarendon Press, Oxford, 1978)].

132. Бланк, Т.В. Механизмы протекания тока в омических контактах металлполупроводник. Обзор. /Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. // ФТП. – 2007. – 41(11). – С. 1281-1308.

 Щитов, А.М. Расчет и проектирование смесителя проходного типа 18-26 ГГц/ А.М. Щитов, З.Н. Мирзаев, М.Д. Исаев // Вестник Воронежского государственного технического университета. – 2010. – Т. 6. – № 11. – С. 119-122. 134. Широкополосные преобразователи частоты диапазона 40-60 ГГц. Проблемы проектирования/ А.М. Щитов [и др.] // Успехи современной радиоэлектроники. – 2010. – № 2. – С. 43-51.

135. Мирзаев, З.Н. Многофункциональные СВЧ - преобразователи частоты/ З.Н. Мирзаев, А.М. Щитов, А.Р. Тагилаев // Вестник Дагестанского государственного технического университета. Технические науки. – 2010. – Т. 18. – № 3. – С. 14-20.

136. Щитов, А.М. Широкополосные умножители частоты КВЧ - диапазона на интегральных диодных микросборках/ А.М. Щитов, Д.И. Дюков, Ю.И. Чеченин // Электронная техника. Серия 1: СВЧ-техника. – 2015. – № 4 (527). – С. 50-56.

137. Ван дер Зил, А. Шум (источники, описание, измерение) / А. Ван дер Зил. – М.:
Сов. радио, 1973 (перевод с английского). – 178 с.

138. Шашкин, В.И. Диагностика низкобарьерных диодов Шоттки с приповерхностным δ-легированием / В.И. Шашкин, А.В. Мурель // Физика и техника полупроводников. – 2008. – Т 42, вып. 4. – С. 500 - 502.

139. Управление характером токопереноса в барьере Шотттки с помощью δлегирования: расчет и эксперимент для Al/GaAs / В.И. Шашкин [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2002. – Т 36, вып. 5. – С. 537 - 542.

140. Шашкин, В.И. Теория туннельного токопереноса в контактах металл – полупроводник с приповерхностным изотипным δ-легированием / В.И. Шашкин, А.В. Мурель // Физика и техника полупроводников. – 2004. – Т. 38, вып. 5. – С. 574 - 579.

141. Микроволновые детекторы на основе низкобарьерных планарных диодов Шоттки и их характеристики / В.И. Шашкин [и др.] // Изв. вузов. Радиофизика. – 2005. – Т 48, № 5. – С. 544 - 550.

142. Востоков, Н.В. Электрические свойства наноконтактов металл – полупроводник / Н.В. Востоков, В.И. Шашкин // Физика и техника полупроводников. – 2004. – Т. 38, вып.
9. – С. 1084 - 1089.

143. Диодные преобразователи частоты для радиоизмерительной аппаратуры СВЧ- и КВЧ- диапазонов: Монография/ А.М. Щитов [и др.]; под ред. А.М. Щитова; Нижегород. гос. техн. ун-т. им. Р.Е. Алексеева. – Нижний Новгород. 2016. – 196 с.

144. Малахов, А.Н. Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований./ А.Н. Малахов. - М.: Сов. радио, 1978. 145. Moore, G.E. Cramming more components onto integrated circuits/ G.E. Moore // Electronics. – (1965-04-19). – V 38, № 8, Retrieved 2016-07-01.

146. Landauer, R. Irreversibility and heat generation in the computing process / R. Landauer // IBM Journal of Research and Development. – 1961.–Vol. 5. – pp. 183–191.

147. Cannella, V. Magnetic Ordering in Gold-Iron Alloys / V. Cannella, J. Mydosh// Phys.
Rev. – 1972. – V.6. – pp. 4220-4237.

148. Особенности температурной зависимости электропроводности в многокомпонентных органических спиновых стеклах/ А.М. Петров [и др.] // Материаловедение. – 2015. – № 10. – С. 3-7.

149. https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2007/

150. Geometrical Frustration in the Ferromagnetic Pyrochlore Ho₂Ti₂O₇/ M.J. Harris [at al.]
// Phys. Rev. Lett. - 1997. - Vol. 79. - No.13. - pp. 2554-2557.

151. Рыжкин, М.И. Статические и динамические свойства физических систем с правилами льда: Дис...канд. физ.-мат. наук: 01.04.07 / М. И. Рыжкин. – Черноголовка, 2016. – 137 с.

152. https://cdn.ymaws.com/www.eps.org/resource/collection/E5F070A4-808E-4FD3-9217-06F321ED3CE1/EPS_CMD_EurophysicsPrize2012.pdf

153. Magnetic Monopole Noise/ R. Dusad [at al.] // Nature –2019. –Vol. 571. – No. 7764. –
pp. 234-239. (03 July). <u>https://doi.org/10.1038/s41586-019-1358-1</u>.

154. Якимов А. В., Горшков О. Н., Филатов Д. О., Антонов Д. А., Антонов И. Н., Клюев А. В., Спаньоло Бернардо. Способ оценки энергии активации диффузии ионов кислорода в филаменте мемристора. Патент РФ на изобретение 2729978. Заявка 2019136089. Приоритет изобретения 08 ноября 2019 г. Дата государственной регистрации в Государственном реестре изобретений Российской Федерации 13 августа 2020 г. Опубликовано 13.08.2020 Бюл. 23.

155. Малахов, А.Н. Флуктуации в твердотельных системах СВЧ./ А.Н. Малахов, А.В. Якимов. Учебное пособие. Горький, изд. ГГУ им. Н.И.Лобачевского, 1982. – 68 с.

156. "Noise in Electron Devices", Ch. 7, edited by K. D. Smullin and A. Haus, Cambridge, MA, MIT Press. – 1959.

157. Малахов, А.Н. Флуктуации сопротивления полупроводниковых детекторов / А.Н.
 Малахов // Радиотехника и электроника. – 1958. – Т.З. – №4. – С. 547–551.

158. Нарышкин, А.К. Рекомбинация и генерация носителей зарядов в области p-n переходов как источник мерцательного шума / А.К. Нарышкин //Доклады научнотехнической конференции МЭИ. Секция Радиотехническая, подсекция приемноусилительной техники. – М.: Энергетический институт. – 1967. – С. 65-70.

159. Wall, E.L. Edge injection currents and their effects on 1/f noise in planar Schottky diodes / E.L. Wall // Solid-State Electronics. – 1976. – Vol.19. – No.5. – P. 389-396.

160. Головко, А.Г. 1/f-шумы в барьерных слоях / А.Г. Головко // Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 1978. – Т.21. – № 10. – С. 1531-1534.

161. Климов, А.Э. Избыточные шумы в диодах на основе Pb1-хSnxTe и их связь с вольтамперными характеристиками / А.Э. Климов, И.Г. Неизвестный, В.Н. Шумской // ФТП. – 1983. – Т.17. – №10. – С. 1766–1770.

162. Якимов, А.В. Фликкерные шумы токов утечки в полупроводниковых диодах /
А.В. Якимов // Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 1984. – Т.27. – №1. – С. 120–123.

163. Шуберт, Ф.Е. Светодиоды./Ф.Е. Шуберт.– Перевод с английского под ред. А. Э.
Юновича. –2-е изд. – М.:ФИЗМАТЛИТ, 2008.

164. Никифоров, С. Стабильность параметров и надежность светодиодов закладываются на производстве./ С. Никифоров // Компоненты и технологии. – 2007. – № 5. – С. 59-66.

165. Маскин, И.С. Особенности идентификации механизмов токопрохождения в полупроводниковых барьерных структурах на основе анализа вольт-амперной характеристики / И.С. Маскин, В.Г. Литвинов // В сборнике: Физика полупроводников. Микроэлектроника. Радиоэлектронные устройства. Межвузовский сборник научных трудов. Рязань. – 2019. – С. 66-77.

166. Клюев, А.В. Влияние расстройки частоты задающего генератора на характеристики систем связи с ортогональным частотным уплотнением (OFDM). / А.В. Клюев, А.В. Пудеев // IX нижегородская сессия молодых ученых. Естественнонаучные дисциплины: Тезисы докладов.-Изд. Гладкова О.В. – 2004. –С. 93-95.

167. Клюев, А.В. Статистический анализ метода компенсации расстройки частоты задающего генератора в системах связи с ортогональным частотным уплотнением (OFDM). / А.В. Клюев, А.В. Пудеев // Труды (восьмой) Научной конференции по радиофизике, посвященной 80-летию со дня рождения Б.Н. Гершмана.7 мая 2004 г. – Ред. А.В.Якимов. – Нижний Новгород: ТАЛАМ, 2004. – С. 151–152. 168. Клюев, А.В. Исследование токовых зависимостей спектров 1/f шумового напряжения в полупроводниковых структурах на основе GaAs. / А.В. Клюев, А.В. Якимов // Х нижегородская сессия молодых ученых. Естественнонаучные дисциплины: Тезисы докладов.- Изд. Гладкова О.В. – 2005. – С. 42-44.

169. Клюев, А.В. Пересмотр эффекта насыщения интенсивности фликкерных шумов в полупроводниковых диодах. / А.В. Клюев, А.В. Якимов // Труды (девятой) Научной конференции по радиофизике "Факультет-ровесник Победы". 7 мая 2005 г. – Ред. А.В.Якимов. – Нижний Новгород: ТАЛАМ, 2005. – С. 216–217.

170. Беляков, А.В. Проявление 1/f шума тока утечки в лазерных структурах на квантовых ямах./ А.В. Беляков, А.В. Клюев, А.В. Якимов // Материалы международного научно-методического семинара "Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах", МНТОРЭС им. А.С.Попова. – 2005. – С. 33-38.

171. Беляков, А.В. Исследование низкочастотных шумов наноразмерных *InGaAs/GaAs/InGaP* лазеров на квантовых ямах с целью диагностики их физических свойств. / А.В. Беляков, А.В. Клюев, А.В. Якимов // Материалы Международной научной конференции «тонкие пленки и наноструктуры», Москва, 22-26 ноября. 2005. - М.: МИРЭА, 2005, часть 1. – С.205-207.

172. Беляков, А.В. Влияние фликкерного шума тока утечки на флуктуации интенсивности излучения лазеров на квантовых ямах. / А.В. Беляков, А.В. Клюев, А.В. Якимов // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Серия Радиофизика. – 2005. – Выпуск 1 (3). – С.3-12.

173. Клюев, А.В. Анализ воздействия электромагнитного импульса на длинную линию
в дальней зоне./ А.В. Клюев // Вестник Нижегородского университета им.
Н.И. Лобачевского. Серия Радиофизика. – 2006. – Выпуск 1 (4). – С.121-130.

174. Клюев, А.В. Практический метод компенсации медленных флуктуаций частоты задающего генератора в OFDM-системах. / А.В. Клюев, А.В. Пудеев // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Серия Радиофизика. – 2005. – Выпуск 1 (3). – С.118-126.

175. Клюев, А.В. Проявление 1/f шума тока утечки в светодиодных структурах на основе GaAs. / А.В. Клюев, А.В. Беляков // XI нижегородская сессия молодых ученых. Естественнонаучные дисциплины: Тезисы докладов.- Изд. Гладкова О.В. – 2006. – С. 26-27.

176. Клюев, А.В. Выбор расстояния для измерения побочных электромагнитных излучений. / А.В. Клюев, Ан.В. Клюев //ХІ нижегородская сессия молодых ученых. Естественнонаучные дисциплины: Тезисы докладов.- Изд. Гладкова О.В. – 2006. – С. 27-28.

177. Беляков, А.В. 1/f шум тока утечки в наноразмерных светодиодах./ А.В. Беляков, А.В. Клюев, А.В. Якимов // Труды (десятой) Научной конференции по радиофизике, посвященной 90-летию ННГУ и 100-летию со дня рождения Г.С.Горелика. ННГУ. – 2006.

178. Беляков, А.В. Низкочастотный шум тока утечки в наноразмерных светодиодах на основе GaAs. INTERMATIC – 2006./ А.В. Беляков, А.В. Клюев, А.В. Якимов // Материалы Международной научно-технической конференции «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения», Москва, 24-28 октября. 2006. – М.: МИРЭА. – 2006, часть 3. – С.160-163.

179. Клюев, А.В. Проявление 1/F шума тока утечки в наноразмерных светоизлучающих структурах / А.В. Беляков, А.В. Клюев, А.В. Якимов // Известия ВУЗов. Радиофизика. – 2008. – Т. 51, № 2. – С.149-161.

180. Беляков, А.В. Фликкерный шум тока утечки в наноразмерных структурах на основе GaAs./ А.В. Беляков, А.В. Клюев, А.В. Якимов // "Молодежь в науке". Сборник аннотаций докладов пятой научно-технической конференции, Саров, 01-03 ноября.– 2006. – С.62.

181. Беляков, А.В. Фликкерный шум тока утечки в светодиодах на гетероструктурах с квантовыми ямами и квантовыми точками./ А.В. Беляков, А.В. Клюев, А.В. Якимов // Материалы международного научно-методического семинара "Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах", МНТОРЭС им. А.С.Попова. – 2007. – С.73-78.

182. Клюев, А.В. Моделирование влияния электромагнитного импульса на заглубленный кабель в волновой зоне./ А.В. Клюев // Вестник Нижегородского университета им.
Н.И. Лобачевского. – 2007, № 2 – С. 88-90.

183. Беляков, А.В. 1/f шум тока утечки в лазерах на квантовых ямах./ А.В. Беляков, А.В. Клюев // XII нижегородская сессия молодых ученых. Естественнонаучные дисциплины: Тезисы докладов.- Изд. Гладкова О.В. – 2007. – С.56-57. 184. Беляков, А.В. 1/f шум тока утечки в наноразмерных полупроводниковых лазерах./ А.В. Беляков, А.В. Клюев, А.В. Якимов // Труды (одиннадцатой) Научной конференции по радиофизике, посвященной 105-й годовщине со дня рождения М.Т.Греховой. 7 мая 2007 г. – Под ред. А. В. Кудрина, А.В. Якимова. – Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета. – 2007. – С.131-132.

185. Беляков, А.В. 1/f шум тока утечки в наноразмерных полупроводниковых структурах и его влияние на флуктуации интенсивности излучения./ А.В. Беляков, А.В. Клюев, А.В. Якимов // INTERMATIC – 2007. Материалы Международной научно-технической конференции «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения». Москва, 2007. – М.: МИРЭА. – 2007, часть 1. – С.217-220.

186. Belyakov, A.V. 1/F Noise In Leakage Current Of Nanoscale Light Emitting Structures. / A.V. Belyakov, A.V. Klyuev, A.V. Yakimov // ICNF-2007. 19th international conference on Noise and Fluctuations, edited by M.Tacano, Yo. Yamamoto, M. Nakao, AIP Conference Proceedings, Tokyo, Japan. – 2007. –Vol. 922. – P. 329-332.

187. Беляков, А.В. Шум 1/f в гетероструктурах на основе *GaAs* с *InAs* квантовыми точками и $In_{0,2}Ga_{0,8}As$ квантовыми ямами. / А.В.Беляков, А.В. Клюев, А.В.Якимов // Материалы международного научно-методического семинара "Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах", МНТОРЭС им. А.С.Попова. – 2008. – С.75-80.

188. Беляков, А.В. Фликкерный шум тока утечки в наноразмерных структурах на основе GaAs./ А.В. Беляков, А.В. Клюев, А.В. Якимов // "Молодежь в науке". Сборник докладов пятой научно-технической конференции, Саров, 01-03 ноября 2006. – С. 265-269.

189. Беляков, А.В. Исследование 1/f шума в наноразмерных светоизлучающих структурах. / А.В. Беляков, А.В. Клюев, А.В. Якимов // "Нанофизика и наноэлектроника". XII Международный Симпозиум. 10-14 марта 2008. – 2008. – Т. 2. – С. 323-324.

190. Клюев, А.В. Анализ помех при измерениях низкочастотных шумов./ А.В. Клюев,
А.В. Якимов // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. – 2007. – № 6. – С.52-55.

191. Корзуева, О.М. Исследование шумовых характеристик низкобарьерных диодов Шоттки. / О.М. Корзуева, А.В. Клюев, А.В. Якимов // XIII нижегородская сессия моло-

дых ученых. Естественнонаучные дисциплины: Тезисы докладов.- Изд. Гладкова О.В. – 2008. – С.56.

192. Тюкалкин, С.Ю. Исследование преобразования флуктуаций параметров входного сигнала при прохождении через линейный фильтр в среде программирования LabVIEW. / С.Ю. Тюкалкин, А.В. Клюев, А.В. Якимов // XIII нижегородская сессия молодых ученых. Естественнонаучные дисциплины: Тезисы докладов.- Изд. Гладкова О.В. – 2008. – С. 82-83.

193. Клюев, А.В. Исследование токовой зависимости спектра 1/f шумового напряжения низкобарьерных диодов Шоттки с δ-легированием. / А.В. Клюев, Е. И. Шмелев // XIII нижегородская сессия молодых ученых. Естественнонаучные дисциплины: Тезисы докладов.- Изд. Гладкова О.В. – 2008. – С.76-77.

194. Корзуева, О.М. Декомпозиция ВАХ низкобарьерного диода Шоттки. / О.М. Корзуева, А.В. Клюев, А.В. Якимов // Труды (двенадцатой) научной конференции по радиофизике 7 мая 2008 г., посвященной 90-й годовщине со дня рождения М.М. Кобрина. –С.169-170.

195. Тюкалкин, С.Ю. Алгоритм LabVIEW для анализа преобразования флуктуаций амплитуды и фазы сигнала линейным фильтром. / С.Ю. Тюкалкин, А.В. Клюев // Труды (двенадцатой) научной конференции по радиофизике 7 мая 2008 г., посвященной 90-й годовщине со дня рождения М.М. Кобрина. –С.168-169.

196. Klyuev, A.V. Modification of A. Van der Ziel relation for natural noise in diodes with non-ideality factor of I–V characteristic η >1./ A.V. Klyuev, A. V. Yakimov, and E. I. Shmelev //AIP Conf. Proc. - April 23, 2009 - Volume 1129, pp. 361-364, NOISE AND FLUCTUATIONS: 20th International Conference on Noice and Fluctuations (ICNF-2009); DOI:10.1063/1.3140474.

197. 1/F Noise In Si Delta-Doped Schottky Diodes / A.V. Klyuev [at al.] //AIP Conf. Proc - April 23, 2009 - Volume 1129, pp. 225-228, NOISE AND FLUCTUATIONS: 20th International Conference on Noice and Fluctuations (ICNF-2009); DOI:10.1063/1.3140436.

198. Клюев, А.В. Разработка мобильной установки для измерения низкочастотных шумов полупроводниковых диодов./А.В. Клюев, Е.И. Шмелев, А.В. Якимов// Материалы международного научно-методического семинара "Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах", МНТОРЭС им. А.С.Попова. –2009. – С.101-107.

199. Клюев, А.В. Измерение НЧ шума низкобарьерных диодов Шоттки с дельталегированием./ А.В. Клюев, Е.И. Шмелев, Н.С. Скородумова // XIV нижегородская сессия молодых ученых. Естественнонаучные дисциплины: Тезисы докладов.- Изд. Гладкова О.В. – 2009. – С. 23-24.

200. Клюев, А.В. Модификация соотношения А. Ван дер Зила для естественных шумов диодов с коэффициентом неидеальности ВАХ, превышающем единицу./ А.В. Клюев, Е.И. Шмелев, А.В. Якимов// Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. – 2009. – № 4. – С.53-56.

201. Шмелев, Е.И. Мобильная установка для исследования низкочастотных шумов./

Е.И. Шмелев, А.В. Клюев, А.В. Якимов// Вестник Нижегородского университета им.
Н.И. Лобачевского. – 2009. – № 5. – С.81-85.

202. Klyuev, A.V. Modification of Van der Ziel relation for spectrum of noise in *p*–*n* junction./ A.V. Klyuev, A.V. Yakimov, E.I. Shmelev //Fluctuation and Noise Letters. – 2012. –V.
11, No. 2. – 1250015 (11 pages).

203. Клюев, А.В. Источники фликкерного шума в дельта–легированных кремнием диодах Шоттки. / А.В. Клюев, Е.И. Шмелев, А.В. Якимов //Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. – 2010. – № 5(1). – С. 57-60.

204. Клюев, А.В. Спектр естественных шумов диодов с коэффициентом неидеальности ВАХ, превышающем единицу./ А.В. Клюев, Е.И. Шмелев, А.В. Якимов //Материалы международного научно-методического семинара "Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах", МНТОРЭС им. А.С.Попова. – 2010. С. – 140-145.

205. Оценивание средней мощности импульсных помех при измерении шума / А.В. Клюев [и др.] // Труды четырнадцатой научной конференции по радиофизике 7 мая 2010 г., посвященной 80-й годовщине со дня рождения Ю.Н. Бабанова. С. – 209-210.

206. Измерение интенсивности непрерывного шумового сигнала на фоне импульсных помех / А.В. Клюев [и др.] //Труды четырнадцатой научной конференции по радиофизике 7 мая 2010 г., посвященной 80-й годовщине со дня рождения Ю.Н. Бабанова. С. – 228-230.

207. Клюев, А.В. Статистические характеристики выходного процесса при безинерционном детектировании с использованием диода Шоттки с δ-легированием /А.В. Клюев// Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. – 2011. – № 5(3). – С.197 -200. 208. Клюев, А.В. Безынерционное детектирование случайного процесса с учетом обратной связи с использованием диода Шоттки с δ-легированием /А.В. Клюев// Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика Астрономия. – 2011. – №3. – С. 20-23

209. Клюев, А.В. Источники низкочастотного шума в диодах Шоттки с дельталегированием / А.В. Клюев, Е.И. Шмелев, А.В. Якимов //Флуктуационные и деградационные процессы в полупроводниковых приборах (метрология, диагностика, технология, учебный процесс): Материалы докладов научно-методического семинара (Москва 29 ноября - 1 декабря 2010 г.) М.: МНТОРЭС им. А.С. Попова, МЭИ, 2011. – 242 с., с. 56-60.

210. Клюев, А.В. Оценка эффективности алгоритма измерения мощности шумовых сигналов на фоне узкополосных помех/ А.В. Клюев, В.П. Самарин, В.Ф. Клюев // Информационно-измерительные и управляющие системы. – 2012. – № 6. – С.72-75.

211. Клюев, А.В. Алгоритм измерения мощности шумовых сигналов на фоне нерегулярных импульсных помех/ А.В. Клюев, В.П. Самарин, В.Ф. Клюев // Информационноизмерительные и управляющие системы. – 2012. – №1. – С.76-79.

212. Клюев, А.В. Алгоритм измерения мощности компонентов входной смеси шумового сигнала и узкополосной помехи / А.В. Клюев, В.П. Самарин, В.Ф. Клюев //Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. – 2012. – № 5(1). – С. 51- 55.

213. Klyuev, A.V. Sources of 1/f noise in Si delta-doped Schottky diodes / A.V. Klyuev, A.V. Yakimov, E.I. Shmelev //NOISE AND FLUCTUATIONS: 21 th International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF-2011), pp.106-109.

214. Shmelev, E.I. Defects Influenced by the Jahn-Teller Effect as the Sources of Flicker Noise in GaAs Based Devices / E.I. Shmelev, A.V. Klyuev, A.V. Yakimov //NOISE AND FLUCTUATIONS: 21 th International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF-2011), pp.180-183.

215. Измерение мощности шумовых сигналов на фоне импульсных помех / А.В. Клюев [и др.] //XVII нижегородская сессия молодых ученых. Технические науки: Тезисы докладов.- НИУ РАНХиГС. – 2012. – С. 252-255.

216. Моделирование измерителя мощности шумового сигнала на фоне узкополосной помехи / А.В. Клюев [и др.] //ХVII нижегородская сессия молодых ученых. Технические науки: Тезисы докладов.- НИУ РАНХиГС. – 2012. – С. 247-251.

217. Моделирование измерителя мощности шумовых сигналов на фоне импульсных помех в среде программирования LabVIEW. / А.В. Клюев [и др.] //Труды пятнадцатой научной конференции по радиофизике 12 мая 2011 г., посвященной 110-й годовщине со дня рождения А.А. Андронова. – С. 178–179.

218. Алгоритм LabVIEW измерения мощности шумового сигнала на фоне узкополосной помехи/ А.В. Клюев [и др.] // Труды пятнадцатой научной конференции по радиофизике 12 мая 2011 г., посвященной 110-й годовщине со дня рождения А.А. Андронова. – С. 179–181.

219. Декомпозиция ВАХ диодов Шоттки / А.В. Лебедев [и др.] //Труды пятнадцатой научной конференции по радиофизике 12 мая 2011 г., посвященной 110-й годовщине со дня рождения А.А. Андронова. – С. 183–185.

220. Экспериментальное исследование 1/f шума диодов Шоттки/ А.Д. Видинеев [и др.] //Труды пятнадцатой научной конференции по радиофизике 12 мая 2011 г., посвященной 110-й годовщине со дня рождения А.А. Андронова. – С. 185–186.

221. Клюев, А.В. Низкочастотные шумы в наноразмерных полупроводниковых структурах: источники, измерение, методы анализа LAP LAMBERT Academic Publishing. Монография. 204 с. 2011 г. ISBN: 978-3-8433-2204-1.

222. Клюев, А.В. Исследование 1/f шума TiAu/SiO₂/GaAs диодов Шоттки/ А.В. Клюев, Е.И. Шмелев, А.В. Якимов // Материалы Международной научно-технической конференции, 14 – 17 ноября 2011 г. INTERMATIC – 2011, с.199-202.

223. Клюев, А.В. Описание спектра естественных шумов полупроводниковых диодов на основе модифицированного соотношения Ван дер Зила/ А.В. Клюев, Е.И. Шмелев, А.В. Якимов // Известия ВУЗов. Радиофизика. –2014. – Т. 57, №12. – С. 995-1004.

224. Клюев, А.В. Инерционное детектирование шума с использованием диода Шоттки с δ-легированием/ А.В. Клюев // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика Астрономия. – 2012. – №. 3. – С. 13-16.

225. Об устойчивости кулоновской фазы в спиновом льде при конечной температуре /
И.А. Рыжкин [и др.] // Письма в ЖЭТФ – 2012. – Т. 95. – Вып. 6. – с. 330-335.

226. Klyuev, A.V. Natural noise in semiconductor diodes, modification of relation by Van der Ziel// A.V. Klyuev, A.V. Yakimov, E.I. Shmelev // 6th International Conference on Unsolved Problems on Noise and Fluctuations in Physics, Biology & High Technology (UPoN

2012), February 20-24, 2012. Saha Institute of Nuclear Physics, 1/AF, Bidhan Nagar, Kolkata-700 064, India. – pp. 63-64.

227. Клюев, А.В. Детектирование случайного процесса с использованием диода Шоттки с δ-легированием./А.В. Клюев // Радиотехника и электроника. – 2013. – Т. 58, № 2. – С. 199-206.

228. Клюев, А.В. Исследование вольтамперных характеристик диодов Шоттки с δлегированием/ А.В. Клюев, Д.А. Будкина // Труды шестнадцатой научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения А.Н. Бархатова. – С 179-181.

229. Клюев, А.В. Исследование вольтамперных характеристик светоизлучающих диодов с квантовыми ямами и квантовыми точками/ А.В. Клюев, А.А. Голов.// Труды шестнадцатой научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения А.Н. Бархатова. – С 181-183.

230. Клюев, А.В. Шум 1/f в диодах Шоттки / А.В. Клюев, А.Д. Видинеев.//Труды шестнадцатой научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения А.Н. Бархатова. – С 196-198.

231. Klyuev, A.V. 1/f noise in nanoscale Schottky diodes with delta-doping / A.V. Klyuev,E.I. Shmelev, A.V. Yakimov //XXIII Sitges Conference. – pp. 76-77.

232. Клюев, А.В. Влияние инерционности системы детектирования с использованием диода Шоттки с б-легированием на простейшие статистические характеристики выходпроцесса/ A.B. O.B. Болховская // Известия ВУЗов ного Клюев, России. Радиоэлектроника. ISSN 1993-8985 (Санкт-Петербург 2013). - 2013. - Вып. 1. - С. 48-53. Klyuev, A.V. Algorithm of Measurement of Noise Signal Power in the Presence of Nar-233. rowband Interference / A.V. Klyuev, V.P. Samarin, V.F. Klyuev //ICECECE 2012 : International Conference on Electrical, Computer, Electronics and Communication Engineering. – pp. 15-18.

234. Клюев, А.В. Безынерционное детектирование с использованием диода Шоттки с δ-легированием/А.В. Клюев// Материалы Международной научно-технической конференции, 3 – 7 декабря 2012 г. INTERMATIC. – 2012. – Часть 4. – С. 115-118.

235. Клюев, А.В. Анализ влияния инерционности детектора на базе диода Шоттки с δлегированием на статистические характеристики выходного процесса / А.В. Клюев //Материалы Международной научно-технической конференции, 3 – 7 декабря 2012 г. INTERMATIC. – 2012. – Часть 4. – С. 150-153. 236. Klyuev, A.V. Cumulant analysis of Detection of random process Using a Schottky Diode with δ -Doping/ A.V. Klyuev// International Journal of Modern Physics B. – 2013. – V. 27, No. 13. – 1350049 (12 pages) DOI: 10.1142/S0217979213500495.

237. Shmelev, E.I. Complexes of spatially multistable defects as the source of 1/f noise in GaAs devices / E.I. Shmelev, A.V. Klyuev, A.V. Yakimov //Fluctuation and Noise Letters. –
2013. – V.12, No.1. – 1350008 (13 pages) DOI: 10.1142/S0219477513500089.

238. Клюев, А.В. Нелинейные алгоритмы измерения мощности шумового сигнала на фоне помех / А.В. Клюев, В.П. Самарин, В.Ф. Клюев. / /Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2013. – Т. 56, № 6. – С. 48-55.

239. Транспорт электронов в терагерцовом диоде Шоттки в момент формирования кластера радиационных дефектов/ Е.В. Волкова [и др.] // Труды XVII Международного Симпозиума Н А Н О Ф И З И К А И Н А Н О Э Л Е К Т Р О Н И К А 11–15 марта 2013 г., Нижний Новгород Т о м 2: секция 3. – С. 544-546.

240. Спектральные характеристики Низкочастотных шумов в терагерцовых диодах Шоттки./ М.Р. Киселёв [и др.] // Семнадцатая научная конференция по радиофизике, посвященная 100-летию со дня рождения В.С. Троицкого. – С. 189-190.

241. Klyuev, A.V. 1/F noise in TiAu/SiO₂/GaAs Schottky diodes./ A.V. Klyuev, E.I. Shmelev, A.V. Yakimov.// 22nd International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF), Montpellier, France, June 24-28, 2013. Page(s): 1 - 4 Print ISBN: 978-1-4799-0668-0 INSPEC Accession Number: 13710883 Digital Object Identifier : 10.1109/ICNF.2013.6578990.

242. Транспорт электронов в терагерцовом диоде Шоттки в условиях нейтронного облучения./ Е.В. Волкова [и др.] // Форум молодых учёных Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского. Тезисы докладов. Том 1. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2013.-339с. (16-18 сентября 2013 г.) С.120-122.

243. Киселев, М.Р. Исследование шумов в терагерцовых диодах Шоттки. / М.Р. Киселев, А.В. Клюев// Форум молодых учёных Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского. Тезисы докладов. Том 1. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2013.-339с. (16-18 сентября 2013 г.) С.158-160.

244. Исследование фликкерного шума полупроводниковых диодов при прямом и обратном смещениях./ А.Н. Маслов [и др.] // Форум молодых учёных Нижегородского го-

сударственного университета им. Н.И. Лобачевского. Тезисы докладов. Том 1. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2013.-339с. (16-18 сентября 2013 г.) С.188-190.

245. Klyuev, A.V. Physical origins of 1/f noise in Si delta-doped Schottky diodes/ A.V. Klyuev, E.I. Shmelev, A.V. Yakimov // Fluctuation and Noise Letters. – 2014. – V. 13, No. 1.

1450003 (16 pages), World Scientific Publishing Company, DOI:
 10.1142/S0219477514500035

246. Клюев, А.В. Источники низкочастотных шумов в наноразмерных светоизлучающих структурах на основе GaAs / А.В. Клюев //Материалы Международной научнотехнической конференции, 2 – 6 декабря 2013 г. INTERMATIC – 2013, часть 1. – С.124-127.

247. Клюев, А.В. Физические механизмы генерации низкочастотного шума в Ti-Au/GaAs диодах Шоттки/ А.В. Клюев // Материалы Международной научнотехнической конференции, 2 – 6 декабря 2013 г. INTERMATIC – 2013, часть 3. – С.122-125.

248. Клюев, А.В. Оценка влияния флуктуаций коэффициента передачи смесителя на диоде Шоттки на форму спектральной линии колебания на выходе / Ал.В. Клюев, М.И. Рыжкин, Ан.В. Клюев // Материалы Международной научно-технической конференции, 2 – 6 декабря 2013 г. INTERMATIC – 2013, часть 3. – С.105-108.

249. Исследование транспорта электронов в терагерцовом диоде Шоттки в момент формирования кластера радиационных дефектов / С.В. Оболенский [и др.] //Всероссийская научно-техническая конференция «Стойкость - 2013», г. Лыткарино, Московской области, 2-3 июня 2013 г. Издательство МИФИ-НИИП, г. Москва. – С. 115-116.

250. Клюев, А.В. Источники фликкерного шума в полупроводниковых наноразмерных светоизлучающих структурах на основе GaAs и его твёрдых растворов / А.В. Клюев //НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОСТРУКТУРЫ-ХХІ век. – 2014. – №.1. – С. 42-48.

251. Nonlinear Power Measurement Algorithm of the Input Mix Components of the Noise Signal and Pulse Interference / A.V. Klyuev [at al.] //ICECECE 2013: International Conference on Electrical, Computer, Electronics and Communication Engineering. – pp. 797-800.

252. Клюев, А.В. К вопросу о физических механизмах генерации фликкерного шума в Ti-Au/GaAs диодах Шоттки / Ал.В. Клюев, М.Р. Киселёв, Ан.В. Клюев //Вестник Ниже-городского университета им. Н.И. Лобачевского. – 2014. – № 1(2). – С. 158 - 162.

253. Klyuev, A.V. 1/f noise in GaAs nanoscale light-emitting structures/ A.V. Klyuev, A.V.
Yakimov // Physica B. - 2014. - V. 440. - pp. 145-151, http://dx.doi.org/10.1016/j.physb.2014.01.021

254. Klyuev, A.V. 1/f noise in Ti-Au/n-type GaAs Schottky barrier diodes/ A.V. Klyuev,
A.V. Yakimov, I.S. Zhukova // Fluctuation and Noise Letters. – 2015. – V. 14, No. 3. –
1550029 (12 pages) World Scientific Publishing Company, DOI:
10.1142/S0219477515500297

255. Особенности фликкерного шума в квантово-размерных гетеронаноструктурах на основе GaAs / A.B. Клюев [и др.] // Электронная техника. Серия 2. Полупроводниковые приборы. – 2014. – Выпуск 2 (233). – С. 34-40.

256. Klyuev, A.V. 1/f Noise in Quantum-Size Heteronanostructures Based on GaAs and Alloys / A.V. Klyuev, A.V. Yakimov // ICECECE 2014: International Conference on Electrical, Computer, Electronics and Communication Engineering. – 2014. – V. 8, No: 12. – pp. 1567-1573.

257. Клюев, А.В. Взрывной и 1/f шум в полупроводниковых планарных диодах с Ti-Au/GaAs барьером Шоттки / А.В. Клюев // Материалы Международной научнотехнической конференции, 1 – 5 декабря 2014 г. INTERMATIC. – 2014, часть 4. – С. 150-153.

258. Клюев, А.В. Обобщенная диэлектрическая проницаемость льда / А.В. Клюев, И.А. Рыжкин, М.И. Рыжкин // Письма в ЖЭТФ. – 2014. – Т. 100. –Вып. 9. – с. 683-687.

259. Клюев, А.В. Светодиодный дисплей объёмного изображения с электромеханической развёрткой / А.В. Клюев //Труды XIX научной конференции по радиофизике, посвященной 70-летию радиофизического факультета (Нижний Новгород, 11-15 мая 2015 г.). Нижний Новгород: ННГУ. – 2015. – с. 191-192.

260. Клюев, А.В. К вопросу об электродинамических свойствах водяного льда / А.В. Клюев, И.А. Рыжкин, М.И. Рыжкин // Труды XIX научной конференции по радиофизике, посвященной 70-летию радиофизического факультета (Нижний Новгород, 11-15 мая 2015 г.). Нижний Новгород: ННГУ. – 2015. – С. 189-190. 261. Клюев, А.В. Флуктуации коэффициента передачи смесителя на диоде Шотки / Н.В. Баранов, А.В. Клюев // Труды XIX научной конференции по радиофизике, посвященной 70-летию радиофизического факультета (Нижний Новгород, 11-15 мая 2015 г.). Нижний Новгород: ННГУ. – 2015. – С. 192-194.

262. Klyuev, A.V. Investigation of 1/f noise and superimposed RTS noise in Ti-Au/n-type GaAs Schottky barrier diodes / A.V. Klyuev, A.V. Yakimov // Fluctuation and Noise Letters. – 2015. – V.14, No. 4. – 1550041-1 - 1550041-11, DOI: 10.1142/S0219477515500418.

263. Клюев, А.В. Дисплей объёмного изображения со светодиодной электромеханической развёрткой / А.В. Клюев // Материалы Международной научно-технической конференции, 1 – 5 декабря 2015 г. INTERMATIC. – 2015, часть 4. – С. 201-204.

264. Якимов, А.В.; Клюев, А.В. Шумы в полупроводниковых диодах и устройствах на их основе: Физические модели и анализ LAP LAMBERT Academic Publishing. Монография. 172 с. 2015 г. ISBN: 978-3-659-77784-4

265. Klyuev, A.V. 1/F noise and superimposed RTS noise in Ti-Au/n-type GaAs Schottky barrier diodes / A. V. Klyuev, A. V. Yakimov // 23rd International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF) edited by M. Jamal Deen and Yiqi Zhuang, Xi'an, China, June 2–5 (2015) 1570065625. Pages: 1 – 4, DOI: 10.1109/ICNF.2015.7288575

266. Fluctuations of Transfer Factor of the Mixer Based on Schottky Diode / A.V. Klyuev [at al.] // ICECECE 2015: International Conference on Electrical, Computer, Electronics and Communication Engineering; World Academy of Science, Engineering and Technology; International Journal of Electrical, Computer, Energetic, Electronic and Communication Engineering. – 2015. – V.9, No.12. – pp. 1272-1275.

267. Клюев А.В. Светодиодный 3D-дисплей с электромеханической развёрткой изображения/ А.В. Клюев // Светотехника. – 2016. – №2. – С. 60-61.

268. Жидкое состояние системы водородных связей льда./ М.И. Рыжкин [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2016. – Т. 104, Вып. 4. – С. 248 – 253.

269. Клюев, А.В. Оценка пороговой амплитуды входного сигнала смесителя на базе диода Шотки/ А.В. Клюев, А.В. Якимов // Материалы Международной научнотехнической конференции, 21 – 25 ноября 2016 г. INTERMATIC. – 2016. – Часть 4. – С. 157-160. 270. 1/F noise in the mixer based on Schottky diode / A.V. Klyuev [at al.] // Fluctuation and Noise Letters. - 2017. - V.16, No.1. - 1750001-1 - 1750001-12 DOI: 10.1142/S0219477517500018.

271. Германович, Ю. И. Выделение компонент взрывного и 1/f шума из смеси в планарных диодах с барьером Шоттки/ Ю. И. Германович, А.В. Клюев // Труды XXI научной конференции по радиофизике, (Нижний Новгород, 15-22 мая 2017 г.). Нижний Новгород: ННГУ. – 2017. – С. 323-326.

272. Овечкина, В. С. Анализ эффективности безопасной классической системы связи, использующей шум Джонсона-Найквиста и правила Кирхгофа, /В. С. Овечкина, А.В. Клюев // Труды XXI научной конференции по радиофизике, (Нижний Новгород, 15-22 мая 2017 г.). Нижний Новгород: ННГУ. – 2017. – С. 354-356.

273. Belyakov, A.V. 1/*F* noise in optical output and non-Gaussianity in voltage noise of GaAs nanoscale light-emitting structures/ A.V. Belyakov, A.V. Klyuev, A.V. Yakimov // Fluctuation and Noise Letters. – 2017. – V. 16, No. 3. – 1750030 (14 pages), DOI: 10.1142/S0219477517500304.

274. Беляков, А.В. Флуктуации интенсивности оптического излучения и негауссовость шума в GaAs светоизлучающих структурах/А.В.Беляков, А.В.Клюев, А.В. Якимов// Материалы Международной научно-технической конференции, 20 – 24 ноября 2017 г. INTERMATIC. – 2017, часть 3. – С. 753-756.

275. Модель квазижидкого поверхностного слоя льда/ И.А. Рыжкин [и др.] // Письма в
ЖЭТФ. – 2017. – Т. - 106, Вып. 11. – С. 724 – 728.

276. Klyuev, A.V. Statistics of fluctuations of magnetic monopole concentration in spin ice/
A.V. Klyuev, M.I. Ryzhkin, A.V. Yakimov // Fluctuation and Noise Letters. – 2017. – V. 16,
No. 4. – 1750035 (8 pages), DOI: 10.1142/S0219477517500353.

277. Клюев, А.В. Анализ воздействия импульсных сигналов на длинную линию, находящуюся в волновой зоне/ А.В. Клюев, В.Ф. Клюев // Информационная безопасность и защита информации: сборник статей/ Сост. А.И. Астайкин, А.П. Мартынов, Д.Б. Николаев, В.Н. Фомченко/ в 2 т. – Саров: ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 2017. – 500 с.: ил. ISBN 978-5-9515-0299-5, том 2. – С. 251-259.

278. Клюев, В.Ф. Раздельное измерение мощности шумовых сигналов и импульсных помех/ В.Ф. Клюев, В.П. Самарин, А.В. Клюев // Информационная безопасность и защита информации: сборник статей/ Сост. А.И. Астайкин, А.П. Мартынов, Д.Б. Николаев,

В.Н. Фомченко/ в 2 т. – Саров: ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 2017. – 500 с.: ил. ISBN 978-5-9515-0299-5, том 2. – С. 260-264.

279. Клюев, А.В. Моделирование воздействия электромагнитного импульса на подземный кабель/ Информационная безопасность и защита информации: сборник статей/ А.В. Клюев, В.Ф. Клюев // Сост. А.И. Астайкин, А.П. Мартынов, Д.Б. Николаев, В.Н. Фомченко/ в 2 т. – Саров: ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 2017. – 500 с.: ил. ISBN 978-5-9515-0299-5, том 2. – С. 265-270.

280. Клюев, А.В. Анализ помех при мониторинге шумов низкочастотного диапазона/ А.В. Клюев, В.Ф. Клюев // Информационная безопасность и защита информации: сборник статей/ Сост. А.И. Астайкин, А.П. Мартынов, Д.Б. Николаев, В.Н. Фомченко/ в 2 т. – Саров: ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 2017. – 500 с.: ил. ISBN 978-5-9515-0299-5, том 2. – С. 271-277.

281. Клюев, В.Ф. Измерение мощности компонент аддитивной смеси шумового сигнала и узкополосных помех/ В.Ф. Клюев, В.П. Самарин, А.В. Клюев // Информационная безопасность и защита информации: сборник статей/ Сост. А.И. Астайкин, А.П. Мартынов, Д.Б. Николаев, В.Н. Фомченко/ в 2 т. – Саров: ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 2017. – 500 с.: ил. ISBN 978-5-9515-0299-5, том 2. – С. 278-283.

282. Klyuev, A.V. Image fluctuations in LED electromechanical 3D-display/ A.V. Klyuev,
A.V. Yakimov // Fluctuation and Noise Letters. – 2018. – V. 17, No. 2. – 1850022 (11 pages),
DOI: 10.1142/S0219477518500220

283. Клюев, А.В. Флуктуации интенсивности оптического излучения в GaAs лазерах на квантовых ямах/А.В. Клюев, А.В. Якимов // «Актуальные проблемы микро- и наноэлектроники», 28 – 31 мая 2018 года в г. Уфе. – С.116.

284. Klyuev, A.V. Relation of macroscopic parameters fluctuations with microscopic dynamics of magnetic monopoles in spin ice /A.V. Klyuev, M.I. Ryzhkin, A.V. Yakimov// 15th Course of the INTERNATIONAL SCHOOL OF STATISTICAL PHYSICS "New Trends in Nonequilibrium Statistical Mechanics: Classical and Quantum Systems" (nesmcq18), Erice (Italy), 25-31 Jul 2018. – p.24.

285. Клюев, А.В. Флуктуации концентрации магнитных монополей в спиновом льде /А.В. Клюев, М.И. Рыжкин, А.В. Якимов// Материалы Международной научнотехнической конференции, 19 – 23 ноября 2018 г. INTERMATIC. – 2018, Часть 1. – С. 168-171. 286. Клюев, А.В. Флуктуации в электромеханических 3D дисплеях /А.В. Клюев //Материалы Международной научно-технической конференции, 19 – 23 ноября 2018 г. INTERMATIC. – 2018, Часть 3. – С. 675-678.

287. Klyuev, A.V. Generation-recombination noise of magnetic monopoles in spin ice. / A.V. Klyuev, M.I. Ryzhkin, A.V. Yakimov.// 25th International Conference on Noise and Fluctuations, ICNF-2019 Proceedings18 - 21 June 2019 EPFL Neuchâtel campus - Neuchâtel, Switzerland. – pp.49-51.

288. Determination of activation energies of oxygen ion diffusion in memristor systems from the flicker noise spectrum. // A. V. Klyuev [at al.] // 25th International Conference on Noise and Fluctuations, ICNF-2019 Proceedings 18 - 21 June 2019 EPFL Neuchâtel campus - Neuchâtel, Switzerland. – pp.136-139.

289. Рыжкин, М.И. Экранирование электрического поля в воде. / М.И. Рыжкин, И.А.
Рыжкин, А.В. Клюев.// Письма в ЖЭТФ. – 2019. – Т. 110, Вып. 2. – С. 112 – 117.

290. Measurement of the activation energies of oxygen ion diffusion in yttria stabilized zirconia by flicker noise spectroscopy / A. V. Yakimov [at al.] // Appl. Phys. Lett. – 2019. – 114.
- 253506. DOI: 10.1063/1.5098066.

291. Memory effect and generation-recombination noise of magnetic monopoles in spin ice/ A.V. Klyuev [at al.] //Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment. – 2019. – 094005.

292. Определение энергий активации диффузии ионов кислорода в мемристивных системах методом фликкер шумовой спектроскопии. / Ю.И. Аникина [и др.] // Труды XXIII научной конференции по радиофизике, (Нижний Новгород, 17 мая 2019 г.). Нижний Новгород: ННГУ. – 2019. – С. 489-492.

293. Flicker noise spectroscopy as a tool for the measurement of activation energies of oxygen ion diffusion in memristor systems at fixed temperature. / O. N. Gorshkov [at al.] // 16th Course of the INTERNATIONAL SCHOOL OF STATISTICAL PHYSICS "New Trends in Nonequilibrium Statistical Mechanics: Classical and Quantum Systems" (nesmcq19), Erice (Italy), 18-21 October 2019. – p.21.

294. Якимов, А. В. Природа вносимого фазового 1/f шума в автогенераторах диапазона СВЧ /А. В. Якимов, А. В. Клюев, М. А. Кревский // Радиотехника и электроника. – 2020.
- Т. 65. – № 1. – С. 90 – 95. DOI: <u>10.31857/S0033849420010076</u>.

295. Анализ деградационных процессов в мемристивных элементах хранения информации / Д.В. Суняйкин [и др.] // Труды XXIV научной конференции по радиофизике, посвященной 75-летию радиофизического факультета (Нижний Новгород, 13–31 мая 2020 г.). Нижний Новгород: ННГУ, 2020. – 530 с. ISBN 978-5-91326-602-6. – С. 450–453. http://www.rf.unn.ru/wp-content/uploads/sites/21/2020/10/rf-conf-2020-book-1.pdf

296. Анализ атомных диффузионных процессов в мемристоре, как энергонезависимом информации устройстве хранения / Н.И. Штрауб Ги // дp.] Труды XXIV научной конференции по радиофизике, посвященной 75-летию радиофизического факультета (Нижний Новгород, 13–31 мая 2020 г.). Нижний Новгород: ННГУ, 530 **ISBN** 2020. c. 978-5-91326-602-6. C. 454-457. http://www.rf.unn.ru/wp-content/uploads/sites/21/2020/10/rf-conf-2020-book-1.pdf

297. Influence of oxygen ion elementary diffusion jumps on the electron current through the conductive filament in yttria stabilized zirconia nanometer-sized memristor/ A. V. Yakimov [at al.] // Chaos, Solitons & Fractals. - 2021 (accepted for publication)

298. Халфорд, Д. Общая механическая модель шумов со спектральной плотностью |f|^α и её применение к частному случаю фликкер-шума вида 1/f / Д. Халфорд // ТИИЭР. – 1968. – Т.56. – № 3. – С. 9–16.

299. Левин, Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Книга первая /
Б.Р. Левин. – М.: Сов. радио, 1969. – 752 с.

300. Пасынков, В.В. Полупроводниковые приборы / В.В. Пасынков, Л.К. Чиркин, А.Д.
Шинков. 3-е изд., перераб. и доп. – М., "Высш. школа", 1981. – 430 с.

301. Sah, C.-T. Carrier generation and recombination in p-n junctions and p-n junction characteristics./ C.-T. Sah, R.N. Noyce, W. Shockley. // Proc. IRE. – P.1228-1243.

302. Кардона, М. Основы физики полупроводников / М. Кардона. – М.:Физматлит, 2002. – 560с.

303. El-Mellouhi, F. Self-vacancies in gallium arsenide: an *ab initio* calculation / F. El-Mellouhi, N. Mousseau // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 71. – P.125207–125229.

304. Лано, М. Точечные дефекты в полупроводниках. Теория / М. Лано, Ж. Бургуэн –
 М.: Мир, 1984. – 264 с.

305. Бургуэн, Ж. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты /
Ж. Бургуэн, М. Лано. – М.: Мир, 1985. – 304 с.

306. Фистуль, В.И. Введение в физику полупроводников / В.И. Фистуль. – М.: Высш.
шк., 1984. – 352 с.

307. Chantre, A. Introduction to defect bistability / A. Chantre // Appl. Phys. A. – 1989. – Vol.48. – P.3-9.

308. Seebauer, E.G. Charged semiconductor defects: structure, thermodynamics and diffusion / E.G. Seebauer, M.C. Kratzer. – Springer, 2008. – 294p.

309. Machlup, S. Spectrum of two-parameter random signal / S. Machlup // J. of Applied Physics. -1954. - Vol. 25, No 3. - P. 341 - 343.

310. Нанавати, Р.П. Введение в полупроводниковую электронику / Р.П. Нанавати. Пер. с англ. – М.: Связь, 1965. – 456 с.

311. Карпович, И. А. Квантово-размерные гетеронаноструктуры на основе GaAs / И. А. Карпович // Труды 1-го рабочего совещания по проекту НАТО SfP–973799 Semiconductors "Разработка радиационно стойких полупроводниковых приборов для систем связи и прецизионных измерений с использованием шумового анализа"– Ред. А. В. Якимов. – Нижний Новгород: ТАЛАМ. – 2001. – С. 48-62.

Карпович, И.А. Квантовая инженерия: самоорганизованные квантовые точки / И.
 А. Карпович //Вестник Нижегородского университета им. Н. И. Лобачевского. Серия Инновации в образовании. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ. – 2002, вып. 1(3). – С. 93–102.

313. Модовый состав излучения полупроводникового лазера, содержащего в активной области два типа квантовых ям / В. Я. Алёшкин [и др.] // Труды 1-го рабочего совещания по проекту НАТО SfP–973799 Semiconductors. "Разработка радиационно стойких полупроводниковых приборов для систем связи и прецизионных измерений с использованием шумового анализа". – Ред. А. В. Якимов. – Нижний Новгород: ТАЛАМ. – 2001. – С. 141 – 144.

314. Проект НАТО SfP-973799 Полупроводники "Разработка радиационно стойких полупроводниковых приборов для систем связи и прецизионных измерений с использованием шумового анализа" <u>http://old.rf.unn.ru/NATO/index.html</u>

315. Электролюминесценция p-n структур с квантовыми точками InAs/GaAs, выращенными методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений / Н. В. Байдусь [и др.] // Труды 2-го рабочего совещания по проекту НАТО SfP-973799 Полупроводники. – Ред. А. В. Якимов. – Нижний Новгород: ТАЛАМ. – 2002. – С. 93 – 99. 316. Semiconductor lasers with tunneled-coupled waveguides emitting at the wavelength of 980 nm / I. A. Avrutsky [at al.] // Quantum Electronics. – 1997. – Vol. 27. – P. 118 – 121.

317. Semiconductor lasers with broad tunnel-coupled waveguides, emitting at wavelength of 980 nm / N. B. Zvonkov [at al.] // Quantum Electronics. – 1999. – Vol. 29. – P. 217-218.

318. Интерактивная визуальная разработка приложений автоматизации научных и промышленных измерительно–управляющих систем в среде LabVIEW 6i National Instruments / А. А. Андронов [и др]. // В кн.: Труды 2-го рабочего совещания по проекту НАТО SfP–973799 Полупроводники. – Ред. А. В. Якимов. – Нижний Новгород: ТАЛАМ. – 2002. – С. 38 – 46.

319. Беляков, А. В. Использование средств LabVIEW в изучении свойств НЧ шумов / А. В. Беляков, М. Ю. Перов, А. В. Якимов // Труды (седьмой) научной конференции по радиофизике, посвященной 90-летию со дня рождения В. С. Троицкого, 7 мая 2003. – Ред. А. В. Якимов. – Нижний Новгород: ТАЛАМ. – 2003. – С. 299 – 300.

320. Кейси, Х. Лазеры на гетероструктурах. Том 2. Материалы. Рабочие характеристики / Х. Кейси, М. Паниш. – Перевод с английского к. ф.-м. н. Б. Н. Свердлова под ред. д. ф.-м. н. П. Г. Елисеева. – М.: Мир, 1981.

321. Берг, А. Светодиоды./ А. Берг, П. Дин. – Перевод с английского под ред. к. ф.-м.
н. А. Э. Юновича. – М.: Мир, 1979.

322. Шарма, Б.Л. Полупроводниковые гетеропереходы / Б. Л. Шарма, Р.К. Пурохит. – Перевод с английского под ред. Ю.В. Гуляева. – М.:Советское радио, 1979. – 226 с.

323. Kirton, M.J. Noise in solid-state microstructures: A new perspective on individual defects, interface states and low-frequency (1/f) noise / M.J. Kirton and M.J. Uren //Adv. Phys. – 1989. – V.38. – N_{24} . – P. 367 – 468.

324. Орлов, В. Б. Спектр вида 1/f как суперпозиция конечного числа релаксационных спектров / В. Б. Орлов, А. В. Якимов // Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 1990. – Т. 33. – № 2. – С. 196 – 201.

325. Strasilla, U. J. Measurement of white and 1/f noise within burst noise / U.J.Strasilla, and M.J.O.Strutt // Proc. of IEEE (Lett.). –1974 (Dec). – P. 1711.

326. Yuzhelevski, Y. Random telegraph noise analysis in time domain / Y.Yuzhelevski, M. Yuzhelevski, and G.Jung // Rev. Sci. Instrum. – 2000. – V.71. – №4. – P. 1681.

327. The different physical origins of 1/f noise and superimposed RTS noise in light-emitting quantum dot diodes / A. V. Belyakov [at al.] // Fluctuations and Noise Letters. -2003. - Vol. $3. - N_{2}$ 3. - P. L325 - L339.

328. Взрывной и 1/f шум в светоизлучающих диодах на квантовых точках / А.В. Беляков [и др.] // Известия ВУЗов. Радиофизика. – 2006. – Т.49. – №5. – С. 437.

329. Шоблицкас, З. Шумовая спектроскопия примесных уровней и 1/f шум в высокоомных монокристаллах кремния/ З. Шоблицкас, В.П. Паленскис // Литовский физический сборник. – 1985. – Т.25. – №3. – С. 88.

330. Mladentzev, A.L. Accuracy of 1/F-Like Spectrum Decomposition on the Sum of Lorentzians/ A.L. Mladentzev, and A.V.Yakimov //AIP Conference Proceedings 285 "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations". – 1993. – P. 557.

331. Шестов, Н.С. Выделение оптических сигналов на фоне случайных помех / Н.С.Шестов. – М.: Сов. радио. – 1967. – 348 с.

332. Tuzlukov, V.P. Signal Detection Theory / V.P. Tuzlukov. - Birkhäuser, Boston. - 2001.

333. Гуткин, Л.С. Преобразование сверхвысоких частот и детектирование (Вопросы теории и расчета)./Л.С. Гуткин// –М.; Л. Госэнергоиздат, 1953. – 415 с.

334. Закамов, В. Р. Детекторные диоды Шоттки с пониженной высотой барьера на основе структур кремния, легированных сурьмой /В. Р. Закамов, Ю. И. Чеченин // Прикладная физика. – 2012. –№ 3. – С. 101 – 105.

Стратонович, Р.Л. Избранные вопросы теории флюктуаций в радиотехнике./ Р.Л.
 Стратонович. - М.: Советское радио, 1961.

336. Nyquist, H. Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors / H. Nyquist // Physical Review. – 1928. – V. 32. – P. 110.

337. Gupta, M. S. Thermal fluctuations in driven nonlinear resistive systems / M. S. Gupta // Physical Review A. – 1978. – V. 18, No. 6. – P. 2725.

338. Trippe, M. Transit-Time Effects in the Noise of Schottky-Barrier Diodes / M. Tripple,
G. Bosman, A. Van der Ziel // IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech. – 1986. – V. 34. –
P. 1183.

339. Su, N. Temperature dependence of high frequency and noise performance of Sbheterostructure millimeter-wave detectors / N. Su, Z. Zhang, J.N. Schulman, and P. Fay. // IEEE Electron Device Leters. – 2007. – Vol. 28, N_{2} 5. – P. 336-339. 340. Khalin, A.A. Stochastic effects in mean-field population growth: The quasi-Gaussian approximation to the case of a Taylor's law-distributed substrate / A.A. Khalin, E.B. Postnikov, A.B. Ryabov // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. - 2018. - Vol. 511 - pp.166-173.

341. Direct visualization of memory effects in artificial spin ice/ I. Gilbert [at al.] // Phys. Rev. B -2015. - 92(10). - 104417.

342. Bernal, J.D. A Theory of Water and Ionic Solution, with Particular Reference to Hydrogen and Hydroxyl Ions / J.D. Bernal, and R.H. Fowler // J. Chem. Phys. – 1933. – Vol. 1. – No. 8. – pp. 515-548.

343. Pauling, L. The Structure and Entropy of Ice and of Other Crystals with Some Randomness of Atomic Arrangement / L. Pauling // J. Amer. Chem. Soc. – 1935. – Vol. 57. – No. 12. – pp. 2680-2684.

344. Petrenko, V.F. Physics of Ice / V.F. Petrenko, and R.W. Whitworth. – Oxford: Oxford University Press, 1999. – p. 77.

345. Isakov, S.V. Why Spin Ice Obeys the Ice Rules / S.V. Isakov, R. Moessner, and S.L. Sondhi // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 95. – No. 21. – pp. 217201(1)-217201(4).

346. Bjerrum, N. Structure and properties of ice / N. Bjerrum // Kongelige Videns. Selskab Matematisk-fysiske Meddelelser – 1951. – Vol. 27. – No. 1. – pp. 1-56.

347. Jaccard, C. Thermodynamics of irreversible processes applied to ice / C. Jaccard // Physik der Kondensierten Materie – 1964. –Vol. 3. – No. 1. – pp. 99-118.

348. Rontgen, W.C. Ueber die constitution des flussigen wassers / W.C. Rontgen // Ann. Phys. Chem. – 1892. – Vol. 45. – pp. 91-97.

349. Nemethy, G. The structure of water and hydrophobic bonding in proteins. I. A model for the thermodynamic properties of liquid water / G. Nemethy, H.A. Scheraga // J. Chem. Phys. – 1962. – Vol. 36. – No.12. – pp. 3382-3400.

350. Hagler, A.T. Structure of liquid water. Statistical thermodynamic theory / A.T. Hagler, H.A. Scheraga, and G. Nemethy // J. Phys. Chem. –1972. – Vol. 76. – No. 22. – pp. 3229-3243.

351. Significant Structure Theory Applied to Water and Heavy Water / M.S. Jhon [at al.] // J. Chem. Phys. – 1966. – Vol. 44. –No. 4. – pp. 1465-1471.

352. Samoilov, O.Ya. Structure of Aqueous Electrolyte Solutions and Hydration of Ions / O.Ya. Samoilov. – New York: Consultant Bureau, 1965. – 185 p.

353. Pauling, L. In The Hydrogen Bonding / L. Pauling, eds. D. Hadzi, and H.W. Thompson.- Oxford: Pergamon Press, 1959. - pp. 1-6.

354. Pople, J.A. Molecular Association in Liquids. II. A Theory of the Structure of Water / J.A. Pople // Proc. R. Soc. London A – 1951. – Vol. 205. – No. 1081. – pp. 163-178.

355. Bernal, J.D. The Bakerian Lecture, 1962. The Structure of Liquids / J.D. Bernal // Proc.
R. Soc. London A – 1964. – Vol. 280. – No. 1382. – pp. 299-322.

356. Angell, C.A. Two-state thermodynamics and transport properties for water from "bond lattice" model / C.A. Angel // J. Phys. Chem. – 1971. – Vol. 75. – No. 24. – pp. 3698-3705.

357. Sceats, M.G. A zeroth order random network model of liquid water / M.G. Sceats, M. Stavola, and S.A. Rice // J. Chem. Phys. – 1979. – Vol. 70. – No. 8. – pp. 3927-3938.

358. Stanley, H.E. Interpretation of the unusual behavior of H_2O and D_2O at low temperatures: Tests of a percolation model / H.E. Stanley, and J. Teixeira // J. Chem. Phys. – 1980. – Vol. 73. – No. 7. – pp. 3404-3422.

359. Robinson, R.A. Electrolyte Solutions / R.A. Robinson, and R.H. Stokes. –London: Butterworths Scientific Publications, 1959. – pp. 70-95.

360. Рыжкин, И.А. О магнитной релаксации в перхлоратных окислах редкоземельных металлов/ И.А. Рыжкин // ЖЭТФ. – 2005. – Т.128. – Вып.3. – с. 559 – 566.

361. Castelnovo, C. Magnetic monopoles in spin ice/ C. Castelnovo, R. Moessner, and S. L. Sondhi // Nature – 2008. – V. 451. – No.1. – pp. 42-45.

362. Thiel, F. Nonspectral modes and how to find them in the Ornstein-Uhlenbeck process with white μ-stable noise/ F. Thiel, I.M. Sokolov, E.B. Postnikov // Physical Review E. - 2016.
- Vol. 93. - № 5. - P. 052104.

363. Creation and Measurements of Long-Lived Magnetic Monopole Currents In Spin Ice /
S.R .Giblin [at al.] // Nature Physics. – 2011. – V. 7. – p. 252.

364. Bonitz, M. Spin ice: a plasma of magnetic monopoles/ M. Bonitz // Nature Physics. – 2011. – V. 7. – pp. 956-959.

365. Measurement of the charge and current of magnetic monopoles in spin ice/ S. T. Bramwell [at al.] // Nature. – 2009. – V. 461. – pp. 956-959., doi:10.1038/nature08500.

366. Proposal for the detection of magnetic monopoles in spin ice via nanoscale magnetometry / F.K.K. Kirschner [at al.] // Physical Review B. – 2018. – 97. – 140402(R).

367. Jaubert, L. D. C. Signature of magnetic monopole and Dirac string dynamics in spin ice,
/ L. D. C. Jaubert and P. C. W. Holdsworth // Nature Physics. – 2009. – V. 5 – pp. 258-261.
DOI: 10.1038/NPHYS1227.

368. Ryzhkin, I.A. Screening of the magnetic field by magnetic monopoles in spin ice, / I.A. Ryzhkin, M.I. Ryzhkin // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters (JETP Letters). – 2011. - V. 93(7). - pp. 384-387.

369. Ryzhkin, M.I. Dynamic susceptibility and dynamic correlations in spin ice/ M.I. Ryzhkin, I.A. Ryzhkin, S.T. Bramwell // EPL. – 2013. – V. 104(3). – p. 37005.

370. Braun, H.-B. Magnetic monopoles: Quenching the fire in spin ice/ H.-B. Braun // Nature Physics -2014. – V. 10. – pp. 88-89.

371. Far-from-equilibrium monopole dynamics in spin ice/ C. Paulsen [at al.] // Nature Physics – 2014. – V.10. – pp. 135-139. DOI: 10.1038/NPHYS2847.

372. A measure of monopole inertia in the quantum spin ice $Yb_2Ti_2O_7 / L.D.$ Pan [at al.] // Nature Physics – 2016. – V. 12. – pp. 361-366. DOI: 10.1038/NPHYS3608.

373. Ryzhkin, I.A. Thermodynamics of ice: not obeying the rules/ I.A. Ryzhkin // Nature Physics. – V. 12. – pp. 996-997. DOI: 10.1038/nphys3853.

374. Experimental signature of the attractive Coulomb force between positive and negative magnetic monopoles in spin ice/ C. Paulsen [at al.] // Nature Physics. – V. 12. - pp. 661-666. DOI: 10.1038/NPHYS3704.

375. ЗАО "Инструментальные Системы". – http://www.insys.ru/

376. Владимиров, В.И. Одновременное измерение мощности сигнала и мощности шума (помехи) в полосе пропускания основного канала радиоприема / В.И. Владимиров, А.А. Бубеньщиков, С.В. Сиденко // Информационно-измерительные и управляющие системы. — 2012. — Т. 10, № 7. — С. 67–72.

377. Евсиков, Ю.А. Преобразование случайных процессов в радиотехнических устройствах / Ю.А. Евсиков, В.В. Чапурский.// –М.: Высшая школа, 1977. –264 с.

378. Гоноровский, И.С. Радиотехнические цепи и сигналы / И.С. Гоноровский.//-М.: Советское радио, 1977. – 608 с.

379. Тихонов, В.И. Статистическая радиотехника / В.И. Тихонов.// –М.: Советское радио, 1966. – 678 с.

380. Патон, Б. LabVIEW. Основы аналоговой и цифровой электроники: пер. с англ. / Б. Патон.// — National Instruments, 2002. — 190 с.

381. Черенкова, Е.Л. Распространение радиоволн / Е.Л. Черенкова, О.В. Чернышев М.: Радио и связь, 1984. – 272 с.

382. Под редакцией Максимова, М.В. Защита от радиопомех. / М.В. Максимов. - М.: Советское радио, 1976. – 496 с.

383. Калиничев, Б.П. О распределении амплитудных атмосферных помех / Б.П. Калиничев // Электросвязь. –1968. –№ 2. – С. 76-77.

384. Певницкий, В.П. Статистические характеристики индустриальных радиопомех /
В.П. Певницкий, Ю.В. Полозок. - М.: Радио и связь, 1988. – 248 с.

385. Кравченко, В.И. Радиоэлектронные средства и мощные электромагнитные помехи / В.И. Кравченко, Е.А. Болотов, Н.И. Летунова. – М.: Радио и связь, 1987. – 256 с.

386. Долуханов, М.П. Распространение радиоволн / М.П. Долуханов. – М.: Связь,
1972. – 336 с.

387. Кочержевский, Г. Н. Антенно-фидерные устройства / Г. Н. Кочержевский. - М.
Радио и связь, 1981. – 280 с.

388. Кинг, Р. Антенны в материальных средах. / Р. Кинг, Г. Смит. В 2-х книгах. Кн.1. Пер. с англ. – М.: Мир, 1984. – 824 с.

389. Уайт, Д. Ж. Р. Электромагнитная совместимость радиоэлектронных средств и непреднамеренные помехи / Д. Ж. Р. Уайт. В 3-х вып. Вып.2. Сокр. Пер. с англ. - М.: Сов. радио, 1978. – 272 с.

З90. Барнс, Дж. Электронное конструирование: методы борьбы с помехами / Дж.
 Барнс. – М.: Мир, 1990. – 238 с.