

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР

На правах рукописи

МАРЕМБЯНИН Кирилл Владимирович

**ГЕНЕРАЦИЯ И ДЕТЕКТИРОВАНИЕ
ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ A_3B_5**

05.27.01 — твердотельная электроника, радиоэлектронные
компоненты, микро- и наноэлектроника,
приборы на квантовых эффектах

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
В. И. ГАВРИЛЕНКО

Нижний Новгород
2007 г.

Содержание

Содержание.....	2
Введение.....	4
Глава 1. Поглощение и испускание терагерцового излучения в полупроводниковых наноструктурах (обзор литературы).....	15
1.1. Генерация электромагнитного излучения среднего и дальнего ИК диапазонов при смещении оптических мод в полупроводниковых инжекционных лазерах на основе InGaAs/GaAs/InGaP.....	15
1.2. Генерация и детектирование электромагнитного излучения в нанометровых полевых транзисторах.....	28
1.2.1. Длинноканальный полевой транзистор.....	28
1.2.2. Теория токовой неустойчивости Дьяконова-Шура в канале полевого транзистора.....	30
1.2.3. Модель резонансного детектирования электромагнитного излучения в полевом транзисторе.....	39
1.2.4. Эффект Ганна.....	45
1.3. Генерация терагерцового излучения в квантовых каскадных структурах...	53
1.3.1. Униполярный квантово-каскадный лазер, различные дизайны активных сред в квантово-каскадном лазере.....	53
1.3.2. Инверсия населенности между подзонами для случая двух видов дизайна ККЛ (сверхрешеточная активная область или же состоящая из двух - трех квантовых ям).....	58
1.3.3. Терагерцовые ККЛ.....	61
Глава 2. Генерация излучения на разностной частоте в двухчастотных инжекционных полупроводниковых лазерах InGaAs/GaAs/InGaP.....	65
2.1. Двухчастотная генерация в полупроводниковых лазерах с квантовыми ямами InGaAs/GaAs/InGaP.....	65
2.1.1. Метод исследования.....	68
2.1.2. Управление интенсивностями линий в двухчастотных полупроводниковых лазерах InGaAs/GaAs/InGaP.....	71
2.2. Генерация излучения на удвоенных и суммарной частотах в «двухчиповых» полупроводниковых лазерах.....	77
2.2.1. Метод исследования.....	78
2.2.2. Результаты и обсуждение.....	80
2.3. Наблюдение излучения среднего ИК диапазона в двухчастотных лазерах InGaAs/GaAs/InGaP.....	85

2.4. Генерация излучения на удвоенных и суммарной частотах в двухчастотном межзонном каскадном лазере с туннельным переходом.....	88
2.4.1. Метод исследования.....	89
2.4.2. Результаты и обсуждение.....	92
Глава 3. Детектирование и генерация терагерцового излучения в нанометровых полевых транзисторах.....	94
3.1. Резонансное детектирование терагерцового излучения в нанометровом полевом транзисторе GaN/AlGaN.....	96
3.1.1. Метод исследования.....	96
3.1.2. Транспортные и магнитотранспортные характеристики транзистора GaN/AlGaN.....	97
3.1.3. ФотоЭДС транзистора GaN/AlGaN в зависимости от напряжения на затворе.....	99
3.2. Резонансное детектирование терагерцового излучения в нанометровом полевом транзисторе GaAs/AlGaAs.....	102
3.2.1. Метод исследования.....	102
3.2.2. Переходная характеристика и ВАХ транзистора GaAs/AlGaAs.....	102
3.2.3. Результаты и обсуждение.....	104
3.3. Генерация терагерцового излучения в нанометровых полевых транзисторах GaAs/AlGaAs.....	108
3.3.1. Метод исследования.....	112
3.3.2. Результаты и обсуждение.....	115
Глава 4. Генерация терагерцового излучения в квантовых каскадных структурах AlGaAs/GaAs.....	122
4.1. Метод исследования	125
4.2. Результаты теоретических расчетов оптоэлектронных свойств квантовых каскадных структур AlGaAs/GaAs.....	129
4.3. Вольтамперные характеристики и интегральное излучение квантовых каскадных структур AlGaAs/GaAs.....	132
4.4. Спектры излучения квантовых каскадных структур AlGaAs/GaAs.....	136
Заключение.....	138
Приложение. Наблюдение излучения среднего ИК диапазона в «двухчиповых» лазерах InGaAs/GaAs/InGaP.....	141
Список цитированной литературы.....	148
Основные публикации автора по теме диссертации.....	166

Введение

Освоение терагерцового (ТГц) диапазона частот (1 ТГц – 30 ТГц) – одно из наиболее “горячих” и бурно развивающихся направлений современной прикладной физики. Терагерцовый бум, охвативший многие исследовательские группы в различных странах мира, обусловлен перспективами широких практических приложений ТГц излучения (Т-лучей). Электромагнитные волны терагерцового диапазона отражаются металлами, но они проникают через пластмассы, бумагу, сухую древесину и любые мутные среды и мелкодисперсные материалы из-за резкого подавления рэлеевского рассеяния ($\propto 1/\lambda^4$). В терагерцовом диапазоне лежат вращательные спектры многих органических молекул, включая колебания биологически важных коллективных мод ДНК и белков, а также фоновые резонансы кристаллических решеток, что позволяет развивать новые методы спектроскопии биологических и полупроводниковых структур [1]. Отраженные, поглощенные в среде или прошедшие сквозь нее терагерцовые волны несут в себе богатейшую информацию об объекте. Все это определяет потенциально широкий спектр применения этого излучения. С помощью терагерцового излучения можно управлять химическими реакциями [2] и манипулировать электронными состояниями в квантовых ямах [3]. В отличие от рентгена Т-лучи не опасны, поскольку не производят ионизацию среды и повреждение биомолекул, что позволяет проводить безвредную для человека диагностику, в том числе раковых опухолей, глубины и степени ожогов [4]. Перспективны такие применения ТГц излучения, как беспроводная коммуникация компьютеров и периферийных устройств внутри зданий, разработка систем безопасности на основе терагерцового видения [5] и др.

Наиболее сложной проблемой в освоении терагерцового диапазона является разработка эффективных методов генерации когерентного ТГц излучения. В этом диапазоне, расположенном на оси частот между инфракрасным и микроволновым диапазонами, не применимы хорошо разработанные за последние полвека физические принципы генерации оптического и СВЧ излучений [6 - 9]. По разным причинам здесь не работают ни методы вакуумной и классической твердотельной электроники, ни стандартные схемы квантовой электроники. Так, создание

субмиллиметровых ЛБВ и ЛОВ [8] сопряжено с проблемами малой эффективности катодов, сложного согласования электронного пучка с замедляющей системой и больших потерь в вакуумных волноводах, для молекулярных (пучковых) мазеров требуются сильное охлаждение и трудно реализуемые высокодобротные микрорезонаторы, а в газоразрядных лазерах инверсия на вращательных переходах, достаточная для генерации, достигается лишь для ограниченного числа линий [9]. Указанного диапазона длин волн не достигают также и лавинно-пролетные диоды и диоды Ганна [6]. Попытки возбуждения короткими (фемтосекундными) оптическими импульсами терагерцовых колебаний за счет создания всплеска поляризации (тока) субпикосекундной длительности в холодной плазме, в том числе полупроводниковой, или в дипольных антеннах-фотопроводниках ограничиваются слишком малой эффективностью (порядка 10^{-5} - 10^{-6}) соответствующих процессов "оптического детектирования" [10 – 12]. В целом доступные источники когерентного терагерцового излучения являются маломощными (от нано- до микроватт, иногда — до ватт), плохо перестраиваемыми и фактически покрывающими лишь отдельные узкие полосы частот.

В этом отношении большие надежды возлагаются на полупроводниковые источники, которые хорошо зарекомендовали себя в оптическом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах и в последние годы стали активно развиваться также в терагерцовом и дальнем ИК диапазонах. Данная работа посвящена именно этому направлению полупроводниковой электроники, потенциально ведущей к созданию компактных, монолитных, эффективных и дешевых генераторов излучения с длиной волны от десятка до сотен микрон.

Для детектирования терагерцового излучения на сегодняшний день в основном применяются широкополосные приемники излучения, такие как болометры [13-15], пирозлектрические датчики, диоды Шоттки [16, 17], основанные на нелинейности ВАХ перехода металл - полупроводник и фотопроводящие детекторы [18]. Использование же селективных и перестраиваемых детекторов при спектральном анализе позволяет отказаться от дифракционных решеток или механически перестраиваемых интерферометров. Таким селективным детектором может быть полевой транзистор с двумерным

электронным газом в канале, перестраиваемый приложенным к затвору напряжением. Исследованию детектирования терагерцового излучения в таких нанометровых полевых транзисторах уделено значительное внимание в данной работе.

Целями диссертационной работы являлись:

- наблюдение генерации излучения на разностной частоте в двухчастотных инжекционных полупроводниковых лазерах InGaAs/GaAs/InGaP;
- обнаружение резонансного детектирования терагерцового излучения в двумерной электронной плазме в нанометровых полевых транзисторах GaN/AlGaN;
- демонстрация перестройки резонансного отклика в терагерцового диапазоне в нанометровых полевых транзисторах GaAs/AlGaAs с двумерной электронной плазмой в канале;
- исследование спектров терагерцового излучения из нанометровых полевых транзисторов GaAs/AlGaAs;
- исследование спектров излучения из квантовых каскадных структур GaAs/AlGaAs с металлическим волноводом и дифракционной решеткой для вывода излучения.

Научная новизна

Научная новизна работы определяется оригинальностью поставленных экспериментов, полученными новыми результатами, и заключается в следующем:

1. Получена двухчастотная генерация на основной и возбужденной поперечной моде волновода в инжекционном полупроводниковом лазере с квантовыми ямами в ближнем ИК диапазоне, что необходимо для выполнения условия фазового синхронизма для генерации излучения разностной частоты, и продемонстрирована возможность управления интенсивностями линий током накачки. В лазерной структуре InGaAs/GaAs/InGaP с тремя квантовыми ямами, демонстрирующей двухчастотную генерацию на основной и возбужденной модах волновода с разностью энергий квантов 50 мэВ обнаружен сигнал в среднем ИК диапазоне, связываемый с генерацией излучения на разностной частоте.

2. Обнаружено резонансное детектирование излучения ($f \sim 0.6$ ТГц) в полевом нанометровом транзисторе на основе GaN/AlGaN на частоте плазменных колебаний в подзатворной плазме. В транзисторах на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs впервые продемонстрирована перестройка частоты резонансного отклика изменением напряжения на затворе.
3. Обнаружено возникновение узкополосного излучения ($f = 1,25$ ТГц) в полевых транзисторах на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs, возникающее на участке вольт-амперной характеристики (ВАХ) транзистора, соответствующей насыщению и последующему срыву тока, связываемое с возникновением сверхвысокочастотного эффекта Ганна вследствие образования бегущего домена в нанометровом промежутке затвор-сток.
4. В квантовых каскадных структурах GaAs/AlGaAs, содержащих две квантовые ямы в активной области и две в инжекторе в каждом каскаде, на статической ВАХ наблюдались воспроизводимые множественные участки отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). На трех участках ВАХ обнаружено возникновение пороговым образом интенсивного терагерцового излучения мощностью до 2 нВт. Спектральными исследованиями показано, что излучение является широкополосным со спектральными особенностями, соответствующими рассчитанным значениям энергий межуровневых переходов в квантовых ямах. Обнаруженное излучение связывается с суперлюминесценцией при усилении спонтанного излучения, возникающего при резонансной накачке уровней в ямах.

Научная и практическая значимость работы

Научная и практическая значимость полученных результатов заключается в демонстрации одновременной генерации на двух частотах в полупроводниковом инжекционном лазере с тремя квантовыми ямами InGaAs/GaAs/InGaP, как на основных, так и на возбужденных поперечных модах волновода, возможности управления интенсивностями линий током накачки в таких двухчастотных лазерах и обнаружении сигнала, связываемого с генерацией разностной гармоники, что открывает возможности для создания компактных источников излучения среднего и дальнего ИК диапазонов, работающих при комнатной температуре. Обнаруженный эффект перестройки резонансной частоты фотоотклика в

терагерцовом диапазоне в нанометровых полевых транзисторах с двумерным электронным газом может быть использован для создания селективных перестраиваемых напряжением на затворе приемников терагерцового излучения. Обнаружение узкополосного излучения в полевом транзисторе GaAs/AlGaAs открывает возможности создания миниатюрных источников терагерцового излучения. Обнаружение возникающего пороговым образом в квантовых каскадных структурах GaAs/AlGaAs интенсивного терагерцового излучения, связываемого с усилением спонтанного излучения при резонансной накачке уровней в квантовых ямах в области ОДП структуры, будет способствовать развитию представлений о физических процессах в таких структурах и созданию перестраиваемых напряжением квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона.

Содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность темы исследования, показана её научная новизна, сформулированы цели работы и приведены положения, выносимые на защиту.

В **Главе 1** дан обзор литературы по вопросам, рассматриваемым в диссертации. Первый раздел **Главы 1** посвящен исследованию возможности генерации электромагнитного излучения среднего и дальнего ИК диапазонов при смешении оптических мод в полупроводниковых лазерных структурах A_3B_5 за счет квадратичной решеточной нелинейности. Рассмотрены различные механизмы оптической нелинейности в полупроводниках A_3B_5 и, в частности, решеточная нелинейность восприимчивости второго порядка полярного полупроводника GaAs. Приведены различные способы выполнения условия фазового синхронизма (равенство фазовых скоростей волны нелинейной поляризации и разностной моды волновода). Для лазерных образцов, рассмотренных в данной работе, этот способ состоит в увеличении скорости нелинейной поляризации путем использования для накачки поперечных мод разного порядка. Альтернативный способ представляет собой замедление фазовой скорости (увеличении эффективного коэффициента преломления) разностной моды волновода с помощью плазменного волновода, внедренной в волновод металлической гофрированной структурой или путем

нанесения на поверхность волновода металлической дифракционной решетки, через которую выводится волна на разностной частоте.

Второй раздел **Главы 1** посвящен обзору теории плазменной неустойчивости Дьяконова-Шура в канале баллистического полевого транзистора [19]. Кратко описана модель резонансного детектирования электромагнитного излучения в полевом транзисторе. В таком транзисторе поведение электронного газа может быть описано с помощью гидродинамических уравнений “мелкой воды”, где потенциал между затвором и каналом играет роль уровня воды; плазменные волны соответствуют волнам на поверхности воды. При несимметричных граничных условиях с фиксированным напряжением на истоке и током, поддерживаемым постоянным на стоковом конце, стационарное состояние является неустойчивым, что приводит к генерации плазменных волн. Вследствие большой скорости плазменных волн и малых размеров полевого транзистора, частота плазменных колебаний находится в терагерцовом диапазоне. Сопутствующие колебания дипольного момента, созданного зарядами в канале и на затворе, могут стать причиной излучения электромагнитных волн терагерцового диапазона.

Поскольку возбуждение плазменных колебаний носит резонансный характер, а частота генерации зависит лишь от величины напряжения затвор-исток U_{gs} , на основе баллистического транзистора было предложено создание перестраиваемых резонансных генератора и детектора излучения, смесителя и умножителя частоты.

Приводятся также краткие сведения об эффекте Ганна в GaAs.

В третьем разделе **Главы 1** описан принцип построения униполярного квантового каскадного лазера (ККЛ), а также различные конструкции активных областей, описанные в литературе. В ККЛ терагерцового диапазона наиболее эффективно показали себя два вида дизайна, которые можно качественно разделить, как ККЛ с активной областью из сверхрешетки с постепенно изменяющимся периодом связанных ям (“chirped superlattice”) [20] и схема, содержащая в активной зоне две квантовые ямы, с инверсией населенности, основанной на резонансе с оптическим фононом [21].

Дизайн квантовых каскадных структур, исследуемых в данной работе, близок к конструкции “chirped superlattice”, в которой достижению инверсной населенности способствует быстрое опустошение нижнего рабочего уровня в

активной квантовой яме за счет переходов между близко расположенными по энергии уровнями в соседних квантовых ямах уменьшающейся толщины на основной уровень инжектора, откуда они инжектируются на второй верхний рабочий уровень в активной квантовой яме.

В **Главе 2** представлены результаты исследования нелинейных эффектов в двухчастотных полупроводниковых лазерах InGaAs/GaAs/InGaP.

В работе [22] для лазера с диэлектрическим волноводом на основе гетероструктуры InGaAs/GaAs/InGaP была предложена конструкция, позволяющая осуществлять генерацию двух частот в ближнем ИК диапазоне на основной и возбужденной модах волновода и обеспечивающая выполнение условия фазового синхронизма. Указанная конструкция была реализована в гетеролазерах, исследовавшихся в настоящей работе. Приведена методика исследования спектров лазерного излучения в ближнем ИК диапазоне и зависимости интенсивности линий генерации от тока накачки.

В работе получена одновременная генерация стимулированного излучения в двух частотных полосах в полупроводниковых лазерах с тремя квантовыми ямами. Показано, что могут возбуждаться как основные, так и возбужденные поперечные TE моды волновода. С целью выяснения оптимальных условий двухчастотной генерации лазеров, исследованы зависимости мощности генерации на различных частотах от тока накачки.

Во втором разделе **Главы 2** представлена конструкция «двухчипового» лазера, которая по сравнению с монолитным двухчастотным лазерным диодом имеет ряд преимуществ, связанных с отдельной накачкой каждого из двух одночастотных лазеров, а также рассмотрена методика исследования спектров лазерного излучения из таких образцов в ближнем ИК и видимом диапазонах частот. Приведены результаты исследования генерации вторых и суммарной гармоник в «двухчиповых» лазерах. Существенная интенсивность излучения суммарной частоты (порядка интенсивности вторых гармоник) указывает на эффективность нелинейного взаимодействия двух мод ближнего ИК диапазона внутри лазерного резонатора.

Третий раздел **Главы 2** посвящен наблюдению излучения среднего ИК диапазона в двухчастотных лазерах InGaAs/GaAs/InGaP. В лазере с разностью

между полосами излучения 50 мэВ, генерирующем на основной и возбужденной модах волновода, зарегистрирован сигнал примесным фотоприемником Si:В (полоса чувствительности от ~10 до 30 мкм), связываемый с генерацией разностной гармоники. Ближнее ИК излучение основных мод лазерной генерации при этом отсекалось фильтрами Ge и InSb.

К тематике этой главы относится и **Приложение**, в котором приведены результаты измерений спектров излучения в среднем ИК диапазоне для «двухчипового» лазера InGaAs/GaAs/InGaP, которые были получены совсем недавно и еще не опубликованы. В ранее изучавшихся «двухчиповых» лазерах оба одночастотных лазера излучали на основной моде волновода, и условие фазового синхронизма не выполнялось. В исследуемых здесь образцах передний (коротковолновый) лазер излучал на возбужденной моде волновода, что обеспечивало выполнение условия фазового синхронизма для разностной частоты. В среднем ИК диапазоне с помощью решеточного монохроматора в спектре излучения был обнаружен пик, соответствующий рассчитанной разностной частоте. При выключении одного из лазеров сигнал пропадал, что говорит в пользу того, что причина данного сигнала является излучение на разностной частоте. Оценки мощности излучения на разностной частоте дают значение порядка 100 нВт.

В четвертом разделе **Главы 2** приведены результаты исследования генерации вторых и суммарной гармоник в двухчастотном межзонном каскадном лазере с узким сильно легированным туннельным переходом, разделяющем две области различных квантовых ям, размещенных в одном и том же лазерном волноводе. Каждый электрон (дырка), поставляемый инжекционной накачкой, дважды проходит через запрещенную зону полупроводника, испуская соответственно длинноволновые и коротковолновые фотоны в различных квантовых ямах, что позволяет решить проблему неустойчивой генерации из-за неконтролируемой конкуренции квантовых ям за носители заряда [A20]. Приведены результаты наблюдений, которые демонстрируют присутствие вторых гармоник для основных мод излучения, а также сигнала с суммарной частотой этих мод. Это является прямым доказательством возможности одновременной генерации излучения основных линий и смешения частот внутри резонатора

лазера, что открывает возможность генерации в таких лазерах излучения на разностной частоте.

В **Главе 3** представлены результаты исследования детектирования и генерации терагерцового излучения в нанометровых полевых транзисторах.

Первая часть главы посвящена исследованию резонансного детектирования излучения терагерцового диапазона для двух типов нанометровых полевых транзисторов с длиной затвора 250 нм: в транзисторе, изготовленном из селективно легированной гетероструктуры GaN/AlGaN, и в коммерчески доступном транзисторе GaAs/AlGaAs (Fujitsu) при $T = 4,2$ К. Приведен обзор работ, в которых уже наблюдалось резонансное и нерезонансное детектирование в полевых транзисторах с двумерным электронным газом.

В первом разделе **Главы 3** кратко описаны методики экспериментального исследования магнитотранспортных характеристик транзистора GaN/AlGaN и фотоЭДС транзистора в терагерцовом диапазоне в зависимости от напряжения на затворе с использованием в качестве источников излучения генераторов на основе ламп обратной волны (ЛОВ). Все измерения проводились при $T=4,2$ К.

Измерение зависимости проводимости от магнитного поля позволило определить подвижность носителей заряда в канале транзистора: $\mu \approx 3500$ см²/В·с. В результате исследования фотоотклика транзистора было обнаружено, что зависимость фотоЭДС на частоте излучения $f = 574$ ГГц от напряжения на затворе (т.е. от концентрации двумерных электронов) имеет характерный максимум при напряжении на затворе практически совпадающем с расчетным значением в рамках модели Дьяконова-Шура. Определенному из магнитотранспортных измерений значению подвижности соответствует на этой частоте значение параметра $\omega_c \tau = 1,5$. Все это позволяет заключить, что данная особенность фотоотклика связана с резонансом в подзатворной электронной плазме транзистора GaN/AlGaN.

Во втором разделе **Главы 3** приведены результаты исследования резонансного детектирования терагерцового излучения в нанометровом полевом транзисторе GaAs/AlGaAs (Fujitsu FHX06X). Резонансное детектирование терагерцового излучения в подобном транзисторе уже было продемонстрировано в работе [23], где измерения проводились на одной фиксированной частоте 600 ГГц. В данной работе для транзистора GaAs/AlGaAs был обнаружен резонансный

фотоотклик при $T = 4,2$ К для 4-х различных частот излучения, при этом смещение резонансного пика с ростом частоты в область больших напряжений на затворе хорошо соответствует модели Дьяконова-Шура. Т.о. впервые продемонстрирована перестройка максимума отклика с ростом частоты в область больших напряжений на затворе. Сопоставление измеренных фотоЭДС при температурах 4,2 К и 77 К показало, что при увеличении температуры фотоотклик становится нерезонансным за счет уменьшения подвижности и, соответственно, фактора $\omega\tau$.

Третий раздел **Главы 3** посвящен исследованию генерации терагерцового излучения в нанометровых транзисторах GaAs/AlGaAs (Fujitsu FHX06X). Представлен обзор работ, посвященных исследованию генерации электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне в других короткоканальных полевых транзисторах. Приведены результаты экспериментального и теоретического исследования токовой неустойчивости в канале транзистора AlGaAs/InGaAs с такой же длиной затвора, что и в настоящей работе 250 нм, но с большим расстоянием между затвором и стоком – 2 мкм [24], где показано, что в подобных транзисторах резкий спад тока в области насыщения ВАХ связан с возникновением неустойчивости тока в канале и началом ганновских осцилляций тока.

В настоящей работе терагерцовое излучение из транзистора GaAs/AlGaAs при $T = 4,2$ К детектировалось высокочувствительным широкополосным кремниевым болометром. Для анализа спектрального состава излучения использовались перестраиваемый магнитным полем режекторный фильтр на циклотронном резонансе электронов в слабелегированном ($N \sim 10^{14}$ см⁻³) объемном GaAs. Резонансная частота фильтра перестраивалась магнитным полем с индукцией до 10 Т. Калибровка фильтра была проведена с использованием ЛОВ и квантового каскадного лазера.

В работе обнаружено, что терагерцовое излучение возникало на падающем участке на ВАХ, который связывается с развитием ганновской неустойчивости [24]. Помимо широкополосного излучения горячих носителей в спектрах были обнаружены узкие полосы излучения, возникающие пороговым образом с ростом напряжения сток-исток, которые связываются с возникновением ганновских осцилляций тока в канале транзистора вследствие образования бегущего домена в

промежутке затвор-сток [25]. Высокая (~ 1 ТГц) частота ганновских осцилляций объясняется квазибаллистическим движением Γ -электронов со средней скоростью $\sim 10^8$ см/с.

Глава 4 посвящена исследованию генерации ТГц излучения в квантовых каскадных структурах GaAs/AlGaAs.

Исследованные структуры по дизайну были аналогичны изучавшимся в работе [26]. Этот дизайн близок к тому, что используется в терагерцовых ККЛ и получившему название “chirped superlattice”. Исследовались ВАХ и терагерцовых излучение при $T = 4,2$ К. Излучение регистрировалось с помощью кремниевого болометра, использовалась стандартная схема синхронного детектирования. Для исследования спектрального состава излучения использовался режекторный фильтр на циклотронном резонансе n -InSb, перестраиваемый магнитным полем.

На ВАХ наблюдались участки ОДП при приложенном напряжении $U > 3,2$ В. Для всех 4-ех исследованных образцов обнаружено пороговое возникновение терагерцового излучения вблизи $U = 3.78, 4.38, 5.15$ В. Излучение является широкополосным с особенностями на частотах, которые в основном совпадают с рассчитанными частотами межуровневых переходов. В полосе остаточных лучей GaAs наблюдаются провалы сигнала. В то же время в настоящей работе не наблюдалось спонтанное излучение на участке ВАХ до области ОДП ($U < 3$ В), где в работе [26] наблюдались переходы между вторым и первым состояниями в активной квантовой яме на уровне 1 пВт, которое в нашем случае очевидно было меньше уровня шума. Сопоставление полученных результатов с данными теоретических расчетов спектров усиления/поглощения при разных значениях электрического поля в структурах позволяет связать обнаруженное излучение с суперлюминесценцией – усилением спонтанного излучения, возникающим при установлении определенного значения электрического поля и при резонансной накачке уровней в ямах.

В **Заключении** сформулированы основные результаты, полученные в работе.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В инжекционных полупроводниковых лазерах InGaAs/GaAs/InGaP с тремя квантовыми ямами различного состава в активной области возможна одновременная генерация в двух частотных полосах на основной и

возбужденной модах волновода, что создает условия для генерации излучения на разностной частоте; относительной интенсивностью линий можно управлять током накачки.

2. В спектре фото-ЭДС нанометрового полевого транзистора с двумерным электронным газом с высокой подвижностью наблюдается резонансный отклик на частоте плазменных колебаний в подзатворной плазме.
3. В полевом нанометровом транзисторе GaAs/AlGaAs в области насыщения ВАХ возможно развитие ганновской неустойчивости, сопровождающиеся узкополосным терагерцовым излучением.
4. В квантовых каскадных структурах в области отрицательной дифференциальной проводимости возможно возникновение усиления спонтанного излучения на межуровневых переходах, связанного с резонансной накачкой уровней в ямах.

Диссертационная работа выполнена в Институте физики микроструктур Российской академии наук.

Основные результаты диссертации докладывались на 12 - 15 Международных симпозиумах «Наноструктуры: физика и технология» (2004 – 2006, Санкт-Петербург; 2007, Новосибирск), Всероссийском совещании «Нанофотоника» (2004, Нижний Новгород), 6 - 8 Российских конференциях по физике полупроводников (2003, Санкт-Петербург; 2005, Звенигород; 2007, Екатеринбург), 6-ой Международной конференции по оптоэлектронным материалам среднего ИК диапазона (2004, Санкт-Петербург), 12-м Международном симпозиуме по сверхбыстрым явлениям в полупроводниках (2004, Вильнюс, Литва), 12-й Международной конференции по узкозонным полупроводникам (2005, Тулуза, Франция), Международной конференции по когерентному контролю фундаментальных процессов в оптике и рентгеновской оптике (2006, Нижний Новгород), 6-ой Международной научно-технической конференции «Квантовая электроника» (2006, Минск, Беларусь), Всероссийском семинаре по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (2007, Нижний Новгород), Всероссийских симпозиумах «Нанофизика и наноэлектроника» (2005-2007, Нижний Новгород), а также на семинарах ИФМ РАН и ННГУ.

По теме диссертации опубликованы 31 печатная работа, в том числе 6 статей в научных журналах и 25 публикаций в сборниках тезисов докладов и трудов конференций, симпозиумов и совещаний.

Глава 1. Поглощение и испускание терагерцового излучения в полупроводниковых наноструктурах (обзор литературы)

1.1. Генерация электромагнитного излучения среднего и дальнего ИК диапазонов при смешении оптических мод в полупроводниковых инжекционных лазерах на основе InGaAs/GaAs/InGaP

Стандартные диодные гетеролазеры на межзонных переходах в узкощелевых полупроводниках, например на основе солей свинца типа $Pb(S, Se)$ или $Pb_{1-x}Sn_xTe(Se)$, оказываются неэффективными в дальнем ИК диапазоне при длинах волн больших 30 мкм вследствие увеличения роли безызлучательной Оже рекомбинации. Даже в среднем ИК диапазоне создание инверсии в них сопряжено с охлаждением до температур жидкого гелия (4,2 К) или азота (77 К) и большой пороговой плотностью тока от долей до десятков килоампер на квадратный сантиметр соответственно, причем стабильность и надежность оставляют желать лучшего [27].

В настоящее время имеется только два типа апробированных полупроводниковых лазеров, показавших эффективность генерации терагерцового излучения (при криогенных температурах). Оба лазера униполярные и основаны на внутризонных (межподзонных) переходах. Первый — это германиевый лазер р-типа в сильных скрещенных электрическом и магнитном полях [28], обеспечивающих импульсную генерацию в субмиллиметровом диапазоне длин волн (70 - 300 мкм), мощность которой, однако, значительна (до ватт) только при гелиевых температурах. Существует также полупроводниковый лазер, работающий на объемном деформированном р-Ge ($\lambda \sim 100$ мкм) [29]. Характерные размеры кристалла в этих лазерах порядка 1 см, а характерные электрические поля порядка 1 кВ/см. Поэтому для работы таких лазеров необходимо высоковольтное импульсное питание, что, конечно, усложняет работу с ними. Второй — это квантово-каскадный лазер n-типа на таких многоямных или сверхрешеточных гетероструктурах, как $AlInAs/GaInAs/InP$ или $AlGaAs/GaAs$

[30, 31], в котором недавно была достигнута генерация на длинах волн 100 мкм [21], 24 мкм [33] и 16 мкм [34] при температурах меньше 164, 140 и 300 К соответственно. Следует отметить также потенциальные возможности "фонтанного" лазера [34], реализованного пока только в среднем ИК диапазоне, и лазера на переходах в мелких донорных примесях типа P, Bi, Sb в кремнии [35], генерация которого зарегистрирована лишь в нескольких узких линиях в диапазоне 51 - 59 мкм при гелиевой температуре. Однако оптическая накачка внешним лазером делает их весьма неудобными для практических применений.

Среди многочисленных, но нереализованных предложений по созданию инверсии на межподзонных терагерцовых переходах отметим, например, возможность междолинных переходов в сложных квантовых ямах в условиях латерального электронного транспорта [36] и варианты структуры с трехуровневыми квантовыми ямами, нижний уровень которых предполагается опустошать либо за счет межзонных индуцированных переходов благодаря одновременной лазерной генерации в ближнем ИК диапазоне [37], либо за счет резонансных оже-процессов [38]. Достижению инверсии во всех реализованных и нереализованных предложениях мешает, прежде всего, малое, пикосекундное, время жизни возбужденного (верхнего) лазерного уровня, обусловленное безызлучательными переходами, в основном за счет фононов. Другой общей проблемой является сильное ($\propto \lambda^3$) затухание инфракрасного и особенно терагерцового излучения в полупроводниках, связанное с друдевским поглощением на свободных носителях. Друдевское поглощение может привести даже к фактическому запрету лазерной генерации за счет свободных носителей в целом ряде полупроводников на достаточно длинных (субмиллиметровых) волнах, поскольку для преодоления затухания необходим большой коэффициент усиления излучения, требующей повышения концентрации инвертированных носителей, которое, в свою очередь, вновь увеличит затухание.

Альтернативным выходом из этой сложной ситуации является отказ от создания инверсии населенностей близлежащих межзонных и внутризонных уровней и разработка безинверсных схем генерации, в которых дальнее или среднее ИК излучение создавалось бы вследствие квадратичной нелинейности полупроводниковой структуры благодаря выделению разностной частоты

$\omega = \omega_1 - \omega_2$ при нелинейном взаимодействии двух полей с частотами ω_1 , ω_2 ближнего ИК-диапазона [22, 39 - 43]. Замечательно, что даже величина решеточной нелинейной диэлектрической проницаемости второго порядка в GaAs (группа A_3B_5) в ИК диапазоне в шесть раз превосходит таковую в популярном нелинейном кристалле LiNbO₃ (необат лития). В принципе, в структурах с квантовыми ямами, проволоками или точками квадратичная нелинейность может быть сделана еще на 2 - 3 порядка выше за счет резонансного вклада электронов (дырок), если для всех трех параметрически связанных полей обеспечен резонанс с соответствующими межзонными и внутризонными (разрешенными) переходами [39 - 42]. Последнее утверждение экспериментально проверялось при трехволновом смешении внешних полей на многоямных гетероструктурах [44], а недавно подобное резонансное усиление трехволнового смешения было продемонстрировано в двухчастотном квантовом каскадном лазере [45]. Для газов аналогичный результат хорошо известен и тоже предлагался в качестве основы для получения терагерцового излучения при резонансном смешении двух внешних лазерных полей [46]. Очень важным является здесь и предложение использовать в трехволновом процессе внутррезонаторные лазерные поля [22, 39 - 43]. Тем самым не только обеспечивается максимальность величин смешиваемых полей, и исключаются технические проблемы по их вводу и предотвращению межзонного поглощения в полупроводниковой микроструктуре, но и сохраняется компактность (миллиметровые размеры) генератора, его монолитность и возможность интегрирования в различные оптоэлектронные системы. При этом достижение порога терагерцовой генерации формально сводится к достижению порога двухчастотной оптической генерации в ближнем ИК диапазоне, поскольку процесс генерации разностной частоты является беспороговым. Учитывая безынерсную природу последнего и рассчитывая на сравнительно низкий пороговый ток (десятки или сотни ампер на квадратный сантиметр) указанного двухчастотного (оптического) гетеролазера, согласно оценкам можно надеяться на эффективную непрерывную генерацию терагерцового излучения с мощностью от единиц до сотен микроватт при комнатной температуре. К потенциальным преимуществам подобного генератора относятся возможность использования эффективной инжекционной накачки и быстрой, пикосекундной, модуляции терагерцового

излучения за счет модуляции тока (уже опробированной в гетеролазерах [47] и квантовых каскадных лазерах [48]), а также возможность одновременной генерации на нескольких длинах волн и значительная перестройка частоты длинноволнового излучения за счет относительно небольшой перестройки частоты смешиваемых коротковолновых полей (путем изменения тока накачки и температуры лазера или в результате приложения внешних полей). Разумеется, данный подход можно использовать для генерации излучения не только в терагерцовом, но и в среднем ИК диапазоне.

Природа решеточной нелинейной восприимчивости второго порядка полярных полупроводников A_3B_5 – ангармоничность оптических колебаний, поэтому имеется резонанс нелинейной восприимчивости при воздействии двух высокочастотных волн (ближнего ИК диапазона) большой амплитуды и разницей частот, лежащей в окрестности частоты поперечного оптического фонона. Зависимость тензора нелинейной диэлектрической проницаемости второго порядка от частот волн, воздействующих на среду, в полупроводниках A_3B_5 была рассмотрена в работе [49]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ijk}^{(2)}(\omega_1, \omega_2) = & \varepsilon^{(2)} + F_1 \left\{ \frac{1}{D(\omega_1)} + \frac{1}{D(\omega_2)} + \frac{1}{D(\omega_2 - \omega_1)} \right\} + \\ & + F_2 \left\{ \frac{1}{D(\omega_1)D(\omega_2)} + \frac{1}{D(\omega_1)D(\omega_2 - \omega_1)} + \frac{1}{D(\omega_2)D(\omega_2 - \omega_1)} \right\} + \\ & + F_3 \frac{1}{D(\omega_1)D(\omega_2)D(\omega_2 - \omega_1)} \end{aligned} \quad (1.1)$$

где $\varepsilon^{(2)} = 1.7 \times 10^{-8}$ см/В (для GaAs); $D(\omega) = 1 - (\omega/\omega_{TO})^2 + i\omega\Gamma/\omega_{TO}^2$; $F_i = \varepsilon^{(2)}C_i$, $i = 1, 2, 3$; а коэффициенты C_i вычислены в [49]. На рис. 1.1 представлен график этой зависимости от частоты разностной волны ω для GaAs. Из рисунка видно, что зависимость имеет максимум вблизи частоты оптического фонона, а при увеличении частоты выходит на константу $\varepsilon^{(2)}$. В максимуме величина нелинейной восприимчивости в 40 раз больше величины восприимчивости на больших частотах, что может привести к значительному увеличению выходной мощности волны на разностной частоте в окрестности частоты оптического фонона, несмотря на большее поглощение этой волны вблизи фононного пика. Будем в дальнейшем всегда полагать, что полупроводниковая структура, предназначенная для

генерации разностной частоты, выращена на плоскости (001), а боковыми зеркалами (для двух коротковолновых мод) являются грани (110) или (1 $\bar{1}$ 0).

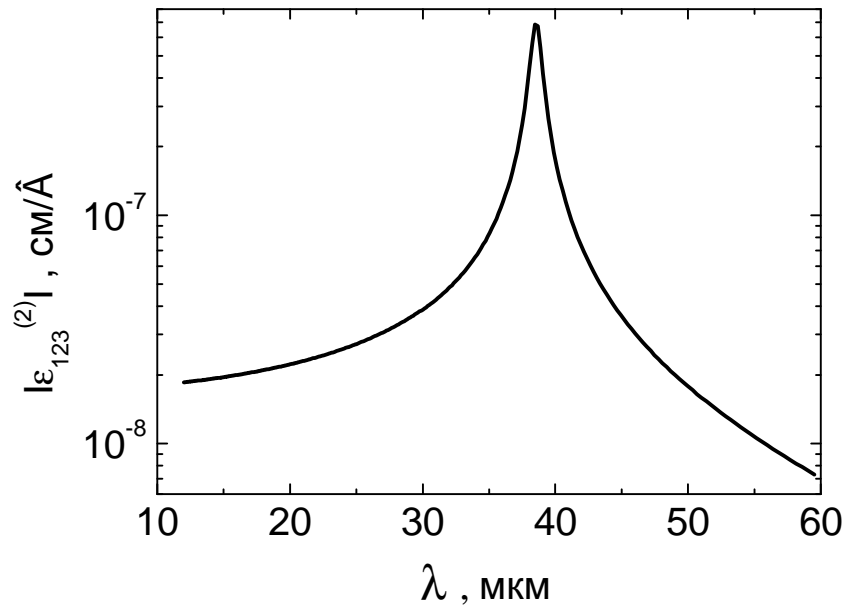


Рис. 1.1. Зависимость модуля компоненты тензора нелинейной восприимчивости $\varepsilon_{123}^{(2)}$ от длины волны для GaAs для разностной моды.

В материалах со структурой цинковой обманки (например, GaAs) тензор нелинейной диэлектрической проницаемости второго порядка имеет только равные и отличные от нуля компоненты с тремя разными индексами $\varepsilon_{xyz}^{(2)}$ (в системе координат, где оси X , Y , Z направлены вдоль кристаллографических направлений [100], [010], [001] соответственно) [50]. Остальные компоненты этого тензора равны нулю. Если коротковолновые моды имеют ТЕ поляризацию (из-за правил отбора для излучательных электронных переходов в лазерной структуре обычно возбуждается ТЕ-мода, так как дипольные переходы из зоны проводимости в зону тяжелых дырок разрешены только для компонент электрического поля, лежащих в плоскости квантовой ямы), то векторы электрического поля в коротковолновых модах в этой системе координат имеют отличные от нуля X -, Y -компоненты: $|E_{jx}| = |E_{jy}| = E_j / \sqrt{2}$. Поэтому вектор электрической индукции, обусловленный нелинейным взаимодействием волн, направлен вдоль оси Z :

$$D_z^{(2)} = 2\varepsilon_{xyz}^{(2)}(E_{1x} + E_{2x})(E_{1y} + E_{2y}) = \varepsilon_{xyz}^{(2)}(E_1 + E_2)^2. \quad (1.2)$$

Следовательно, разностная (также как вторые и суммарная) мода должна иметь ТМ поляризацию. ТЕ поляризация разностной моды возможна, если одна из коротковолновых мод будет иметь ТМ поляризацию.

Кроме решеточной, возможна и электронная нелинейность в полупроводниковых структурах. В качестве простейшей реализации электронной нелинейности в работе [43] рассмотрена ситуация, когда только три уровня размерного квантования непосредственно участвуют в генерации: один уровень тяжелых дырок и два электронных уровня. Очевидно, что аналогичная картина соответствует случаю, когда генерация происходит между одним электронным и двумя дырочными уровнями. В такой схеме необходимо, чтобы все три перехода были разрешены правилами отбора, включая переход $3 - 1$, обычно запрещенный в приближении одинарной прямоугольной бесконечно глубокой квантовой ямы. В реальной симметричной квантовой яме этот переход не запрещен, но дипольный момент этого перехода очень мал по сравнению с остальными переходами. В профилированных квантовых ямах возможно, например, при использовании несимметричных ям с различными высотами барьеров или попарно связанных ям, добиться, чтобы дипольные моменты всех переходов были одного порядка. Отметим, что разностная мода возбуждается независимо от знака разности населенности на межподзональном переходе. Недостатком такой конструкции генератора является резонансный характер нелинейности, что предъявляет очень высокие требования к точности реализации “конструкции” лазерной структуры.

Смягчение необходимых условий получения двух или многочастотной генерации может дать создание двух или нескольких различных, соседствующих *p-i-n* инжекционных областей, которые позволяют осуществлять независимую накачку различных многоямных гетерослоев, обеспечивающих различные частоты генерации в оптическом или ближнем ИК диапазоне [51, 52]. При таком разделении различные области накачки и соответствующие квантовые ямы могут быть оставлены внутри одного и того же оптического (диэлектрического) волновода, но могут быть и разнесены в соседние волноводы, между которыми сохранена сильная оптическая связь. Согласно [51, 52] в случае единого оптического волновода создание двух (или нескольких) смежных областей накачки, соответствующих различным активным слоям, возможно благодаря помещению

очень узкого (десятки нанометров) сильно легированного n^{++}/p^{++} туннельного перехода между соседними областями различных квантовых ям. Генерация разностной моды может происходить с использованием как резонансной электронной, так и объемной решеточной нелинейности. Работоспособность такого туннельного перехода в различных лазерных конструкциях оптического и ближнего ИК диапазона продемонстрирована неоднократно [53 - 55]. Предложенная схема межзонного каскадного лазера снимает проблему конкуренции ям за накачку и позволяет обеспечить генерацию двух (или нескольких) ТЕ мод, близких по частоте, форме и амплитуде.

Для достижения эффективной генерации излучения на разностной частоте необходимо выполнение фазового синхронизма. Условие фазового синхронизма состоит в равенстве фазовых скоростей волны нелинейной поляризации, возникающей при взаимодействии коротковолновых мод в результате решеточной или электронной нелинейности, и разностной моды. По-другому это условие можно записать так: $\Delta k = 0$. Это выражение можно представить в следующем виде:

$$n_d \omega = n_p (\omega_2 - \omega_1) = n_2 \omega_2 - n_1 \omega_1, \quad (1.3)$$

где n_d – эффективный показатель преломления разностной моды на частоте $\omega = \omega_2 - \omega_1$, n_p – эффективный показатель преломления волны нелинейной поляризации на частоте ω , n_j – эффективный показатель преломления высокочастотной моды на частоте ω_j , $j = 1, 2$.

Отметим, что условие фазового синхронизма для разностной частоты дальнего и среднего ИК диапазонов можно выполнить в обычном диэлектрическом волноводе для основных мод на двух частотах видимого или ближнего ИК диапазонов. Этого можно добиться, подбирая частоту видимого или ближнего ИК диапазонов [56, 57].

Действительно, введем такую величину, как длина когерентности (длина, на которой разница фаз между волной нелинейной поляризации и разностной модой становится равной π):

$$L_c = \frac{c\pi}{\omega |n_p - n_d|}, \quad (1.4)$$

где c – скорость света в вакууме. Зависимость длины когерентности для нескольких полупроводников (из работы [57]) от длины волны одной из высокочастотных мод

при фиксированной разностной частоте 2 ТГц представлена на рис. 1.2. Из рисунка видно, что зависимость имеет резонансный вид на определенной длине волны для каждого из полупроводников. При приближении к этой характерной длине волны L_c резко возрастает, что соответствует приближению к условию фазового синхронизма (1.3): $n_p \rightarrow n_d$.

Как отмечалось выше, наиболее перспективным видится использование внутрирезонаторных лазерных полей. Но из всех распространенных полупроводников группы A_3B_5 , обладающих значительной нелинейной проницаемостью второго порядка, только GaAs используется для создания лазеров. Характерная длина волны коротковолновой моды в лазере на основе GaAs при соблюдении условия фазового синхронизма в обычном диэлектрическом волноводе должна находиться в области длин волн больших 1,3 мкм для генерации разностной частоты в области длин волн свыше 40 мкм из-за нормальной дисперсии показателя преломления. В этом случае возможно применение диодных лазеров на квантовых точках с достигнутой к настоящему времени [58] длиной волны до 1,5 мкм, а также квантово-каскадных лазеров, генерирующих излучение в среднем ИК диапазоне. В области длин волн меньших 40 мкм генерация излучения на разностной частоте при использовании для распространения разностной моды обычного диэлектрического волновода вообще невозможна.

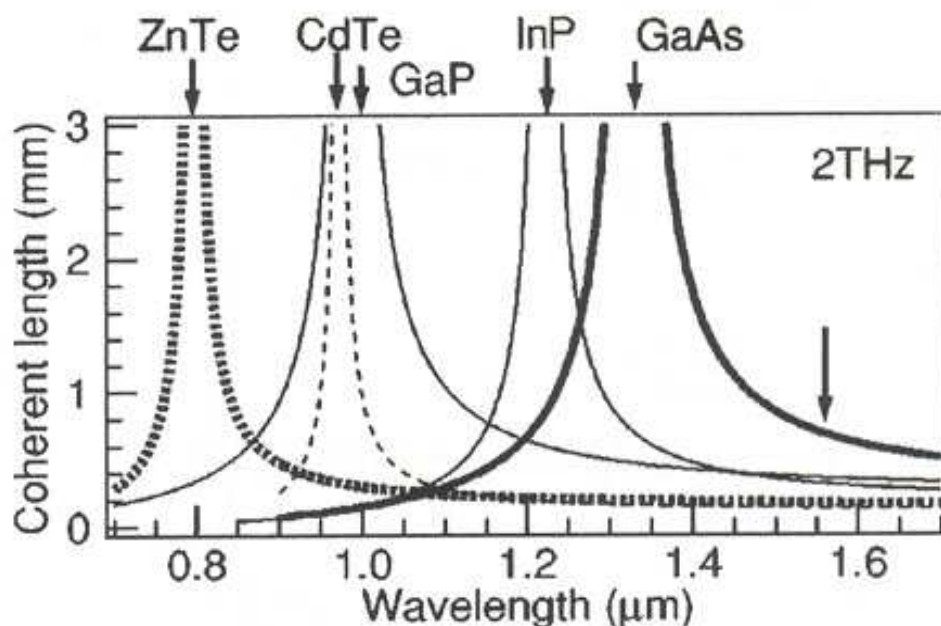


Рис. 1.2. Когерентная длина для разностной моды на 2 ТГц как функция длины волны коротковолновых волн. Рисунок из работы [57].

В работах [22, 59] было показано, что условие фазового синхронизма можно выполнить, если увеличить скорость нелинейной поляризации путем использования для накачки поперечных мод разного порядка. Альтернативным способом достижения эффективной генерации в структурах на основе GaAs является использование лазерных диодов с квантовыми ямами с различными типами волноводов, которые замедляют фазовую скорость (увеличивают эффективный коэффициент преломления) разностной моды для выполнения условия фазового синхронизма при распространении коротковолновых мод в области длин волн 1 мкм. Замедлить разностную моду предлагалось с помощью плазменного волновода [52, 56, 60 – 61, A2] или внедренной в волновод металлической гофрированной структурой [62 – 64]. К преимуществам последних двух способов относятся, во-первых, сравнительная легкость управления фазовой скоростью волны на разностной частоте путем изменения диэлектрической проницаемости с помощью изменения концентрации электронов и дырок (легирования) в первом случае или же путем изменения периода и глубины гофрировки во втором. Также для возбуждения разностной низкочастотной моды предлагается использование двух фундаментальных высокочастотных мод на частотах ω_1 , ω_2 и поэтому интеграл перекрытия высокочастотных мод не мал (высокочастотные моды не ортогональны). В случае плазменного волновода сравнительно легко реализовать ситуацию, когда фазовый синхронизм выполняется для нескольких мод при близких значениях частот. В этом случае зависимость мощности от частоты не слишком резко изменяется. Поэтому не очень большие изменения параметров лазерной структуры приводят к изменению мощности генерации на разностной частоте лишь на порядок, то есть мощность генерации не очень чувствительна к изменениям параметров структуры. Однако, как показали вычисления, схема с плазменным волноводом удовлетворительно работает только для разностной моды в дальнем ИК диапазоне (в области аномальной дисперсии диэлектрической проницаемости полупроводника) и мало пригодна для среднего ИК диапазона. Также, несмотря на то, что для получения нелинейной поляризации используются только фундаментальные коротковолновые моды, достигаемые мощности генерации в распространяющейся волне оказываются на порядок ниже, чем в работе [22]. Это связано со значительным

коэффициентом поглощения свободными носителями при продвижении к дальнему ИК диапазону (в случае схемы с плазменным волноводом) и в металле (в случае схемы с гофрированным волноводом, так как усиливается поле экспоненциально прижато к гофрированной поверхности металла и в основном сосредоточено в металлических резонаторах гофрировки, где образует стоячую волну). В работах [65 – 67] исследуется возможность выполнения условия фазового синхронизма в том случае, когда волна на разностной частоте выводится из волновода с помощью специально нанесенной на его поверхность дифракционной металлической решетки. Эффективная генерация достигается вследствие фазового синхронизма между пространственными гармониками, локализованными около решетки, и волной поляризации на разностной частоте. Фазовые скорости пространственных гармоник определяются периодом решетки. Как показали расчеты, наибольшая мощность получается, когда частота генерируемого излучения попадает в область фононного поглощения материала волновода. В этом случае значительно увеличивается нелинейная восприимчивость полупроводника. Недавно были продемонстрированы лазерные диоды (с шириной волновода 100 мкм), генерирующие в непрерывном режиме с выходной мощностью 16 Вт в области длин волн 1 мкм [68].

Во избежание трудностей создания двухчастотного лазера была предложена конструкция «двухчипового» лазера, состоящего из расположенных на одном теплоотводе в непосредственной близости друг от друга двух одночастотных лазеров с квантовыми ямами с несколько различающимися длинами волн генерации в области 1 мкм, позволяющая заводить заметную часть стимулированного излучения одного из них в волновод другого (рис. 1.3) [A13]. В этом случае один из лазеров (более длинноволновый) используется только для накачки, а второй одновременно является нелинейным элементом. В результате удается «заводить» до половины всей мощности излучения более длинноволнового лазера в волновод другого.

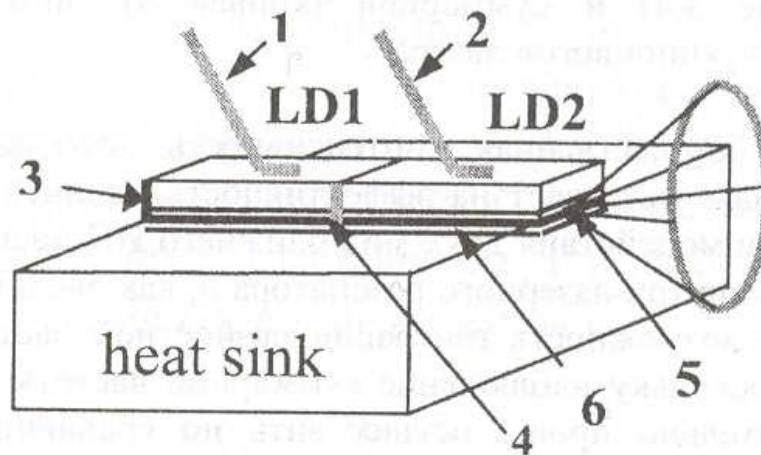


Рис. 1.3. Расположение лазерных чипов относительно друг друга на одном теплоотводе. LD1 – длинноволновый лазер; LD2 – коротковолновый лазер; 1 – верхний контакт со стороны подложки LD1; 2 – верхний контакт со стороны подложки LD2; 3 – отражающая грань LD1; 4 – место соединения просветленной излучающей грани LD1 и отражающей грани LD2 без диэлектрического покрытия; 5 – излучающая грань LD2; 6 – структурные слои. Рисунок из работы [A13].

1.2. Генерация и детектирование электромагнитного излучения в нанометровых полевых транзисторах

1.2.1. Длинноканальный полевой транзистор

В настоящее время более 95% современной микроэлектроники составляют полевые транзисторы (FET), которые используются в качестве элементов интегральных схем, аналоговых и цифровых усилителей, генераторов. Полевые транзисторы являются наиболее распространенными полупроводниковыми приборами современной микроэлектроники. Основные принципы работы полевого транзистора были разработаны Лилиенфельдом [69] и Хейлом [70] в начале 1930-х годов. Шокли и Пирсон [71-73] создали теорию модуляции проводимости в канале полевого транзистора, а Кахнг и Аталла [74] в 1960 году сконструировали первый в мире полевой транзистор на основе структуры металл-оксид-полупроводник (MOS транзистор (МОП – русское название)). MOS полевой транзистор относится к классу униполярных полупроводниковых приборов, ток переносится преимущественно носителями одного знака: электронами в приборе с каналом n -типа и дырками в приборе с каналом p -типа. По способу создания и управления наведенным в канале зарядом различают несколько основных классов полевых транзисторов, к которым относятся: вышеупомянутый MOS полевой транзистор, полевой транзистор с затвором в виде перехода металл - диэлектрик - полупроводник (MIS, МДП), полевой транзистор с затвором в виде p - n - перехода (JFET), полевой транзистор с затвором в виде перехода металл-полупроводник, т.е. с затвором, образованным контактом Шоттки (MESFET).

Схематичное изображение полевого транзистора с каналом n -типа приведено на рис.1.4а. На подложке из p -кремния создается тонкий слой полупроводника n -типа, выполняющий функцию токопроводящей области (канала). Канал изолирован p - n переходами от подложки и затвора. На концах канала находятся – сильно легированные n^+ - области на расстоянии L друг от друга, благодаря которым формируется омический контакт с металлическими электродами стока и истока.

На рис. 1.4б представлена типичная схема включения полевого транзистора n -типа: исток заземлен, напряжения на всех остальных электродах измеряются

относительно истока. При подключении положительного напряжения U_{ds} между стоком и истоком возникает дрейфовое движение основных носителей заряда (электронов) от истока через канал к стоку. Появится ток стока I_{ds} , который будет максимальным при полностью открытом канале, то есть при $U_{gs} = 0$. При подаче отрицательного напряжения на затвор запирающий слой расширяется, канал сужается, увеличивается его сопротивление, уменьшается ток стока I_{ds} . При некоторой пороговой величине напряжения на затворе U_{th} происходит перекрытие канала, ток между истоком и стоком прекращается, т.о., проводимость канала может модулироваться за счет изменения затворного напряжения. Отрицательное напряжение на затворе, при котором независимо от напряжения на стоке произойдет перекрытие канала, называется напряжением отсечки тока стока ($U_{th} < 0$). Величина порогового напряжения U_{th} зависит от геометрии прибора, температуры, материала подложки и т.д. В дальнейшем, мы будем рассматривать полевой транзистор, работающий в надпороговом режиме, т.е. при $U_{gs} > U_{th}$.

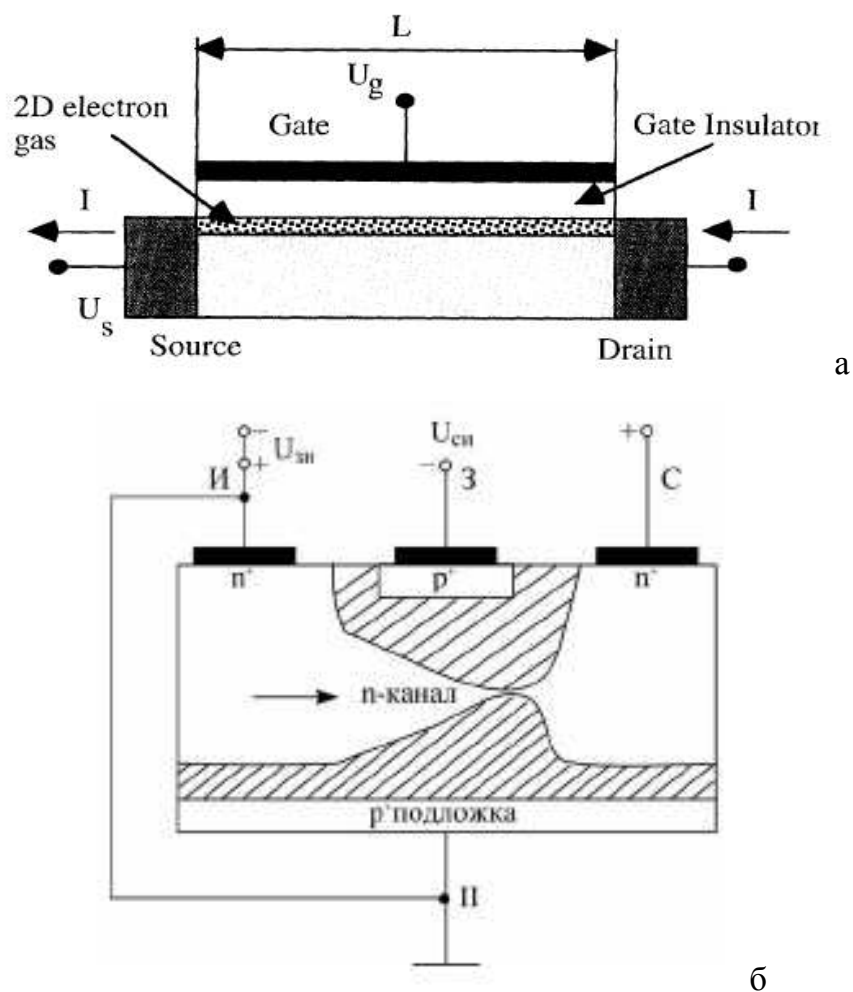


Рис. 1.4 Типичная структура (а) и схема включения (б) полевого транзистора n -типа (по Кахнгу и Аталлу [74])

Пусть имеется фиксированное отрицательное напряжение, приложенное между затвором и истоком. С увеличением напряжения смещения исток-сток происходит перекрытие инверсионного канала транзистора (на стоке), когда напряжение затвор-сток становится равно U_{th} . При дальнейшем увеличении напряжения смещения исток-сток протекающий через транзистор ток не меняется. Это не приводит к полному перекрытию канала, так как в отсутствие тока через канал исчезает и перекрывающее напряжение. Поэтому с увеличением напряжения исток-сток происходит отсечка не тока, а его приращений, т. е. наступает насыщение тока. Дифференциальная проводимость канала становится равной нулю. Этот режим работы транзистора называется режимом перекрытия канала или отсечки (pinch-off).

Следует отметить, что в общем случае на модуляцию проводимости канала влияет также приложенное к подложке (рис.1.4б) напряжение смещения U_{bs} . Для простоты, мы будем предполагать в дальнейшем, что подложка заземлена, т.е. $U_{bs} = 0$.

1.2.2. Теория токовой неустойчивости Дьяконова-Шура в канале полевого транзистора

1.2.2.1. Двумерная электронная жидкость как аналог “мелкой воды” в гидродинамике. Стационарное состояние 2D-жидкости в канале полевого транзистора.

Дьяконовым и Шуром в своей пионерской работе [19] был описан новый механизм генерации плазменных волн в так называемом баллистическом полевом транзисторе (BFET). Баллистический полевой транзистор представляет собой короткоканальный полевой транзистор с высокой подвижностью носителей заряда, максимальная величина которой составляет при низких температурах порядка $10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. В подобном приборе длина свободного пробега электронов из-за столкновений с примесями и (или) фононами λ намного больше длины канала L и длины пробега электронов λ_{ee} из-за межэлектронных столкновений. За время пролета через канал электроны практически не испытывают столкновений с примесями (фононами), в то время как число электрон-электронных столкновений велико. В

этих условиях электронный газ ведет себя подобно жидкости, перемещающейся в канале транзистора в отсутствие трения. Поведение подобной электронной жидкости может быть описано с помощью гидродинамических уравнений мелкой воды, где потенциал между затвором и каналом играет роль уровня воды, плазменные волны соответствуют волнам на поверхности воды.

В области криогенных температур длина свободного пробега $\lambda \approx 1\text{мкм}$, в то время как значение длины пробега λ_{ee} зависит от соотношения между энергией Ферми E_f , тепловой энергией kT и боровской энергией $E_B = m/m_0 \left(Ry/\epsilon_s^2 \right)$, где ϵ_s - диэлектрическая проницаемость полупроводника, m - эффективная масса электрона. В случае, когда все величины энергий одного порядка, электронный газ является сильно неидеальным, причем λ_{ee} порядка межэлектронного расстояния $n_s^{-1/2} = 100\text{А}$. Таким образом, типичный короткоканальный полевой транзистор с длиной канала $L = 0.1\text{мкм}$ удовлетворяет условию баллистичности $\lambda > L > \lambda_{ee}$.

В электронной жидкости, имеющей скорость потока носителей v_0 , плазменные волны распространяются со скоростями $(1 \pm M)s$, по течению и против течения соответственно. Здесь число $M = v_0/s$ соответствует числу Маха в гидродинамике, s - скорость распространения плазменных волн.

Дисперсионное соотношение для поверхностных плазменных волн в случае, когда толщина слоя диэлектрика между каналом и затвором d мала по сравнению с длиной волны плазменных волн $kd \ll 1$, дается следующим соотношением [75-76]:

$$\omega_p^2 = \frac{n_s e^2}{m \epsilon_0} k^2 d, \quad (1.5)$$

где ω_p - частота плазменных колебаний, n_s - концентрация электронов в канале транзистора, ϵ_0 - величина диэлектрической проницаемости диэлектрического слоя, e - заряд электрона, m - эффективная масса электрона, k - волновой вектор. Таким образом, закон дисперсии имеет линейный вид:

$$\omega_p = sk, \quad s = \sqrt{\frac{n_s e^2 d}{m \epsilon_0}}, \quad (1.6)$$

где s - скорость распространения плазменных волн.

Концентрация электронов n_s в канале полевого транзистора в первом приближении описывается простой формулой плоского конденсатора:

$$n_s = CU/e \quad (1.7)$$

где C – емкость между затвором и каналом на единицу поверхности, $U = U_{gs} - I_{ds}R_s - U_{th}$ – разность между напряжением на затворе U_{gs} , напряжением, падающем на контактном сопротивлении R_s , (I_{ds} – постоянный ток в канале транзистора) и напряжением отсечки U_{th} . Тогда скорость плазменных волн будет равна:

$$s = \sqrt{\frac{e}{m}(U_{gs} - I_{ds}R_s - U_{th})} \quad (1.8)$$

Формула (1.7) представляет собой приближение, которое справедливо, только в том случае, когда характерный масштаб вариации потенциала между затвором и каналом много больше, чем толщина канала [77]. Данное приближение плавного канала, рассмотренное Шокли [71, 72, 78], предполагает, что заряд, наведенный в канале, вызван изменением потенциала лишь в поперечном инверсионному слою направлении, т.е. поперечная компонента электрического поля E_y намного больше продольной составляющей, т.е. $E_y \gg E_x$. Как было показано Шокли, в надпороговом режиме работы транзистора локальная поверхностная концентрация n_s наведенных в канале носителей прямо пропорциональна локальному напряжению между затвором и каналом.

В стационарном состоянии скорость потока v_0 постоянна вдоль канала транзистора. Как было показано в работе [19], при несимметричных граничных условиях с фиксированным напряжением на истоке и током, поддерживаемым постоянным на стоковом конце стационарное состояние является неустойчивым, что приводит к генерации плазменных волн. Плазменные волны в двумерной системе близки по своей структуре к звуковым волнам в газах. Поэтому подобно резонаторам для музыкальных инструментов, могут быть спроектированы резонансные системы для плазменных волн. Эти волны могут возбуждаться возмущениями тока, как звуковые волны возбуждаются колебаниями воздуха. Вследствие большой скорости плазменных волн и малых размеров полевого

транзистора, частота плазменных колебаний находится в терагерцовом диапазоне. Плазменным волнам сопутствует колебание дипольного момента, созданного зарядами в канале и противоположными зарядами на затворе. Эти колебания могут стать причиной излучения электромагнитных волн терагерцового диапазона.

Поскольку возбуждение плазменных колебаний носит резонансный характер, а частота генерации зависит лишь от величины напряжения затвор-исток U_{gs} , на основе баллистического транзистора было предложено создание перестраиваемых резонансных генератора и детектора излучения, смесителя и умножителя частоты. Как показывают расчеты, чувствительность детектора, построенного на основе баллистического транзистора, в несколько тысяч раз больше всех используемых в настоящее время устройств. В настоящее время имеется серия успешных экспериментов [23, 79 - 89] по детектированию инфракрасного излучения с помощью баллистического транзистора, работающего в режиме детектора.

1.2.2.2. Механизм генерации электромагнитного излучения в полевом транзисторе в теории Дьяконова-Шура.

В работе [19] было показано, что электронная жидкость в канале баллистического транзистора описывается следующими выражениями, аналогичными гидродинамическим уравнениям мелкой воды:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{e}{m} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{v}{\tau} = 0 \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(Uv)}{\partial x} = 0 \quad (1.10)$$

где $v(x, t)$ - локальная скорость электронов, $\frac{\partial U}{\partial x}$ - продольное электрическое поле в канале, m - эффективная масса электрона, τ - время релаксации носителей из-за столкновений с фононами и (или) примесями.

Уравнение (1.9) совпадает с уравнением Эйлера для мелкой воды, где напряжение U соответствует величине уровня мелкой воды. Следует отметить, что уравнение (1.9) содержит слагаемое v/τ , учитывающее релаксацию импульса электронов и которое не имеет прямого аналога в классической гидродинамике. В уравнении непрерывности (1.10) мы уже учли соотношение (1.7) между концентрацией носителей заряда в подзатворной области с напряжением на затворе

для приближения плавного канала Шокли $n_s = CU/e$, где $U = U_{gs}(x) - U_{th}$. Падение напряжения на контактном сопротивлении при протекании в канале постоянного тока в данной теоретической модели не учитывается, данное расхождение будет учтено при анализе результатов эксперимента.

Как было продемонстрировано в работе [19], при несимметричных граничных условиях с фиксированным напряжением на истоке и током, поддерживаемым постоянным на стоковом конце стационарное состояние в канале транзистора, характеризуемое постоянным вдоль канала потенциалом U_0 и скоростью v_0 , является неустойчивым, что приводит к генерации плазменных волн. Плазменная неустойчивость в работе [19] была рассмотрена в отсутствие рассеяния носителей на примесях и (или) фононах.

Линеаризуя уравнения (1.9) и (1.10) (без слагаемого v/τ , учитывающего релаксацию импульса электронов): $v = v_0 + v_1 \exp(-i\omega t)$, $U = U_0 + U_1 \exp(-i\omega t)$ и используя граничные условия $U_1(0) = 0$ и $\Delta j(L) = 0$, т.е. $U_0 v_1(L) + v_0 U_1(L) = 0$, можно получить выражение для реальной и мнимой частей $\omega = \omega' + i\omega''$:

$$\omega' = \frac{|s^2 - v_0^2|}{2Ls} \pi n, \quad (1.11)$$

$$\omega'' = \frac{s^2 - v_0^2}{2Ls} \ln \left| \frac{s + v_0}{s - v_0} \right|, \quad (1.12)$$

где n – нечетное целое число в случае $|v_0| < s$ и четное целое число в случае $|v_0| > s$.

На рис. 1.5 представлена зависимость безразмерного инкремента неустойчивости от числа Маха при отсутствии трения ($\gamma=0$) в диапазоне чисел Маха $0 < M < 1$.

Проведем качественное обсуждение механизма плазменной неустойчивости в отсутствие трения. Ее причина станет более ясной, если рассмотреть отражение волны от границ канала транзистора. Решение линеаризованных уравнения непрерывности и уравнения движения показывает, что отражение волны возмущения напряжения от границы $x=0$ (где фиксировано напряжение) не меняет ее амплитуды, в то время как при $x=L$ (где фиксирован ток) отношение амплитуд отраженной и падающей волн равно $\frac{(s+v_0)}{(s-v_0)}$. Следовательно, отражение от

границы с фиксированным током приводит к усилению волны при $v_0 < s$. Волна возмущения распространяется вдоль канала от истока к стоку и обратно в течении времени $\tau = L/s + v_0 + L/s - v_0$. За время t амплитуда волны увеличится в $\left[\frac{(s+v_0)}{(s-v_0)} \right]^{t/\tau}$ раз, t/τ - число круговых проходов, которые сделает волна за время t . Приравнивая $\left[\frac{(s+v_0)}{(s-v_0)} \right]^{t/\tau}$ к $\exp(\omega''t)$, мы получим (1.12). Таким образом, генерация излучения происходит вследствие усиления плазменной волны при ее отражении на стоке транзистора, где фиксирован ток. Канал транзистора представляет собой резонатор, резонансные частоты и инкремент неустойчивости которых даются выражением (1.12). Плазменным волнам сопутствует колебание дипольного момента, созданного зарядами в канале и противоположными зарядами на затворе. Эти колебания могут стать причиной излучения электромагнитных волн терагерцового диапазона.

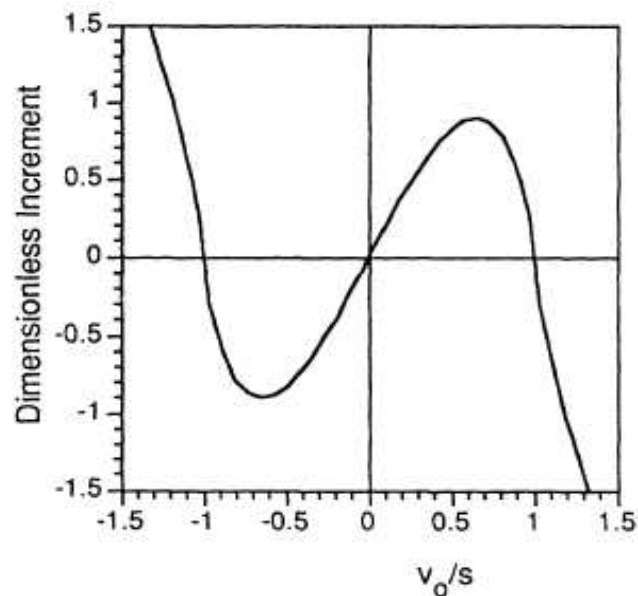


Рис. 1.5. Безразмерный инкремент неустойчивости $2\omega''L/s$ как функция числа Маха $M = v_0/s$. Стационарный ток электронов неустойчив, когда $0 < v_0 < s$ и $v_0 < -s$.

Следует подчеркнуть, что как основная так и кратные ей гармоники имеют одинаковый инкремент. Частота генерации $\omega \sim s/L \cong 10^{12}$ Гц намного превышает частоту отсечки ($\sim 10^9$ Гц) транзистора. Это связано с тем, что скорость распространения

плазменных колебаний в 2D электронной жидкости намного выше дрейфовой скорости носителей.

1.2.2.3. Неустойчивость стационарного состояния 2D-жидкости при наличии рассеяния носителей.

В своей пионерской работе Дьяконов и Шур [19] рассмотрели неустойчивость в случае идеального прибора в отсутствие рассеяния носителей на примесях и (или) фононах. В реальном приборе рассеяние всегда присутствует. В работе [90] было исследовано влияние рассеяния носителей на неустойчивость. Величина рассеяния характеризуется безразмерным параметром $\gamma = L/s\tau$ [92, 93], где τ - время релаксации импульса.

В стационарном состоянии 2D электронной жидкости с учетом рассеяния число Маха M увеличивается вдоль канала, начиная с некоторого начального значения M_s на истоке до некоторого стокового значения $M_d=M(L)$. Скорость потока носителей растет от истока к стоку канала, в то время как потенциал падает. Как было показано в работе [90], для заданной эффективности рассеяния при увеличении пропускаемого тока наступает момент, когда скорость носителей на стоке (где она наибольшая) становится равной скорости распространения плазменных колебаний, т.е. $M=1$. Ток транзистора насыщается. Данный эффект, называемый “chocking” и имеющий аналог в гидродинамике, наряду с другим механизмом, где насыщение тока транзистора происходит благодаря эффекту насыщения дрейфовой скорости носителей, дает новый механизм насыщения тока в ВАХ полевого транзистора.

Рассмотрим теперь механизм, вызванный наличием «трения» и приводящий к дополнительному подавлению неустойчивости. Роль этого механизма в случае малых токов $M \ll 1$ обсуждалась в работе [19, 93]. Как было показано, в этом случае малая величина «трения» ($\gamma \ll 1$) приводит к дополнительному слагаемому $-\frac{1}{2\tau_p}$ в выражении для инкремента неустойчивости ω'' для всех мод плазменных колебаний. С другой стороны, очевидно, что неустойчивость полностью подавлена в противоположном случае, когда рассеяние достаточно сильно, т.е. когда $\gamma \geq 1$. Поэтому для данного числа Маха должно существовать некоторое критическое

значение параметра трения γ_{cr} такое что при $\gamma > \gamma_{cr}$ стационарное состояние устойчиво.

В случае наличия «трения» можно также получить выражение для инкремента неустойчивости (для произвольных значений величины тока и времени рассеяния носителей), определяющееся значениями чисел Маха на истоке M_s и стоке M_d :

$$\omega' = \frac{3}{4} \frac{M_s M_d}{M_d - M_s} \pi n, \quad (1.13)$$

$$\omega'' = -\frac{1}{2} + \frac{3}{4} \frac{M_s M_d}{M_d - M_s} \ln \left| \frac{1 + M_s}{1 - M_s} \right|, \quad (1.14)$$

Данные выражения получены при тех же граничных условиях в приближении высоких мод, т.е. при условии $n \gg 1$. Используя выражение (1.14) и связь между значениями чисел Маха на истоке и стоке, легко можно найти (рис. 1.6) зависимость инкремента неустойчивости ω'' от M_s при различных величинах параметра трения γ . Неустойчивость ($\omega'' > 0$) существует в некотором диапазоне токов, поскольку ток транзистора прямо пропорционален числу Маха на истоке: $j = C m_s^3 M_s / e$. Как видно из рис. 1.6, «трение» приводит к сужению области неустойчивости. Неустойчивость полностью исчезает, когда $\gamma \geq 0.54$. Значения инкремента неустойчивости в случае, когда транзистор находится в режиме насыщения ($M_d \rightarrow 1$, “chocking” эффект), лежат на кривой А-В.

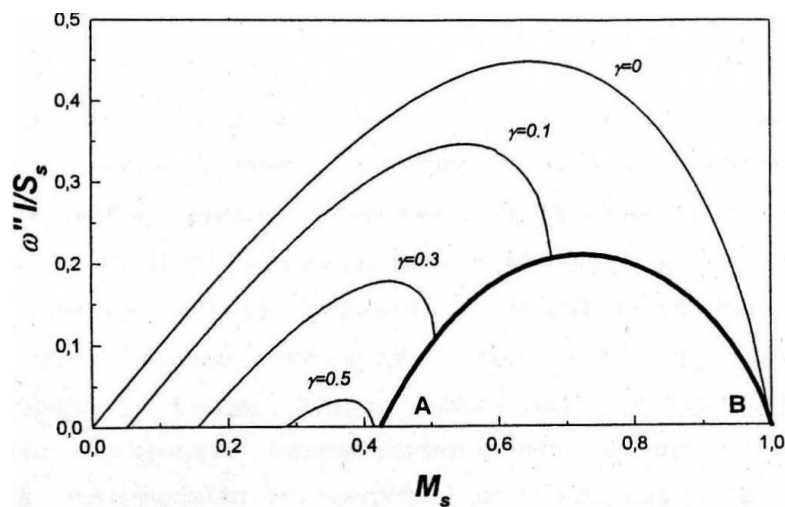


Рис. 1.6. Безразмерный инкремент неустойчивости $2\omega''L/s_s$ как функция числа Маха M_s для различных значений параметра «трения» γ . Жирная линия А-В соответствует инкременту неустойчивости в режиме насыщения транзистора.

Область неустойчивости может быть также представлена в виде области на вольтамперной характеристике транзистора [92] (рис. 1.7). Здесь используются безразмерные единицы плотности тока и разности напряжения сток-исток [94]: $j_0 = Cm(L/\tau)^3/e$, $U_0 = m(L/\tau)^2/e$. На рис. 1.7 пороговая кривая для тока транзистора в виде $j_{cr}(U_{sd})$ изображена жирной линией. Точечная линия соответствует соотношению между током и падением напряжения исток-сток в режиме насыщения транзистора (“chocking” эффект). Инкремент неустойчивости положителен вдоль точечной линии А-В (кривая А-В на рис. 1.7). Область неустойчивости ограничена этими двумя кривыми, пересекающимися в точке А. Отрезки стационарной вольт-амперной характеристики, лежащие внутри данной области (пунктирные линии на рис. 1.7), соответствуют неустойчивым состояниям. При $\gamma \geq 0.54$ вольт-амперные характеристики соответствуют устойчивым состояниям.

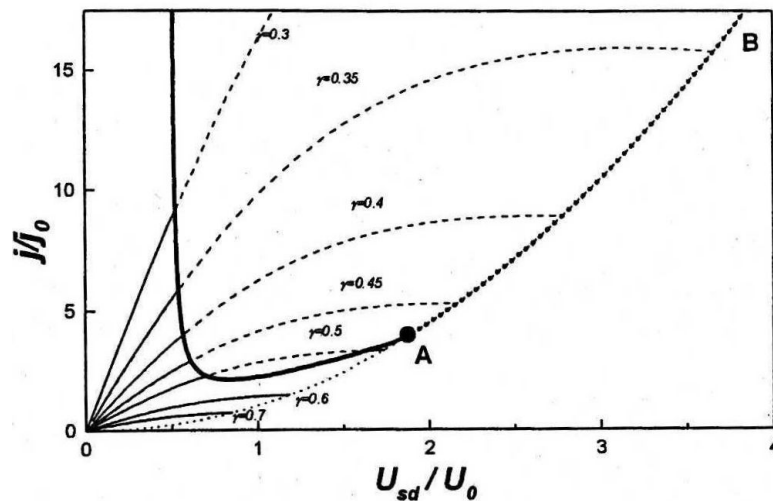


Рис. 1.7. Область неустойчивости на ВАХ транзистора ($j_0 = Cm(L/\tau)^3/e$, $U_0 = m(L/\tau)^2/e$). Жирная линия определяет порог неустойчивости. Пунктирная линия соответствует режиму насыщения транзистора (“chocking” эффект).

1.2.3. Модель резонансного детектирования электромагнитного излучения в полевом транзисторе

Поскольку геометрические размеры исследуемого транзистора много меньше длины волны детектируемого терагерцового излучения, конструкция приемника должна содержать антенну. В работе [95] были проанализированы две эквивалентные схемы включения полевого транзистора (рис. 1.8).

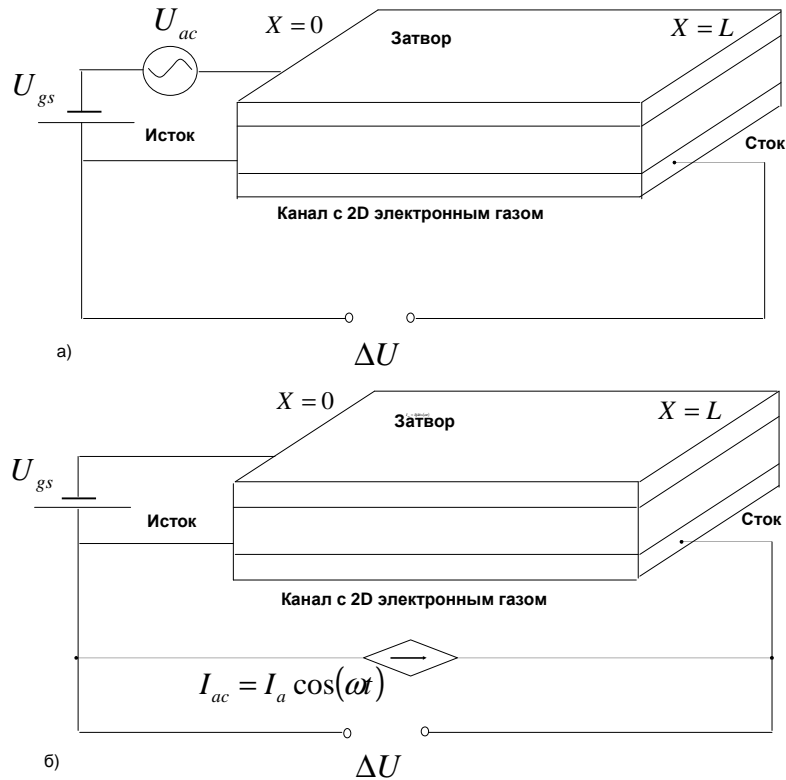


Рис 1.8. Эквивалентная схема включения детектора с источником переменного напряжения (а) и источником тока (б).

Рис. 1.8а показывает эквивалентную схему, когда антенна подсоединена к истоку и затвору, а рис. 1.8б – когда антенна подсоединена к истоку и стоку. В обоих случаях управление транзистором осуществляется постоянным напряжением U_{gs} между затвором и истоком, которое определяет скорость плазменных волн $s = \left(\frac{eU}{m} \right)^{1/2}$, где $U = U_{gs} - I_{ds}R_s - U_{th}$.

Полевой транзистор служит резонатором для плазменных волн, возникающих в канале, которые могут существовать только при дискретном наборе частот. Для ассиметричных граничных условий на истоке и стоке (смотри ниже) выражение для частоты плазменных колебаний выглядит следующим

образом $\omega_0 = \pi s / 2L$, где L - длина канала. Переменное напряжение (или ток в зависимости от схемы) индуцированное электромагнитным излучением, вызывает плазменные колебания, приводящие к возникновению ЭДС между истоком и стоком ΔU , пропорциональной интенсивности падающего излучения.

Вначале рассмотрим работу схемы представленной на рис. 9а, а затем обобщим результаты для эквивалентной схемы на рис. 9б, потому что оба случая по своей структуре одинаковы.

Для эквивалентной схемы детектора на рис. 9а граничные условия выглядят следующим образом:

$$U(0,t) = U_0 + U_a \cos \omega t \quad \text{для } x = 0, \quad (1.15)$$

$$j(L,t) = 0 \quad \text{для } x = L, \quad (1.16)$$

где $U_{ac} = U_a \cos \omega t$ - переменное напряжение, индуцированное между истоком и затвором внешним электромагнитным излучением, и $j = CUv$ ток на единицу ширины канала.

В работе [95] уравнения (1.9) и (1.10) решались путем разложения отклика на гармоники. Окончательный ответ может быть представлен в виде, зависящим от постоянной составляющей напряжения между истоком и затвором и амплитуды переменной составляющей, обусловленной электромагнитным излучением:

$$\frac{\Delta U}{U_0} = \frac{1}{4} \left(\frac{U_a}{U_0} \right)^2 f(\omega), \quad \text{где} \quad (1.17)$$

$$f(\omega) = 1 + \beta - \frac{1 + \beta \cos(2k'_0 L)}{\sinh^2(k''_0 L) + \cos^2(k'_0 L)}, \quad \text{здесь} \quad (1.18)$$

$$\beta = \frac{2\omega\tau}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \quad (1.19)$$

и k'_0 и k''_0 реальная и мнимая части k_0 , полученные из (1.21)

$$k'_0 = \frac{\omega}{s} \left(\frac{(1 + \omega^{-2}\tau^{-2})^{1/2} + 1}{2} \right)^{1/2} \quad (1.20)$$

$$k''_0 = \frac{\omega}{s} \left(\frac{(1 + \omega^{-2}\tau^{-2})^{1/2} - 1}{2} \right)^{1/2}$$

Таким образом, было продемонстрировано, что приложенное переменное напряжение между истоком и затвором индуцирует постоянное напряжение ΔU между истоком и стоком. Отклик ΔU всегда положителен (смотри (1.17)), это означает, что потенциал на истоке меньше, чем на стоке $U(L) > U(0)$.

Формулы (1.17) и (1.18) описывают отклик детектора для всех частот и параметров транзистора. Характер отклика зависит от значений двух параметров: $\omega\tau$ и $s\tau/L$. На рис. 1.9 - 1.11 построены зависимости функции f от параметра $x = s\tau/L$ при фиксированных $\omega\tau$. Рис. 1.9 соответствует нерезонансному детектированию сигнала. Рис. 1.10 демонстрирует явный вид резонансной кривой.

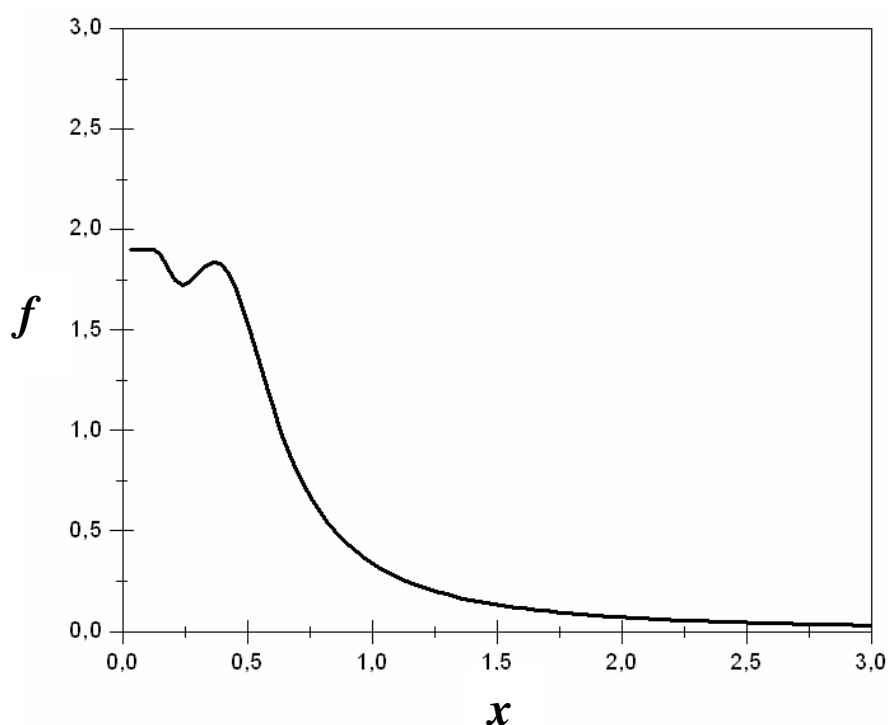


Рис. 1.9. Вид функции $f(x)$ при $\omega\tau = 0.5$. Резонансное детектирование невозможно.

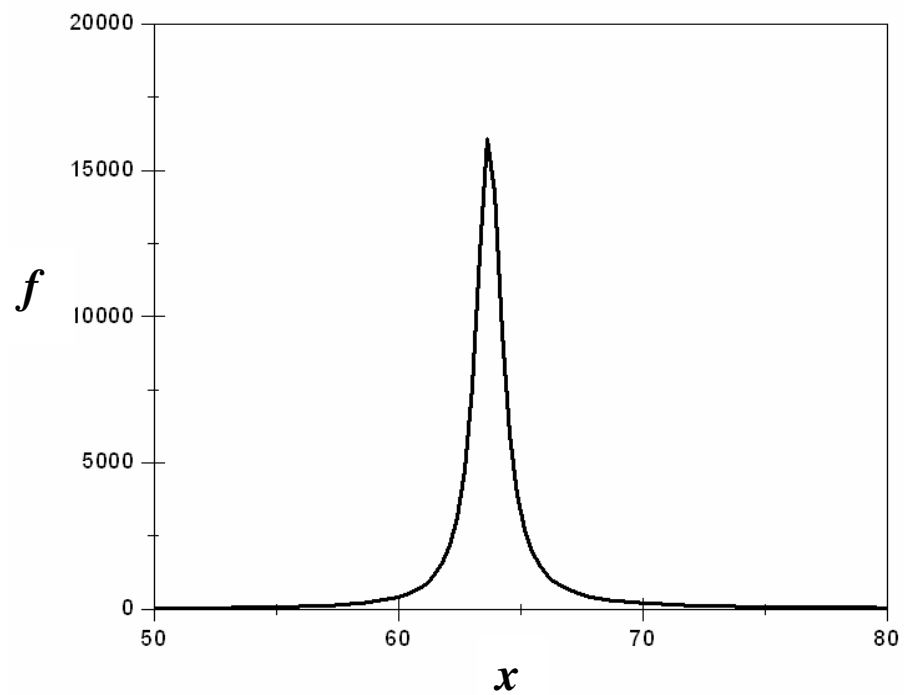


Рис. 1.10. Вид функции $f(x)$ при $\omega\tau = 100$. Резонансное детектирование.

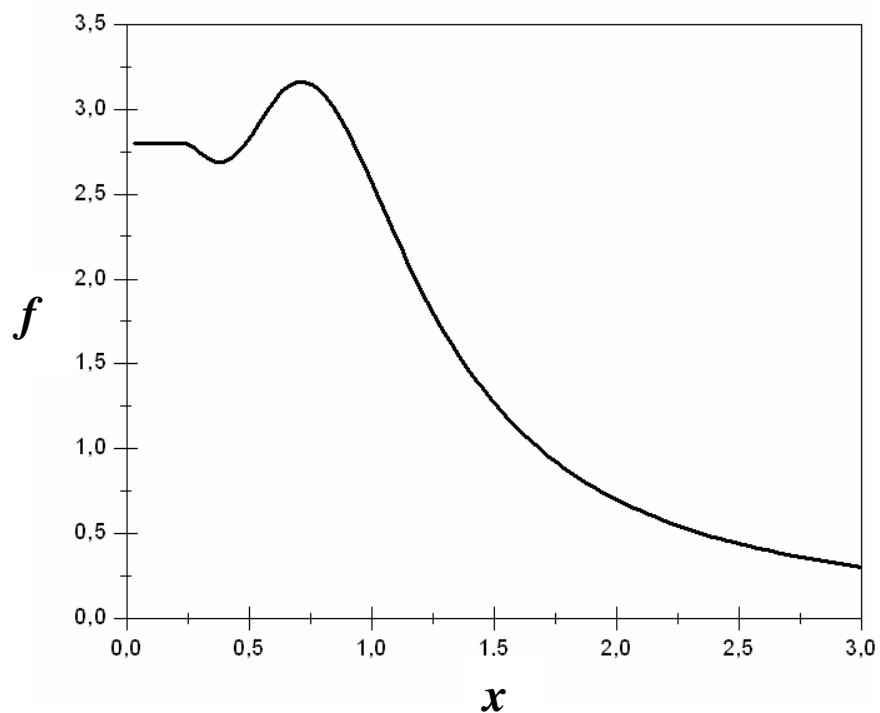


Рис. 1.11. Вид функции $f(x)$ при $\omega\tau = 2$. Резонансное детектирование возможно.

На рис. 1.12 - 1.13 показана зависимость функции f от $\omega\tau$ при фиксированных значениях параметра $s\tau/L$. Как видно из графиков функция f осциллирует, так как кроме основной резонансной плазменной частоты, присутствуют и нечетные высшие гармоники, которые тоже дают свой вклад в отклик.

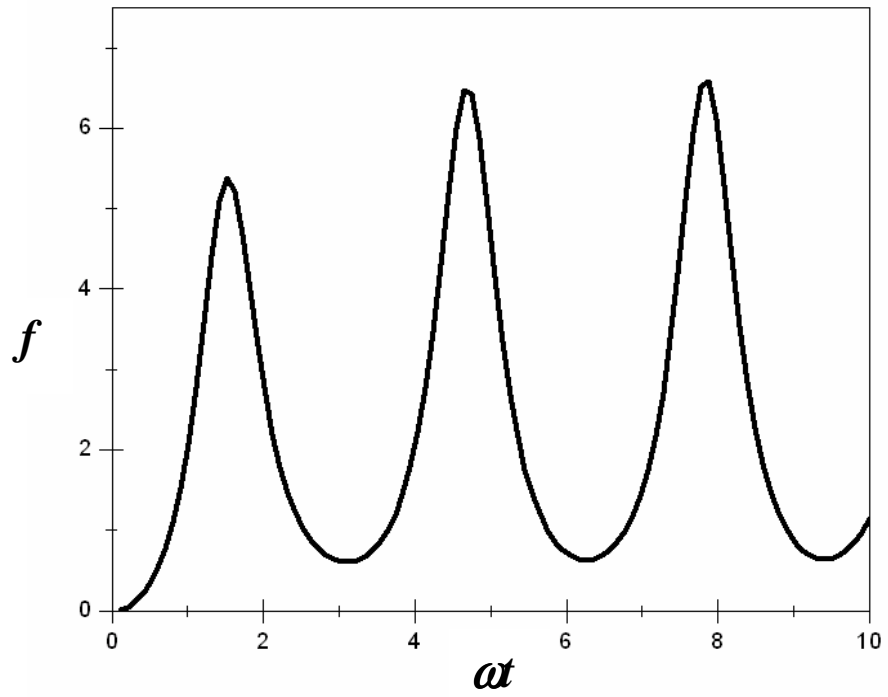


Рис. 1.12. Функция f в зависимости от параметра $\omega\tau$, при $s\tau/L=1$.

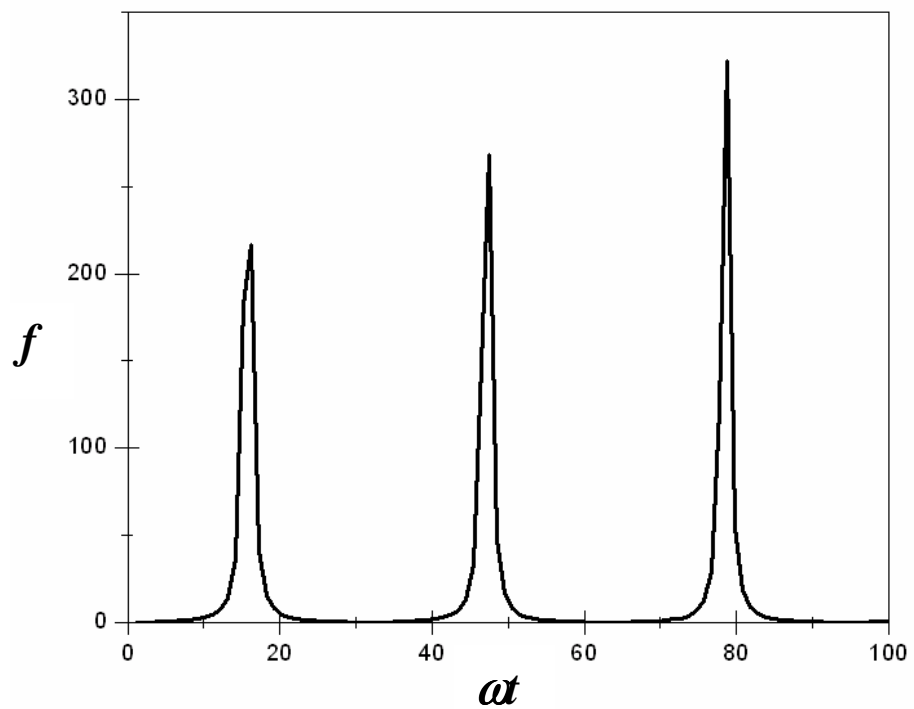


Рис. 1.13. Функция f в зависимости от параметра $\omega\tau$, при $s\tau/L=10$.

Когда $\omega\tau \gg 1$, затухание плазменных осцилляций мало. В этом случае $\beta = 2$, $k'_0 = \omega/s$, $k''_0 = (2s\tau)^{-1}$ и

$$f(\omega) = \frac{3 \sinh^2\left(\frac{L}{2s\tau}\right) + \sin^2\left(\frac{\omega L}{s}\right)}{\sinh^2\left(\frac{L}{2s\tau}\right) + \cos^2\left(\frac{\omega L}{s}\right)} \quad (1.21)$$

Для достаточно короткого образца $s\tau/L \gg 1$, $f(\omega)$ имеет ярко выраженный резонансный пик на основной плазменной частоте:

$$\omega_0 = \frac{\pi s}{2L} \quad (1.22)$$

и на ее высших гармониках (смотри рисунки 1.12-1.13). В этом случае в окрестности резонансных частот, для которых $|\omega - n\omega_0| \ll \omega_0$, где $n = 1, 3, 5, 7, \dots$, из (1.21) имеем:

$$f \cong 4 \left(\frac{s\tau}{L}\right)^2 \frac{1}{4(\omega - n\omega_0)^2 \tau^2 + 1} \quad (1.23)$$

Параметр $s\tau/L$, который определяет добротность плазменного резонатора, может принимать значения от 10 до 100 для полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMT – High Electron Mobility Transistor). Представителями такого класса транзисторов являются исследованные в данной работе транзисторы на основе AlGaAs/GaAs и на основе гетероструктуры GaN/AlGaIn.

Формула (1.23) показывает, что полевой транзистор с двумерной электронной жидкостью может быть использован в качестве резонансного детектора электромагнитного излучения.

Аналогичные вычисления могут быть проделаны для схемы, изображенной на рис. 9б. В этом случае граничные условия запишутся в виде:

$$U(0, t) = U_0 \quad (1.24)$$

$$j(L, t) = \left(\frac{I_a}{W}\right) \cos(\omega t), \quad (1.25)$$

где W – ширина образца, а I_a – амплитуда переменного тока, индуцированного антенной. Повторяя вычисления и рассматривая интересующий нас случай

резонансного детектирования ($\omega\tau \gg 1$, $s\tau/L \gg 1$), получаем результат аналогичный (1.23):

$$\frac{\Delta U}{U_0} \cong \left(\frac{I_a}{I_0}\right)^2 \left(\frac{s\tau}{L}\right)^2 \frac{1}{4(\omega - n\omega_0)^2 \tau^2 + 1} \quad (1.26)$$

где $I_0 = en_s sW$ - характерная величина, имеющая размерность тока.

Как видно из формул (1.23) и (1.24) в обоих случаях чувствительность детектора определяется одними и теми же безразмерными параметрами, и зависимости фотоотклика от этих параметров эквивалентны.

Таким образом, резонансная частота плазменных колебаний в подзатворном 2D электронном газе определяется длиной затвора L и скоростью плазменных волн:

$\omega_0 = \frac{\pi s}{2L}$. Для больших U справедливо следующее простое выражение для резонансной частоты:

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{e}{m} (U_{gs} - I_{ds} R_s - U_{th})} = \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{e}{m} U} \quad (1.27)$$

Резонансная частота максимальна для нулевого напряжения на затворе и уменьшается до нуля по мере приближения U_{gs} к напряжению отсечки U_{th} .

1.2.4. Эффект Ганна

Для усиления и генерации колебаний СВЧ-диапазона может быть использована аномальная зависимость скорости электронов от напряженности электрического поля в некоторых полупроводниковых соединениях, прежде всего в арсениде галлия. Генерацию СВЧ-колебаний в однородных образцах GaAs n -типа при напряженности постоянного электрического поля выше порогового значения впервые наблюдал Дж. Ганн в 1963 г. В 1964 г. Крёмер указал, что основные свойства эффекта Ганна могут быть объяснены на основе механизма междолинного переноса электронов [96].

Для того чтобы при переходе электронов между долинами возникало отрицательное дифференциальное сопротивление, должны выполняться следующие требования:

- средняя тепловая энергия электронов должна быть значительно меньше энергетического зазора между побочной и нижней долинами зоны проводимости, чтобы при отсутствии приложенного внешнего электрического поля большая часть электронов находилась в нижней долине зоны проводимости;
- эффективные массы и подвижности электронов в нижней и верхних долинах должны быть различны. Электроны нижней долины должны иметь высокую подвижность μ_1 , малую эффективную массу m_1 и низкую плотность состояний. В верхних побочных долинах электроны должны иметь низкую подвижность μ_2 , большую эффективную массу m_2 и высокую плотность состояний;
- энергетический зазор между долинами должен быть меньше, чем ширина запрещенной зоны полупроводника, чтобы лавинный пробой не наступал до перехода электронов в верхние долины.

Из изученных и применяемых полупроводниковых материалов перечисленным требованиям наиболее соответствует арсенид галлия *n*-типа.

Рассмотрим междолинный переход электронов в *n*-GaAs. Если напряжённость поля в образце мала, то все электроны находятся в нижней долине зоны проводимости (в центре зоны Бриллюэна). Поскольку средняя тепловая энергия электронов значительно меньше энергетического зазора между дном верхней и нижней долин, они не переходят в верхнюю долину (рис. 1.14).

Электроны нижней долины имеют малую эффективную массу m_1 и высокую подвижность μ_1 . Когда электрическое поле мало, практически все электроны располагаются в нижнем минимуме зоны проводимости. Плотность тока, протекающего через образец, определяется концентрацией электронов в нижней долине n_1 ($n_1 = n_0$, где n_0 - равновесная концентрация электронов в полупроводнике):

$$I = en_1 v_d = en_0 \mu_1 E \quad (1.28)$$

С ростом электрического поля возрастает скорость дрейфа электронов. На длине свободного пробега λ электроны приобретают энергию $eE\lambda$, отдавая при столкновениях с фононами кристаллической решётки меньшую энергию. Когда напряжённость поля достигает порогового значения E_{II} , появляются электроны, способные переходить в верхнюю долину зоны проводимости.

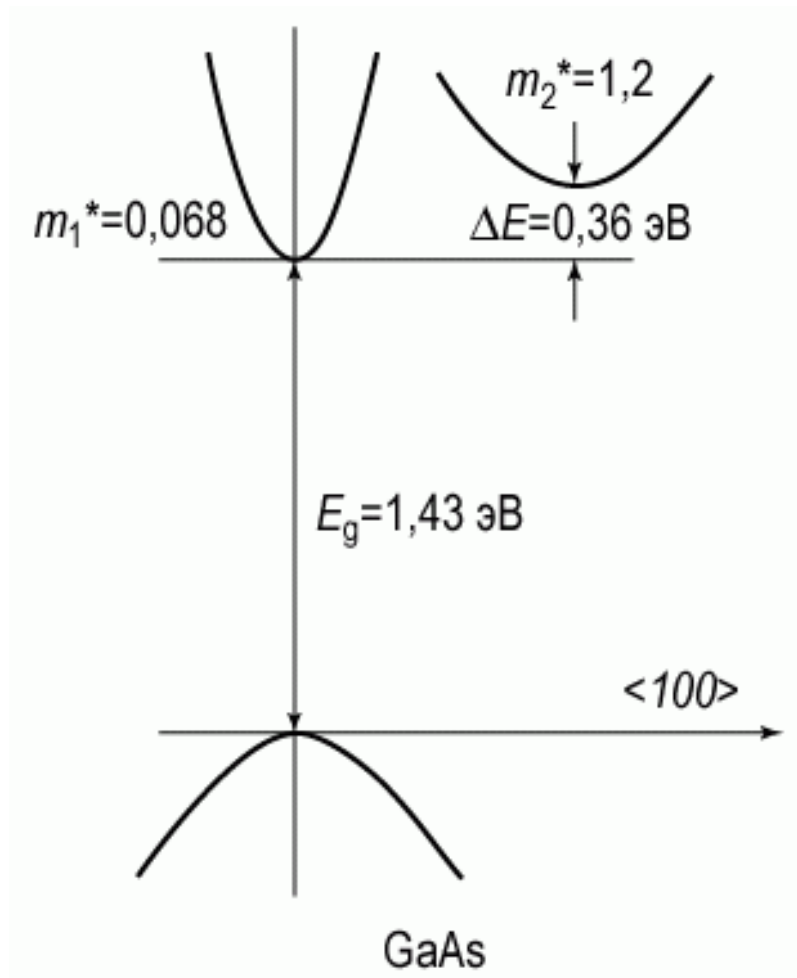


Рис. 1.14. Схематическая диаграмма, показывающая энергию электрона в зависимости от волнового числа в области минимумов зоны проводимости *n*-GaAs.

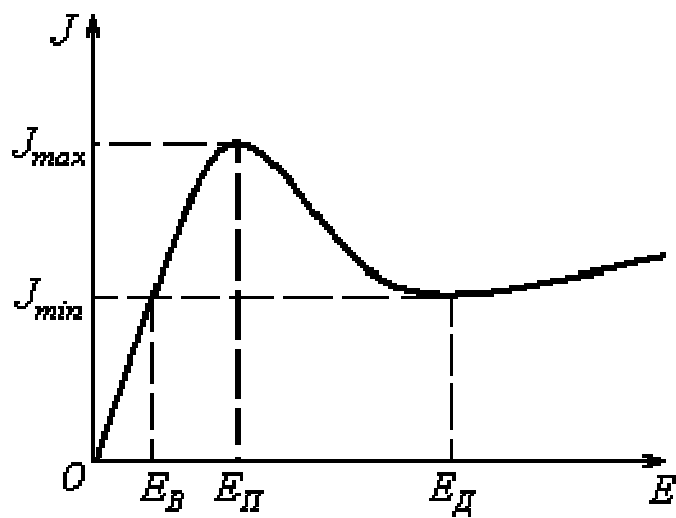


Рис. 1.15. N-образная вольт-амперная характеристика: *E* - электрическое поле, создаваемое приложенной разностью потенциалов; *J* - плотность тока.

Дальнейшее увеличение поля приводит к росту концентрации электронов в верхней долине. Переход из нижней долины в верхнюю сопровождается значительным ростом эффективной массы и уменьшением подвижности, что ведёт к уменьшению скорости дрейфа. При этом на вольт-амперной характеристике образца появляется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) (рис. 1.15).

Для возникновения отрицательного дифференциального сопротивления необходим одновременный переход большинства электронов из центральной долины в боковую при пороговой напряженности электрического поля (рис. 1.16). Но получить статическую ВАХ, соответствующую сплошной кривой, не удастся, так как в кристалле или около невыпрямляющих контактов всегда есть неоднородности, в результате чего возникают локальные напряженности электрического поля, превышающие среднюю напряженность. Превращение в этих местах "легких" электронов в "тяжелые" еще больше увеличивает неоднородность электрического поля. Поэтому практически не получается одновременного перехода большинства электронов в кристалле из центральной долины в боковую и статическая ВАХ остается без участка с ОДС.

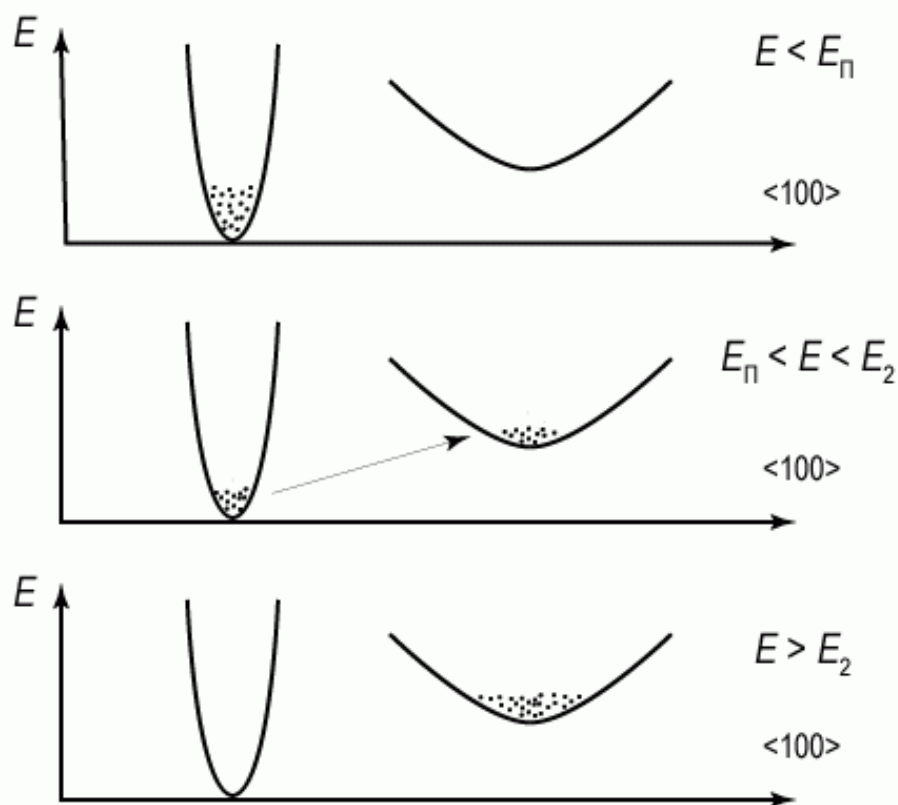


Рис. 1.16. Распределение электронов при различных значениях напряженности поля.

Флюктуация объемного заряда в этом случае приводит к нарастанию объемного заряда по закону:

$$q = q(0)e^{|t/\tau_d|}, \quad (1.29)$$

где $\tau_d = 3\varepsilon/[en_0\mu_{diff}(E_0)]$ – дифференциальное время диэлектрической релаксации; n_0 – концентрация электронов в исходном n -GaAs. В однородном образце, к которому приложено постоянное напряжение $U_0 = E_0l > E_{пор}l$, локальное повышение концентрации электронов приводит к появлению отрицательно заряженного слоя (рис. 1.17), перемещающегося вдоль образца от катода к аноду.

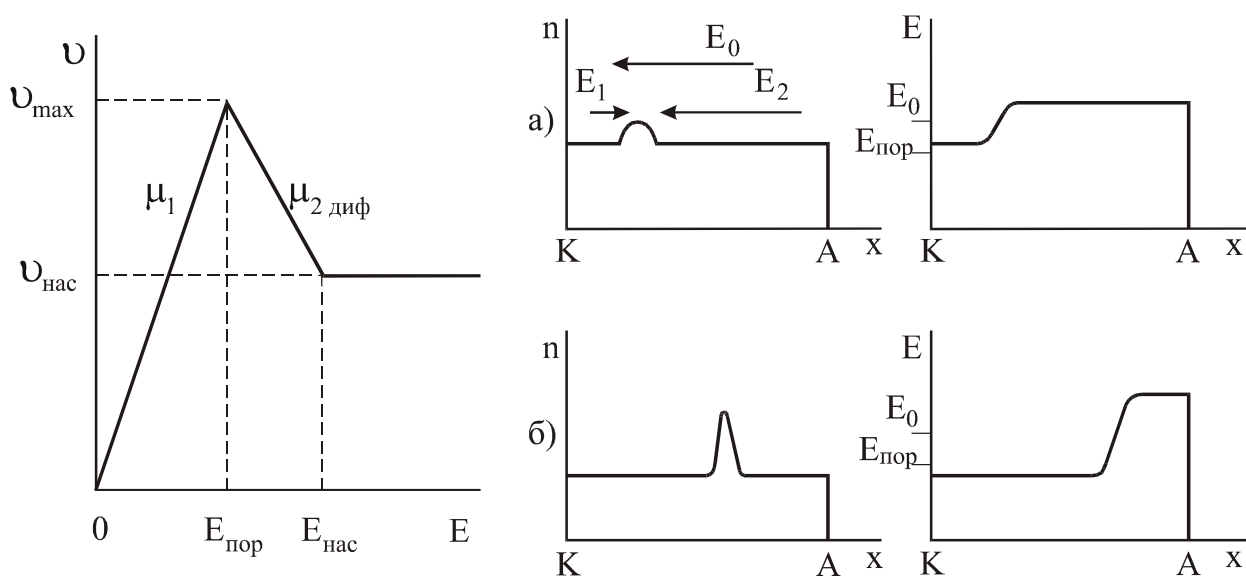


Рис. 1.17. Аппроксимированная зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности; а, б - к пояснению процесса формирования слоя накопления в однородно легированном GaAs.

Под катодом понимается контакт к образцу, на который подан отрицательный потенциал. Возникающие при этом внутренние электрические поля E_1 и E_2 накладываются на постоянное поле E_0 , увеличивая напряженность поля справа от слоя и уменьшая ее слева (рис.1.17а). Скорость электронов справа от слоя уменьшается, а слева – возрастает. Это приводит к дальнейшему нарастанию движущегося слоя накопления и к соответствующему перераспределению поля в образце (рис. 1.17б). Обычно слой объемного заряда зарождается у катода, так как вблизи катодного омического контакта имеется область с повышенной концентрацией электронов и малой напряженностью электрического поля.

Флуктуации, возникающие вблизи анодного контакта, вследствие движения электронов к аноду не успевают развиваться.

Однако такое распределение электрического поля неустойчиво и при наличии в образце неоднородности в виде скачков концентрации, подвижности или температуры может преобразоваться в так называемый *домен сильного поля*. Повышение электрического поля в части образца будет сопровождаться появлением на границах этого участка объемного заряда, отрицательного со стороны катода и положительного со стороны анода (рис. 1.18а). При этом скорость электронов внутри участка падает в соответствии с рис. 1.17. Электроны со стороны катода будут догонять электроны внутри этого участка, за счет чего увеличивается отрицательный заряд и образуется обогащенный электронами слой. Электроны со стороны анода будут уходить вперед, за счет чего увеличивается положительный заряд и образуется обедненный слой, в котором $n < n_0$. Это приводит к дальнейшему увеличению поля в области флуктуации по мере движения заряда к аноду и к возрастанию протяженности дипольной области объемного заряда. Если напряжение, приложенное к диоду, поддерживается постоянным, то с ростом дипольного домена поле вне его будет уменьшаться (рис. 1.18б). Нарастание поля в домене прекратится, когда его скорость $v_{\text{дом}}$ сравняется со скоростью электронов вне домена. Очевидно, что $v_{\text{нас}} < v_{\text{дом}} < v_{\text{max}}$. Напряженность электрического поля вне домена E_B (рис. 1.18в) будет ниже пороговой напряженности $E_{\text{пор}}$, из-за чего становится невозможным междолинный переход электронов вне домена и образование другого домена вплоть до исчезновения сформировавшегося ранее на аноде. После образования стабильного домена сильного поля в течение времени его движения от катода к аноду ток через диод остается постоянным.

После того как домен исчезнет на аноде, напряженность поля в образце повышается, а когда она достигнет значения $E_{\text{пор}}$, начинается образование нового домена. Такой режим работы диода Ганна называют *пролетным режимом*. В пролетном режиме ток через диод представляет собой импульсы, следующие с периодом $T = t_{\text{пр}} = l/v_{\text{дом}}$. (рис. 1.19) Диод генерирует СВЧ-колебания с пролетной частотой $f_{\text{пр}} = 1/t_{\text{пр}} = v_{\text{дом}}/l$, определяемой в основном длиной образца и слабо

зависящей от нагрузки (именно такие колебания наблюдал Ганн при исследовании образцов из GaAs и InP).

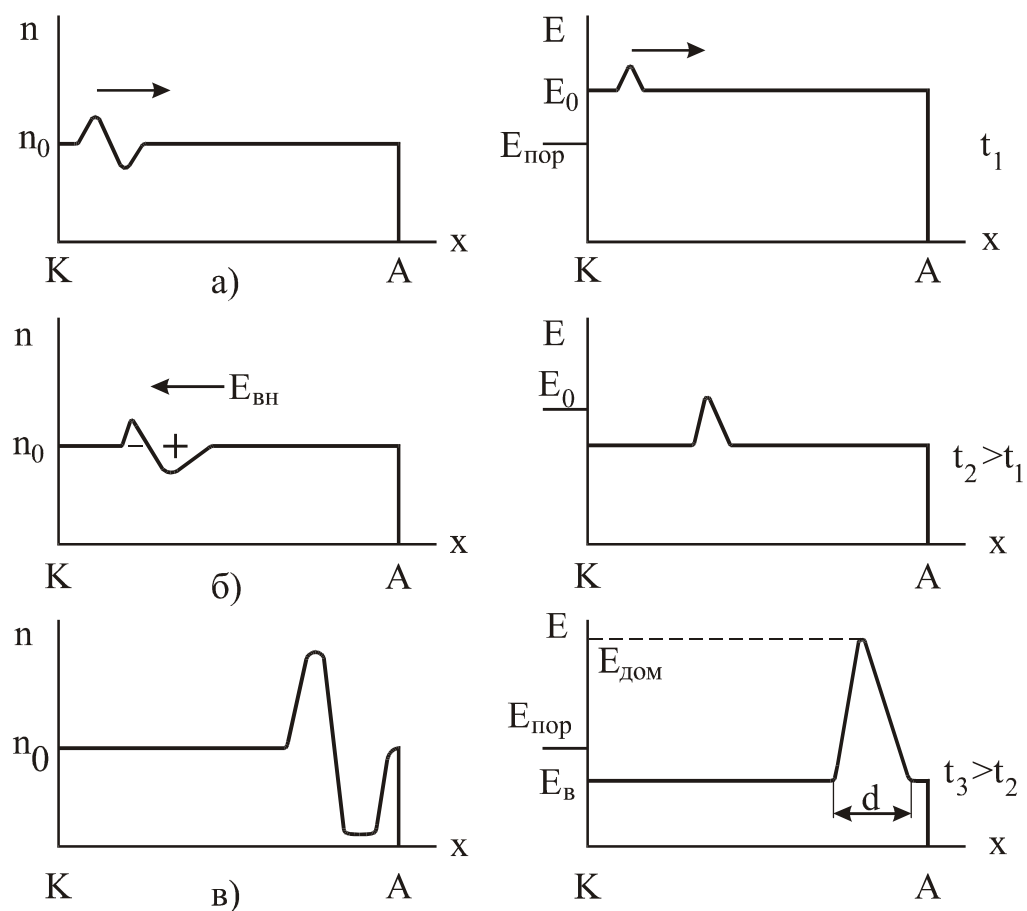


Рис. 1.18. К пояснению процесса формирования дипольного домена.

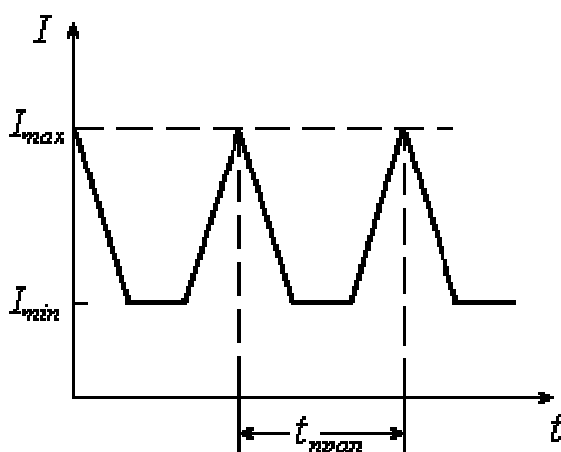


Рис. 1.19. Зависимость тока от времени при работе диода Ганна в пролетном режиме.

Говорить о доменных режимах имеет смысл только в том случае, если домен успеет сформироваться за время пролета электронов в образце $t_{np} = l/v_{нас}$. Отсюда условием существования дипольного домена является $t_{np} > \tau_d$:

$$\frac{l}{v_s} > \frac{3\varepsilon}{en_0\mu_{diff}(E_0)}, \quad (1.30)$$

где v_s - скорость насыщения на ВАХ.

Из этого неравенства вытекает так называемый «критерий Крёмера»:

$$n_0l > (n_0l)_{кр} = \frac{3\varepsilon v_s}{e\mu_{diff}(E_0)}, \quad (1.31)$$

Для GaAs $(n_0l)_{кр} \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Значение $(n_0l)_{кр}$ является границей доменных режимов диода Ганна и режимов с устойчивым распределением электрического поля в однородно легированном образце. При $n_0l < (n_0l)_{кр}$ домен сильного поля не образуется и образец называют *стабильным*. При $n_0l > (n_0l)_{кр}$ возможны различные доменные режимы.

1.3. Генерация терагерцового излучения в квантовых каскадных структурах

В последнее время отмечается большой интерес к изучению межподзонных оптических переходов в терагерцовом диапазоне в полупроводниковых многопериодных квантово-размерных структурах и созданию на основе таких структур источников излучения терагерцового диапазона с электрической монополярной инжекцией носителей заряда. Практическая реализация идей по созданию такого рода источников стала возможной относительно недавно (в первой половине 90-х годов) и была осуществлена первоначально в области длин волн среднего инфракрасного (ИК) диапазона [30, 97].

1.3.1. Униполярный квантово-каскадный лазер, различные дизайны активных сред в квантово-каскадном лазере

Квантово-каскадный лазер (ККЛ) [30] – это квантовый прибор, где фундаментальные свойства, как, например, длина волны излучения, есть результат не объемных свойств полупроводника, а конструкции эпитаксиальных слоев. Аналогично, инверсия населенностей в нем возникает не как следствие объемных физических свойств системы, а только из-за соответствующего конструирования волновых функций. Квантово-каскадные лазеры представляют собой слоистые гетероструктуры, состоящие из активных областей, в которых происходит излучение фотонов, и инжекционных областей, через которые носители движутся до следующей активной области (рис. 1.20). На этом рисунке волнистыми линиями показана пространственная зависимость квадрата модуля волновой функции для различных уровней электронов. Инжекционная область (инжектор) обладает высокой туннельной прозрачностью для электронов низких энергий и низкой прозрачностью для электронов высоких энергий. В работе рассматривается только униполярный ККЛ, т.е. лазер, основанный на межподзонных переходах.

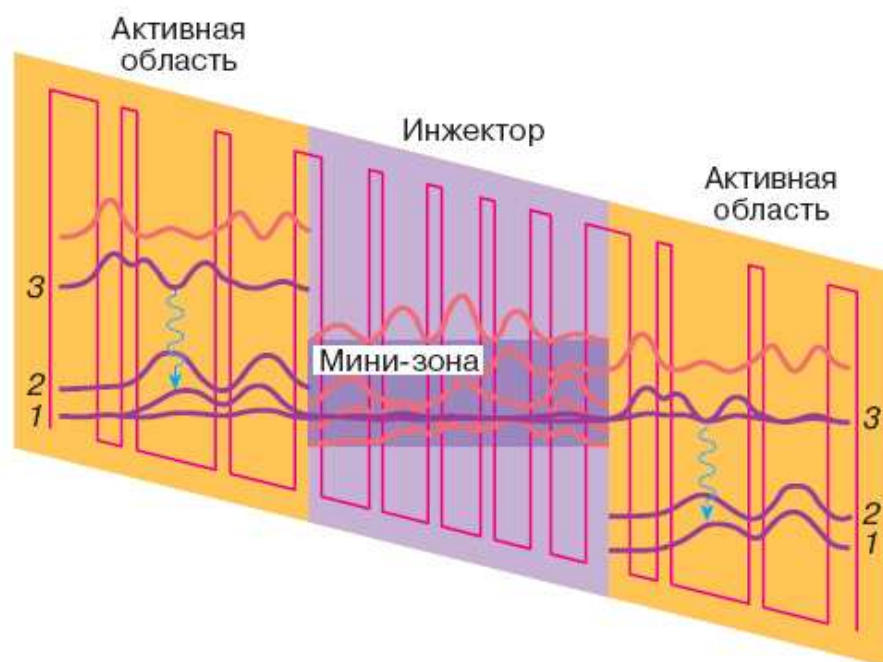


Рис. 1.20. Пример энергетической зонной диаграммы (один период) униполярного ККЛ. Волнистыми линиями показана пространственная зависимость квадрата модуля волновой функции для различных уровней [98].

В первых ККЛ использовалась активная среда из трех квантовых ям [30]. В этой конструкции инверсия населенностей поддерживалась комбинацией двух факторов: оптическим фононным резонансом между двумя нижними состояниями и диагональным (в реальном пространстве) переходом между двумя лазерными состояниями. Однако гибкость квантового конструирования межподзонных переходов делает возможным конструирования большого количества других активных областей. Были сконструированы следующие активные среды (показанные на рис. 1.21):

- Одна квантовая яма с инверсией населенности, основанной на туннелировании из основного состояния квантовой ямы и непараболичности [99].
- Две квантовые ямы с инверсией населенности, основанной на резонансе с оптическим фононом [100 - 102].
- Туннельный переход сквозь барьер с испусканием фотона с инверсией населенности, основанной исключительно на туннелировании [103].
- Переходы между подзонами активной области сверхрешетки. Инверсия населенности здесь реализуется на различии между фазовым пространством при рассеянии в нижнее состояние лазерного перехода и из него [104].

- Сверхрешетка связанных ям с постепенно изменяющимся периодом («chirped SL») («линейно наклоненная» без приложенного поля за счет соответствующего подбора концентраций и толщин квантовых ям). Инверсия населенности здесь реализуется на том же эффекте фазового пространства. В сверхрешетках с постоянным периодом отдельные уровни в квантовых ямах из-за туннелирования сливаются в минизоны. При приложении внешнего электрического поля эти уровни расходятся по энергии, и минизоны разрушаются. Для компенсации внешнего электрического поля используется сверхрешетка с постепенно изменяющимся периодом («chirped SL»). В результате этого на зонной диаграмме структуры уровни энергии в отдельных квантовых ямах при приложении постоянного электрического поля сходятся на одну горизонтальную линию (см. рис. 1.21), т.е. возникает минизона [105, 106].
- Сверхрешетка связанных ям с дизайном «bound-to-continuum», в котором для излучения фотонов используются переходы из связанного состояния в свободные. Лазер является фактически двухуровневым с чередованием двух типов слоев. Верхнее состояние, с которого осуществляется переход электрона с излучением фотона, является хорошо локализованным в квантовой яме. Нижние состояния электронов сливаются в минизону, что обеспечивает быстрый их отток из области излучения, что необходимо для создания инверсной населенности. Время испускания фотона очень мало (около 100 фс), чтобы «забить» паразитный нерadiационный переход с испусканием оптического фонона [33].

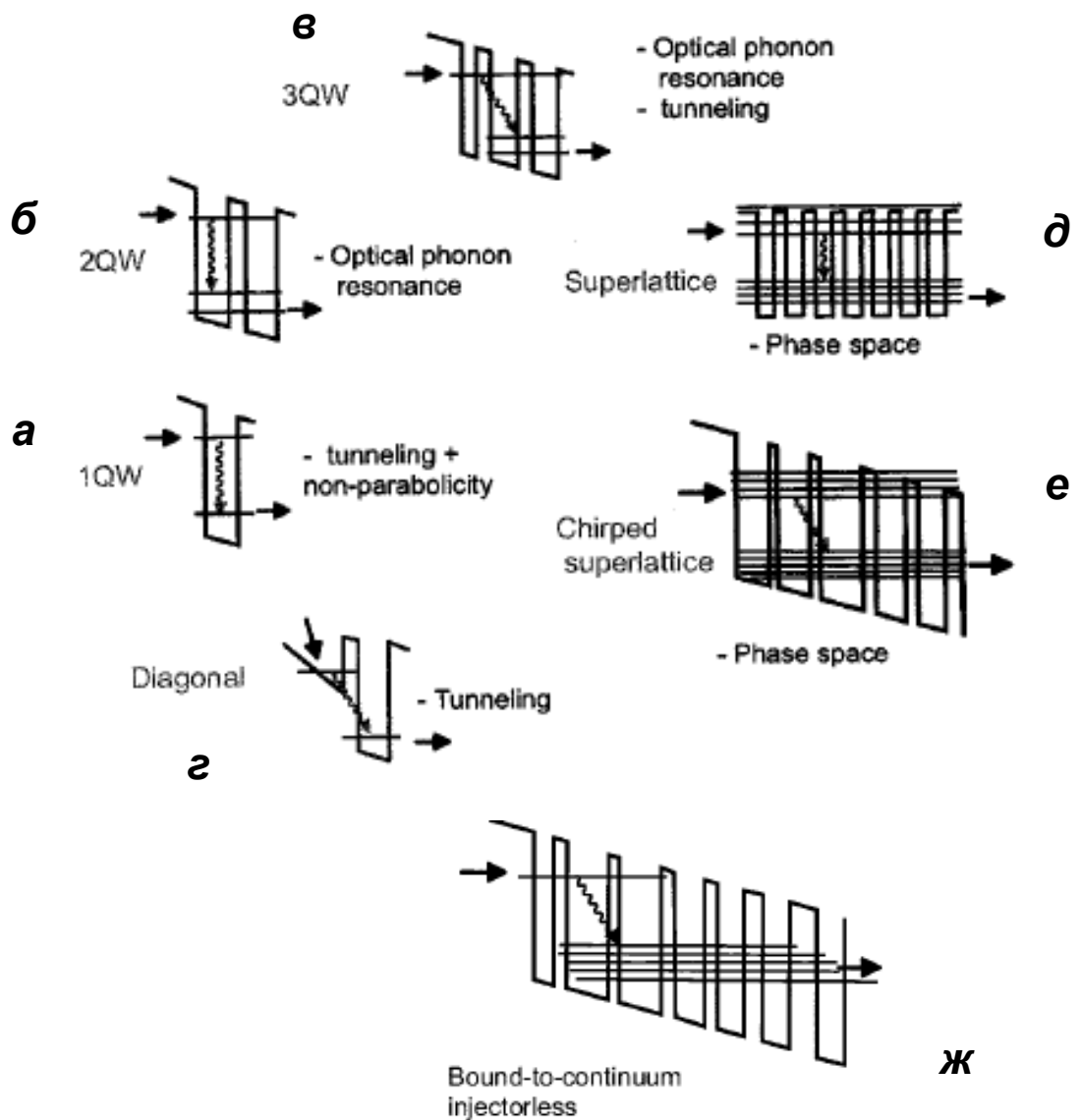


Рис. 1.21. Различные активные области, описанные в литературе. Основанные на: а - одной квантовой яме [99], б - двух квантовых ямах [100 - 102], в - трех квантовых ямах, г - туннельном переходе сквозь барьер с испусканием фотона [103], д - легированной сверхрешетке [104], е - сверхрешетка с постепенно изменяющимся периодом [105, 106], ж - сверхрешетка связанных ям с дизайном «bound-to-continuum» [33].

За исключением приборов с активными областями из одной квантовой ямы, все остальные описанные выше структуры работали вплоть до комнатной температуры. Активные среды, основанные на двух - трех квантовых ямах и сверхрешетке, получили дальнейшее развитие. Исходные приборы, основанные на легированных сверхрешетках, демонстрировали очень высокую выходную мощность (1 Вт), но при криогенных температурах. Но при этом их пороговая плотность тока была чрезмерно высока [104]. Существенное улучшение режимов работы было достигнуто заменой легированной сверхрешетки на сверхрешетку с

постепенно изменяющимся периодом («chirped SL») для компенсации приложенного электрического поля [107, 108] или разделения примеси и заряда электронов [109]. Другой подход, развитый в альтернативу легированию - это создание пространственного заряда, который бы компенсировал приложенное поле [110]. Однако для этого потребовалось достаточно сильное легирование: поверхностная плотность электронов на один период структуры достигала $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Огромное количество электронов, посторонних для лазерной генерации, негативно сказывалось на работе лазера, ухудшая условия инверсной заселенности. В итоге пороговый ток стремительно возрастал с повышением температуры. Намного лучшие режимы работы были продемонстрированы при использовании приборов со сверхрешеткой с постепенно изменяющимся периодом («chirped SL») [111 - 113]. Чрезвычайно короткое время жизни на нижнем уровне позволяет приборам со сверхрешеточной активной областью работать на длинных длинах волн от 17 до 24 мкм [32, 114 - 116]. Для этих же длин волн было продемонстрировано излучение и для прибора с тремя квантовыми ямами [117]. В другой работе была продемонстрирована лазерная генерация двух длин волн (7 мкм и 9 мкм) в лазере с линейно наклоненной сверхрешеткой [118]. Также, наряду с ККЛ, выращенными на подложке InP, были продемонстрированы межподзонные лазеры со сверхрешеточной активной областью в материале GaAs [119], которые работали в непрерывном режиме при криогенных температурах [120].

Подход, отработанный при создании квантово-каскадных лазеров, излучающих в среднем ИК диапазоне, позволил создать приборы и для дальнего ИК (терагерцового) диапазона. Получение излучения в дальней ИК области при излучательной релаксации электронов в квантовых ямах осложняется конкурирующими процессами эмиссии фононов и электрон-электронного рассеяния [121]. В ряде работ наблюдалась дальняя ИК электролюминесценция в параболических квантовых ямах [122, 123]. В работах [26, 124] в квантово-каскадных структурах наблюдалось спонтанное терагерцовое излучение, возбуждаемое инжекционным током, в области температур 4–120 К с эффективностью $\approx 10^{-12}$ при плотностях тока через структуру $\approx 10 \text{ А/см}^2$ [26].

Наконец, в работах [20, 21, 125 - 133] сообщалось о различных реализациях квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона. Как и в лазерах среднего ИК диапазона, для получения инверсионной населенности желательно эффективное истощение нижних уровней и длинные времена жизни верхних. В работах [20, 21, 125 - 133] представлены результаты наблюдения излучения терагерцового диапазона для двух видов дизайна ККЛ, которые можно качественно разделить, как ККЛ с активной областью, состоящей из сверхрешетки связанных квантовых ям или же с активной областью, состоящей из двух - трех квантовых ям. Различие этих двух дизайнов можно понять, рассматривая коэффициент «линейного» усиления в активной области данных ККЛ.

1.3.2. Инверсия населенности между подзонами для случая двух видов дизайна ККЛ (сверхрешеточная активная область или же состоящая из двух - трех квантовых ям)

В ККЛ электроны инжектируются на верхнее состояние (или в верхнюю минизону в случае сверхрешеточного ККЛ [134]) и, испуская излучение, попадают на нижнее состояние (или в нижнюю минизону). Усиление G пропорционально инверсии населенности Δn между верхним ($n = 3$) и нижним ($n = 2$) состояниями. Если считать, что доля электронов, инжектированных на верхнее состояние η_3 , а на нижнее η_2 (рис. 1.22), тогда можно записать усиление в виде [135]:

$$G = \sigma \Delta n = \sigma \frac{J}{q_0} \left(\tau_3 \eta_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) - \eta_2 \tau_2 \right), \quad (1.32)$$

где τ_3 , τ_2 – времена жизни на верхнем и нижнем состояниях соответственно, τ_{32} – время межподзонного рассеянием между состояниями $n = 3$ и $n = 2$, σ - сечение поглощения. В случае ККЛ со сверхрешеточной активной средой это выражение можно использовать, если состояние $n = 3$ – нижнее состояние верхней минизоны, а $n = 2$ – верхнее состояние нижней минизоны. Из этого выражения видна сильная зависимость усиления от обоих коэффициентов инжекции и отношения времен жизни: необходимо сконструировать структуру с максимальной разностью $\tau_3 \eta_3 - \eta_2 \tau_2$ и минимальным отношением $\frac{\tau_2}{\tau_{32}}$.

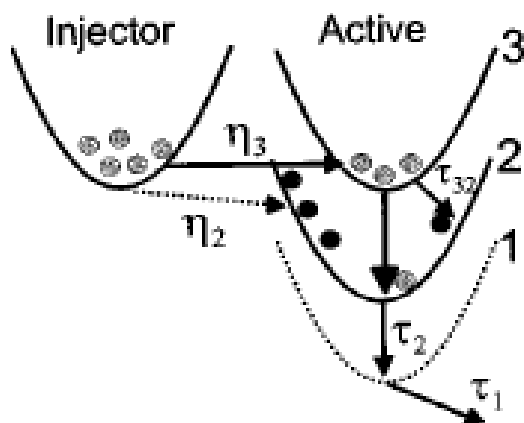


Рис. 1.22. Схематическое изображение важных электронных уровней и коэффициентов инжекции в квантово-каскадном лазере.

Как было сказано выше, для получения высоких характеристик ККЛ при комнатной температуре были использованы активные области, представляющие собой две - три квантовые ямы или сверхрешетка с постепенно изменяющимся периодом («chirped SL») для компенсации приложенного электрического поля [107, 134]. В обоих случаях необходимость удержания электрона на верхнем состоянии активной области требовала, чтобы лазер был разделен в активной области на инжекционную и релакционную области.

Несмотря на то, что в выражении для усиления такие важные параметры, как коэффициенты инжекции и времена жизни на нижнем состоянии, не просто вычислить или измерить, оно качественно объясняет различные стратегии двух конструкций, служащих для достижения режима работы с низким порогом при комнатной температуре. В структуре с двумя - тремя квантовыми ямами достигается максимум первого слагаемого ($\tau_3 \eta_3$), а в структуре со сверхрешеткой достигается минимум второго слагаемого ($\eta_2 \tau_2$).

В конструкции с двумя - тремя квантовыми ямами большое значение η_3 достигается за счет проникновения состояния $n = 3$ в инжекционный барьер [135, 136], что усиливает связанность состояния $n = 3$ с инжектором, в то время как связанность нижнего состояния активной области с инжектором минимальна (т.е. $\eta_3 \gg \eta_2$). Уход электронов из состояния $n = 2$ усиливается резонансной природой перехода с участием оптического фотона между состояниями $n = 2$ и $n = 1$ [136], что предполагает малое значение времени жизни τ_{21} ($\tau_{21} \sim 0.2 - 0.4$ пс). Однако в такой конструкции малое значение времени жизни

τ_{21} обманчиво, потому что в конечном счете населенность состояний $n = 2$ и $n = 1$ определяется уходом в инжекционно/релакционную область в результате процесса туннелирования. Величину времени туннелирования τ_{esc} трудно оценить аккуратно. Экспериментальные значения, наблюдаемые в квантовых каскадных структурах, порядка $\tau_{esc} = 2-3$ пс [99], [137], много больше, чем τ_{21} и значения ($\tau_{21} \sim 0.2-0.4$ пс), вычисленного считая инжекционную область как континуум.

Существенно иная ситуация с электронным уходом имеет место в конструкции активной области со сверхрешеткой. В этой конструкции коэффициент инжекции на нижнее состояние η_2 сделан маленьким за счет того, что состояние $n = 2$ лишь одно из множества нижних состояний, формирующих нижнюю минизону, поэтому инжекция в это состояние маловероятна. Таким образом, τ_2 будет малым вследствие очень эффективного внутривозонного рассеяния. Однако в этом случае не предполагается, что η_3 будет большим как в случае трех квантовых ям, потому что инжекция электронов не может быть достигнута благодаря резонансному туннелированию.

Таким образом, у обеих схем есть свои преимущества и недостатки. Для получения инверсии населенности в случае дизайна, основанного на резонансе переходов между стационарными состояниями электронов в квантовых ямах с оптическим фононом, используется преимущества субпикосекундного рассеяния электронов на продольном оптическом (LO) фоне, чтобы селективно уменьшить населенность нижнего уровня, однако, населенность определяется уходом в инжекционно/релакционную область в результате процесса туннелирования. В то же время, большая населенность верхнего уровня достигается за счет его проникновения в инжекционный барьер [135], [136], что усиливает резонансную связанность состояния с инжектором.

В случае конструкции активной области со сверхрешеткой волновые функции верхних и нижних уровней тянутся на несколько связанных квантовых ям. В таком дизайне нижние состояния электронов сливаются в минизону, что обеспечивает быстрый их отток из излучательной области, что необходимо для создания инверсной населенности, однако, здесь менее эффективен процесс заселения верхней минизоны.

1.3.3. Терагерцовые ККЛ

Первый терагерцовый ККЛ [125] был основан на сверхрешетке с постепенно изменяющимся периодом («chirped SL») [105, 106], что позволило получить инверсию населенности для межподзонных переходов с энергией квантов меньше, чем энергия оптического фонона ($E_{ij} < \hbar\omega_{LO}$) при запрете рассеяния на оптическом фононе при низких температурах (рис. 1.23). Однако он работал только до 50 К в импульсном режиме и не генерировал лазерное излучение вообще при непрерывной накачке [125, 126]. С тех пор были достигнуты значительные успехи как в технике экспериментального роста каскадных структур, так и в изготовлении волноводов.

Нужно также отметить, что обычные диэлектрические волноводы ККЛ не являются подходящими для терагерцового лазера вследствие больших потерь из-за поглощения на свободных носителях и практических ограничений на толщину эпитаксиального роста.

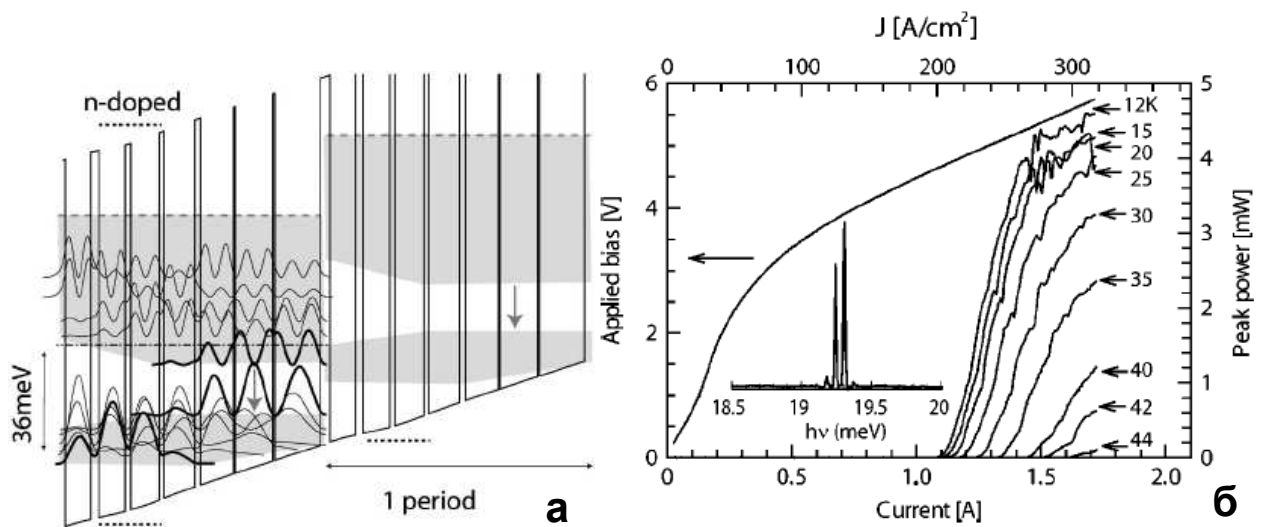


Рис. 1.23. а - зонная диаграмма периода структуры ККЛ при приложенном электрическом поле 3,15 кВ/см [126]. Показаны квадраты модулей волновых функций и энергия оптического фонона. Толщины в нм КЯ и барьеров (жирный шрифт) слева направо соответственно: **3,0/18,6/0,7/15,4/0,5/13,6/2,3/12,8/1,8/11,8/2,3/10,8/3,2/10,4**; б - ВАХ, максимум выходной мощности в зависимости от амплитуды импульса приложенного тока при различных значениях температуры, на вставке – спектр излучения ККЛ при $T = 0$ К, $I = 1,49$ А [126].

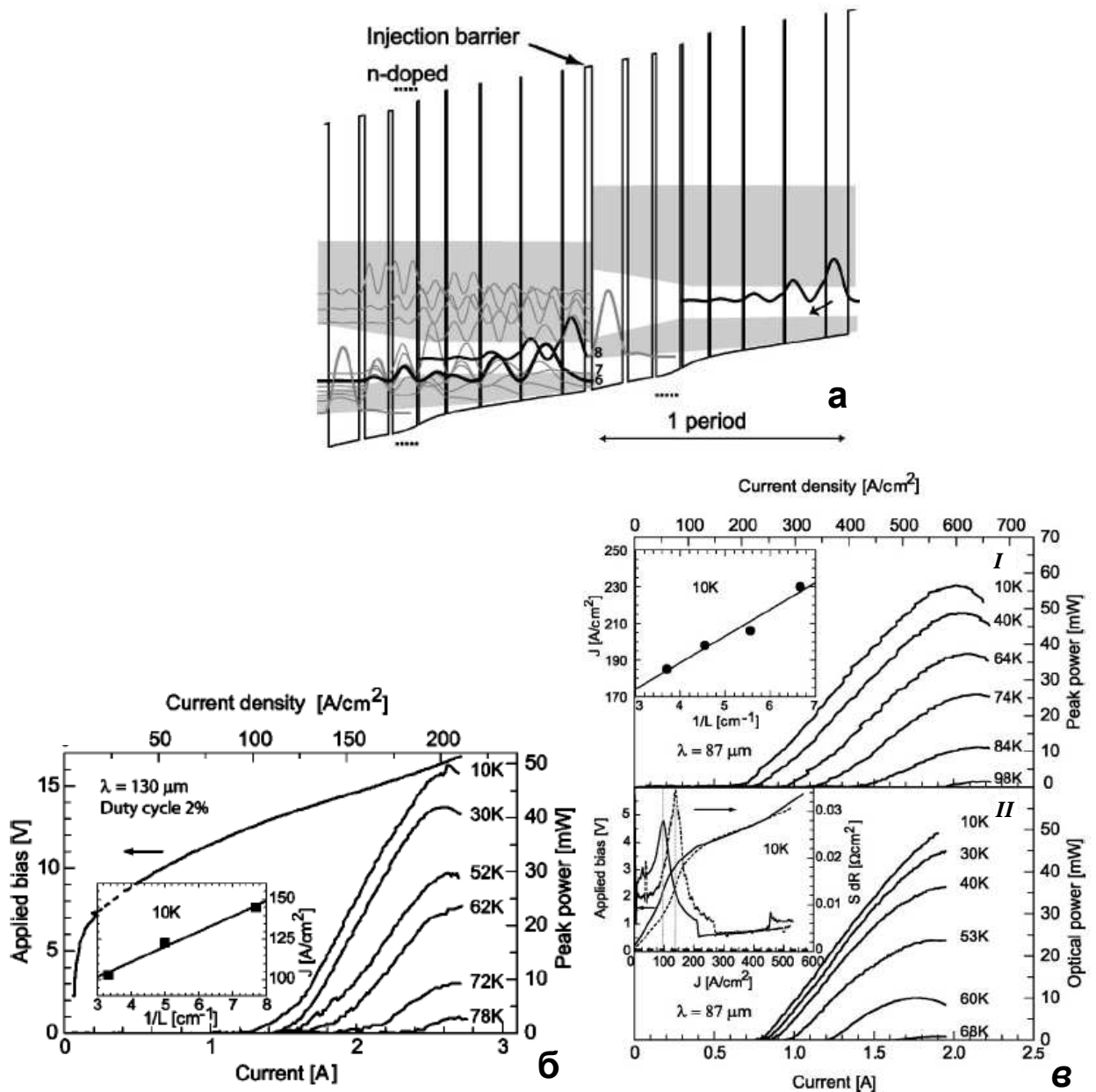


Рис. 1.24. а - зонная диаграмма периода структуры ККП при приложенном электрическом поле 2,55 кВ/см [20]. Показаны квадраты модулей волновых функций и энергия оптического фона. Толщины в нм КЯ и барьеров (жирный шрифт) слева направо соответственно: **4,0/12/0,5/22,3/0,8/21,5/0,9/17,8/1/14,5/1,3/13,2/2,2/13,4/2,8/17**; б - ВАХ, максимум выходной мощности в зависимости от амплитуды импульса приложенного тока при различных значениях температуры для длины волны излучения $\lambda = 130 \mu\text{м}$, на вставке – пороговая плотность тока (импульсов) для различных значений обратной длины лазера при $T = 10$ К; в(I) - максимум выходной мощности в зависимости от амплитуды импульса приложенного тока при различных значениях температуры для длины волны излучения $\lambda = 87 \mu\text{м}$; на вставке – пороговая плотность тока (импульсов) для различных значений обратной длины лазера при $T = 10$ К; в(II) - выходная мощность в зависимости от величины постоянного тока накачки при различных значениях температуры для длины волны излучения $\lambda = 87 \mu\text{м}$; на вставке – ВАХ и дифференциальное сопротивление, полученное из кривой ВАХ для двух образцов (непрерывная и пунктирная линии).

Более эффективно показала себя сверхрешетка связанных ям с дизайном «bound-to-continuum», в котором для излучения фотонов используются переходы из связанного состояния в свободные. Лазер является фактически двухуровневым с чередованием двух типов слоев. Верхнее состояние, с которого осуществляется переход электрона с излучением фотона, является хорошо локализованным в квантовой яме. Нижние состояния электронов сливаются в минизону, обеспечивая быстрый их отток из области излучения. Время испускания фотона очень мало (около 100 фс), чтобы «забить» паразитный нерадиационный переход в нижние состояния электронов с испусканием оптического фонона [106, 127, 128]. Данная конструкция позволила получить генерацию лазерного излучения на длинах волн до 130 мкм [20], в непрерывном режиме при температуре до 70 К [129, 20] и при импульсной накачке - до 98 К [20] (рис. 1.24).

Наибольшие успехи были достигнуты с использованием структур, содержащих в активной зоне две квантовые ямы, с инверсией населенности, основанной на резонансе с оптическим фононом, которая использует преимущества субпикосекундного рассеяния электронов на продольном оптическом (LO) фононе, чтобы селективно уменьшить населенность нижнего уровня [130, 138]. Кроме того, использование волновода с металлом по обеим сторонам активной части структуры позволило обеспечить высокое модовое ограничение и получить резонатор с малыми потерями для терагерцового лазера [131]. Была также увеличена туннельная прозрачность между состояниями инжектора и верхним излучающим состоянием [21]. Вместе эти достижения позволили получить генерацию лазерного излучения в непрерывном режиме при температуре до 93 К [132] и 117 К [21], и при импульсной накачке - до 137 К [133] и 164 К [21] (рис. 1.25).

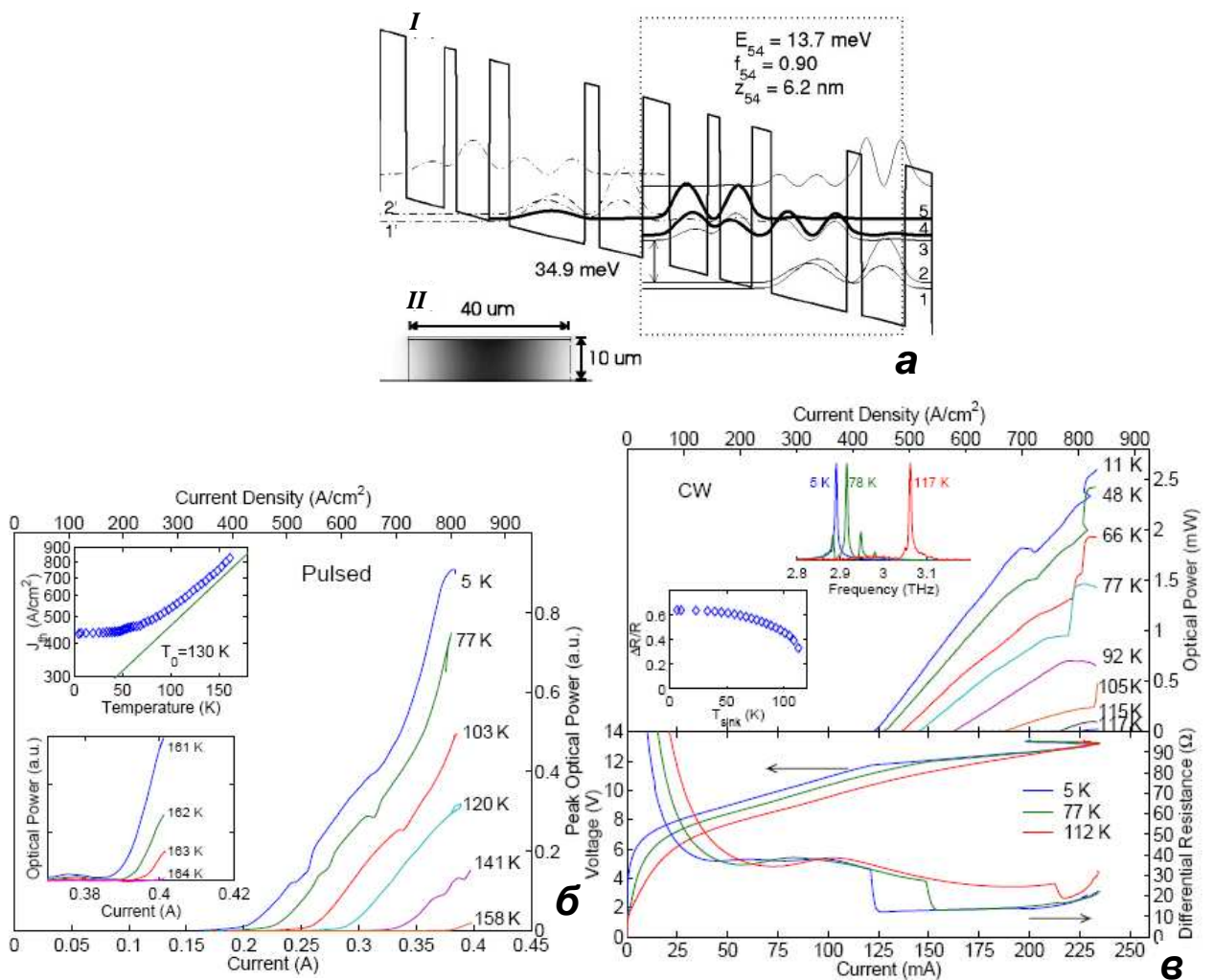


Рис. 1.25. *a(I)* - зонная диаграмма периода структуры ККЛ при приложенном электрическом поле 2,55 кВ/см [21]. Показаны квадраты модулей волновых функций и энергия оптического фона. Толщины в нм КЯ и барьеров (жирный шрифт) слева направо соответственно: **4,9/7,9/2,5/6,6/4,1/15,6/3,3/9**; *a(II)* – поперечные размеры лазерного чипа; *б* - максимум выходной мощности в зависимости от амплитуды импульса приложенного тока при различных значениях температуры ($\lambda \approx 100$ мкм); на нижней вставке – подробная версия *L-I* кривой для высоких температур; на верхней вставке – пороговая плотность тока (импульсов) в зависимости от температуры; *в* - выходная мощность в зависимости от величины постоянного тока накачки при различных значениях температуры; нижняя «панель» показывает *I-V* и *dV/dI-I* характеристики при различных температурах; на верхней вставке – типичный спектр излучения ККЛ при трех значениях температуры; на нижней вставке показана пороговая зависимость дифференциального сопротивления от температуры.

Вместе с тем, продвижение ККЛ в область длинных волн и высоких температур сталкивается с различными физическими трудностями и ограничениями, что сохраняет актуальность разностороннего детального исследования подобных структур с различными параметрами.

Глава 2. Генерация излучения на разностной частоте в двухчастотных инжекционных полупроводниковых лазерах InGaAs/GaAs/InGaP

2.1. Двухчастотная генерация в полупроводниковых лазерах с квантовыми ямами InGaAs/GaAs/InGaP

Возможность генерировать в инжекционных гетеролазерах с двумя типами квантовых ям в волноводном слое одновременно две частотные полосы известна достаточно давно [139]. В работах [139, 140] была продемонстрирована генерация излучения двумя длинами волн одновременно в лазерах на основе GaAs/AlGaAs. В волновод были помещены две квантовые ямы, различные по составу и толщине, которые располагались симметрично относительно центра волноводного слоя. Была обнаружена двухчастотная генерация в узком интервале токовой накачки. Экспериментальные результаты показали, что порог генерации длинноволновой линии ниже порога генерации коротковолновой [139, 140]. При импульсной накачке осциллограммы импульсов излучения в двух соседних полосах генерации для лазеров такой конструкции, исследованные в работе [140], различаются и зависят от приложенного напряжения. (Отметим, что и в обычном лазере с одной полосой генерации существует конкуренция продольных мод и соответствующие им импульсы излучения могут быть разнесены во времени [141].) Конструирование и исследование двухчастотных лазеров продолжается и в настоящее время [37, 43, 51, 56, 142 - 145].

Динамика излучения двухчастотных гетеролазеров теоретически изучалась на основе скоростных уравнений, например, в работах [146, 147]. Перераспределение носителей между квантовыми ямами в условиях стационарной генерации двухчастотного гетеролазера рассмотрена в работе [148]. Созданная теоретическая модель описала процесс захвата носителей различными квантовыми ямами и установления баланса между ними. В работе также выявлен наиболее важный регулирующий параметр – коэффициент поглощения коротковолнового излучения длинноволновой квантовой ямой.

В указанных лазерах, где генерируемое излучение взаимодействует с носителями в квантовых ямах различного типа, очень важно подобрать спектр энергетических уровней квантовых ям и конфигурацию барьерного слоя между ними. Так, в работе [149] теоретически показано, что гетеролазер с квантовыми ямами двух типов в широкой области параметров не может генерировать две линии, а служит одночастотным лазером со слабой зависимостью выходной мощности от температуры.

Применения двухчастотных лазеров обширны, например, для спектральных приложений (одновременная регистрация поглощения в соответствующих областях частот), для передачи данных по двум каналам, для систем оптической обработки информации и т.д.

Одно из наиболее важных применений, которое может найти двухчастотный лазер, - это генерация излучения на разностной частоте в среднем и дальнем ИК диапазонах [51, 145]. Как уже отмечалось в Главе 1, полупроводниковые лазеры, созданные на основе GaAs и других полупроводниковых соединений A_3B_5 , являются перспективными приборами с точки зрения нелинейной оптики. Электрическое поле световой волны внутри лазера очень велико $10^4 - 10^5$ В/см и, кроме того, величина решеточной нелинейной диэлектрической проницаемости второго порядка в арсениде галлия в шесть раз превосходит таковую в популярном нелинейном кристалле $LiNbO_3$. Эти факторы позволяют рассчитывать на существенное проявление нелинейных эффектов и как следствие возможность генерации излучения на удвоенных, суммарной и разностной частотах.

В работе [22] обсуждалась возможность получения излучения на разностной частоте благодаря решеточной нелинейности в гетеролазерах, генерирующие две частоты в ближнем ИК-диапазоне. Для лазера с диэлектрическим волноводом на основе гетероструктуры InGaAs/GaAs/InGaP авторами предложена конструкция, позволяющая осуществлять генерацию двух высокочастотных мод и обеспечивающая условие фазового синхронизма, которое необходимо для эффективного смешивания этих мод. Указанная конструкция легла в основу предложенных гетеролазеров, результаты исследования которых изложены в данной главе; поэтому мы обсудим её обоснование, приведённое в вышеуказанной работе.

Диэлектрический волновод в гетеролазере InGaAs/GaAs/InGaP обычно представляет собой трёхслойную структуру, где GaAs, из которого изготовлена центральная часть волновода, содержит одну или несколько квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Арсенид галлия имеет более высокий показатель преломления, чем окружающие его слои InGaP. В обычных одночастотных лазерах такой конструкции квантовые ямы одного типа располагаются вблизи середины волноводного слоя [150]. Толщины слоёв выбираются из условия достаточно низких потерь на основной моде. В результате такого строения лазера и правил отбора для излучательных переходов в лазере обычно возбуждается основная TE-мода. Если расположить вблизи максимума основной моды две квантовые ямы различного типа, то двухчастотная генерация возможна на основной TE-моды. Такая конструкция лазера непригодна для получения разностной моды, поскольку частотная дисперсия показателя преломления в GaAs делает невозможным выполнение условия фазового синхронизма. Действительно, выражение для эффективного показателя преломления волны сторонних токов на разностной частоте можно записать в следующем виде:

$$n = \frac{ck_x}{\omega} = \frac{c(k_{1x} - k_{2x})}{(\omega_1 - \omega_2)} = \frac{n_1 \left(1 - \frac{\omega_2 n_2}{\omega_1 n_1} \right)}{1 - \frac{\omega_2}{\omega_1}} \quad (2.1)$$

Здесь ω_j, k_{jx} - частота и x -компонента волнового вектора j -ой высокочастотной моды соответственно, ось x выбрана вдоль направления распространения волны, c – скорость света, $n_j = \frac{ck_{jx}}{\omega_j}$ - эффективный показатель преломления j -ой моды. Индексы 1, 2 используются для обозначения величин, относящихся к двум высокочастотным модам с большей и меньшей частотой соответственно. Величины, относящиеся к разностной гармонике, записываются без индексов. Для грубой оценки можно полагать, что эффективный показатель преломления основной волноводной моды примерно равен показателю преломления GaAs (ее фазовая скорость близка к фазовой скорости света в арсениде галлия – немного больше, чем фазовая скорость в GaAs, но меньше, чем в InGaP). Поскольку с ростом частоты эффективный показатель преломления GaAs в области 1 - 30 мкм растёт [151], то из (2.1) следует $n > n_1$ и выполнение условия

фазового синхронизма невозможно. Кроме этого, излучение коротковолновой ямы сильно поглощается длинноволновой, поэтому возбуждение коротковолнового излучения затруднено.

Для выполнения условия фазового синхронизма авторы [22] предлагают использовать основную моду волновода для меньшей частоты излучения ω_2 и высшую моду для большей частоты ω_1 . Фазовая скорость высшей моды всегда больше фазовой скорости основной моды при условии равенства частот этих мод. Соответственно эффективный показатель преломления для высшей моды меньше, чем для основной моды. Таким образом, используя высшую моду волновода для частоты ω_1 , можно компенсировать дисперсию показателя преломления GaAs. Для лучшего ограничения в пространстве разностной моды авторы предложили использовать дополнительные боковые слои GaAs, а толщину этих слоёв рассматривать как подгоночный параметр для выполнения условия фазового синхронизма. При этом, как было показано в работе [22], при использовании высокочастотных мод в диапазоне 1 мкм мощностью 10 Вт, мощность излучения на разностной частоте с длиной волны около 10 мкм составляет 100 мкВт при коэффициенте поглощения порядка 10 см^{-1} . Однако с увеличением длины волны ослабевает локализация разностной моды вблизи активной области, и эффективность преобразования снижается.

В данной главе приводятся результаты исследования оптических нелинейных эффектов в инжекционных лазерах на основе гетероструктур с квантовыми ямами InGaP/InGaAs/GaAs, генерирующих две частоты в ближнем ИК диапазоне и работающих при комнатной температуре с целью выяснения оптимальных условий двухчастотной генерации лазеров и получения генерации излучения на разностной частоте за счет решеточной нелинейности GaAs.

2.1.1. Метод исследования

Для двухчастотных лазеров растились структуры, содержащие в активной области три квантовые ямы InGaAs, две из которых, с меньшим содержанием индия, были одинаковыми (рис. 2.1). Структуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении в НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского в группе эпитаксиальной технологии (ГЭТ), возглавляемой

Б.Н. Звонковым, по методике, описанной в работе [150]. Две крайние квантовые ямы имели относительную концентрацию индия $x = 0,15$, а средняя – $x = 0,25$. Параметры слоёв указаны в таблице 2.1. Ширина активной области и длина резонатора были равны соответственно 100 мкм и 1 мм, а зеркалами служили сколы граней (110) (ширина чипа равна 400 мкм и полная толщина структуры вместе с подложкой равна 170 мкм). Лазерный диод помещался на теплоотвод активной структурой вниз; теплоотвод одновременно служил электрическим контактом (рис. 2.2).

Для выполнения условия фазового синхронизма и возбуждения высшей моды для частоты ω_1 и основной – для ω_2 длинноволновая КЯ, генерирующую частоту ω_2 , была расположена в центре волновода в узле моды 1-го порядка, а две коротковолновых КЯ, генерирующих частоту ω_1 – в пучностях моды 1-го порядка. В этом случае для частоты ω_1 мода 1-го порядка будет обладать минимальными потерями, и, следовательно, именно она будет возбуждаться. Для частоты ω_2 генерация основной моды является предпочтительней, поскольку эта мода обладает наименьшими потерями и наибольшим коэффициентом оптического ограничения.

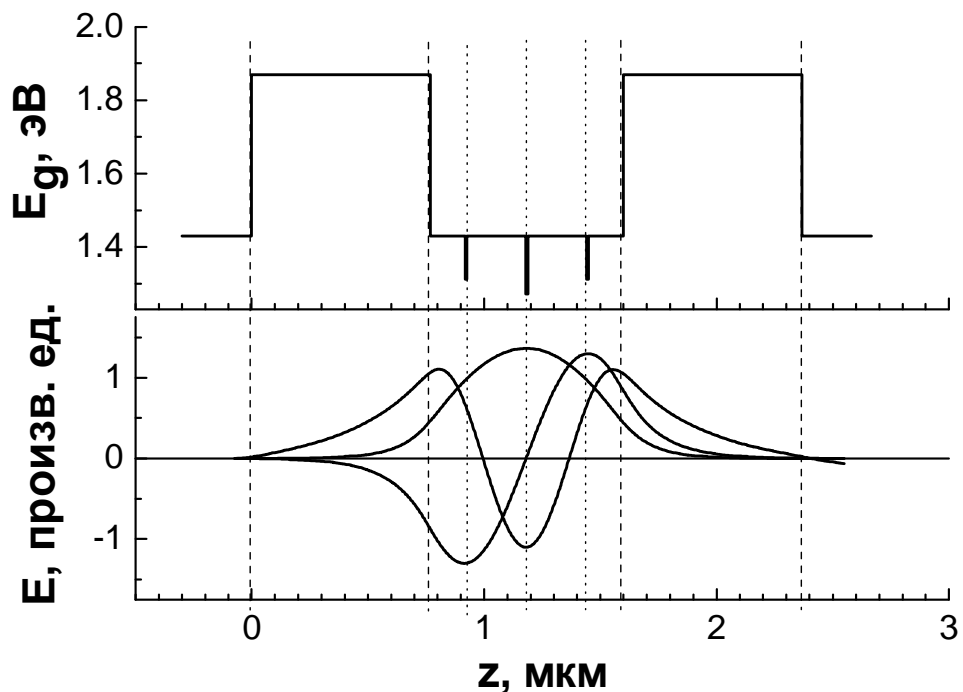


Рис. 2.1. Энергетическая диаграмма (E_g) и профили поперечных $TE_{0,1,2}$ -мод вдоль направления роста z для гетероструктуры InGaAs/GaAs/InGaP с тремя квантовыми ямами

Таблица 2.1. Параметры слоев гетеролазера с тремя квантовыми ямами в волноводе.

Номер слоя, начиная с подложки	Название слоя	Состав слоя	Тип проводимости	Концентр. носителей	Толщина слоя (нм)
1	Буферный	GaAs	n	10^{18}	540
2	Ограничивающий	$\text{In}_{0,49}\text{Ga}_{0,51}\text{P}$	n	10^{18}	768
3	Волноводный	GaAs	нелегированный		150
4	Активный (КЯ1)	$\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$	нелегированный		7
5	Волноводный	GaAs	нелегированный		252
6	Активный (КЯ2)	$\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$	нелегированный		7
7	Волноводный	GaAs	нелегированный		252
8	Активный (КЯ1)	$\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$	нелегированный		7
9	Волноводный	GaAs	нелегированный		150
10	Ограничивающий	$\text{In}_{0,49}\text{Ga}_{0,51}\text{P}$	p	2×10^{18}	768
11	Контактный	GaAs	p	10^{19}	216

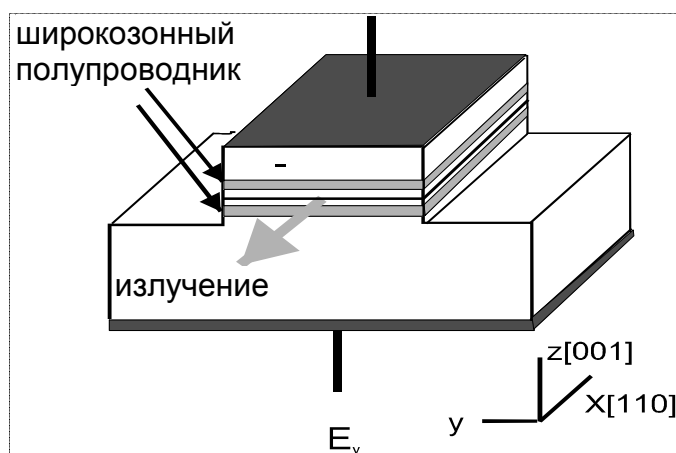


Рис. 2.2. Схема строения двухчастотного инжекционного лазера InGaP/InGaAs/GaAs.

Спектры лазерного излучения в ближнем ИК диапазоне и зависимость интенсивности линий генерации от тока накачки исследовались с помощью дифракционного решеточного монохроматора на спектральном комплексе КСВУ-23 (рис. 2.3). В монохроматоре использовалась отражательная дифракционная решетка с числом штрихов на 1 мм равным 600 (область преимущественной концентрации энергии (свыше 40% от максимума) в 1-ом порядке: 800÷2000 нм). Приемником излучения служил фотоэлектрический умножитель (ФЭУ) с полосой чувствительности от 800 до 1200 нм. Использовалась

стандартная схема синхронного детектирования. Измерения проводились при комнатной температуре (в этих экспериментах теплоотвод лазерного диода помещался на элемент Пельтье, при этом температура измерений составляла 16°C), 77 К и 4,2 К, при накачке лазера постоянным током, при этом излучения лазера модулировалось с помощью механического прерывателя, или импульсами тока со скважностью 2 (длительность импульса составляла 500 мкс, а частота повторения 1 кГц).

Кроме спектральных характеристик для анализа модового состава излучения нашими коллегами из НИФТИ ННГУ были исследованы зависимости интенсивности излучения от угла в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу, на фиксированных длинах волн (диаграмма направленности). Эти измерения проводились при комнатной температуре.

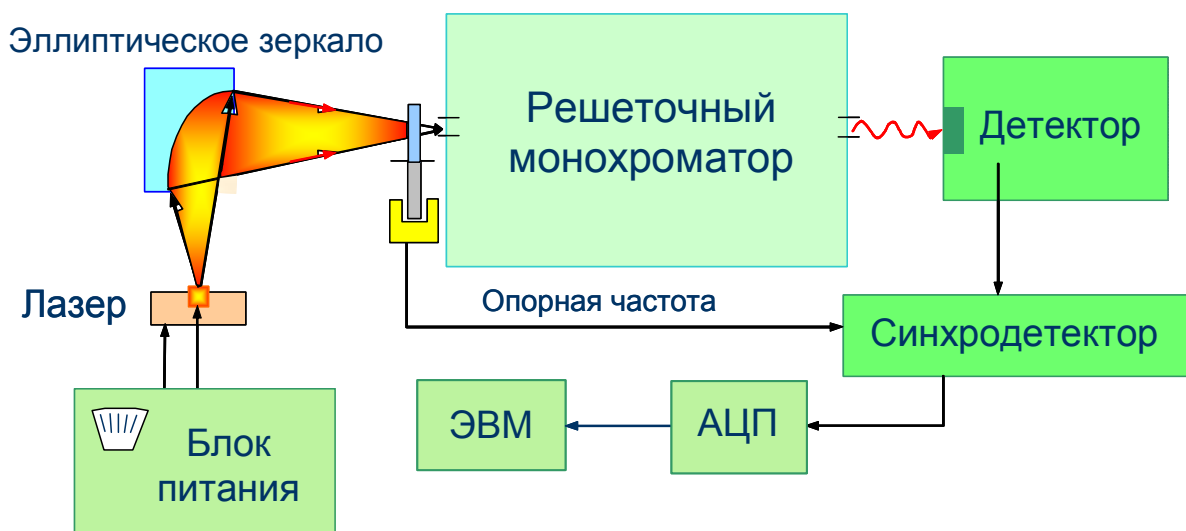


Рис. 2.3. Схема установки для измерения спектров излучения двухчастотных лазеров в ближнем ИК диапазоне.

2.1.2. Управление интенсивностями линий в двухчастотных полупроводниковых лазерах InGaAs/GaAs/InGaP

На рис. 2.4 приведены спектры излучения двух двухчастотных лазеров, измеренные при комнатной температуре в импульсном режиме токовой накачки. Из рисунка видно, что энергии фотонов в разных полосах отличаются примерно на 50 мэВ (кривая 1) и 15 мэВ (кривая 2), что соответствует среднему и дальнему ИК диапазонам. Отметим, что двухполосная генерация наблюдалась при комнатной температуре и в непрерывном режиме.

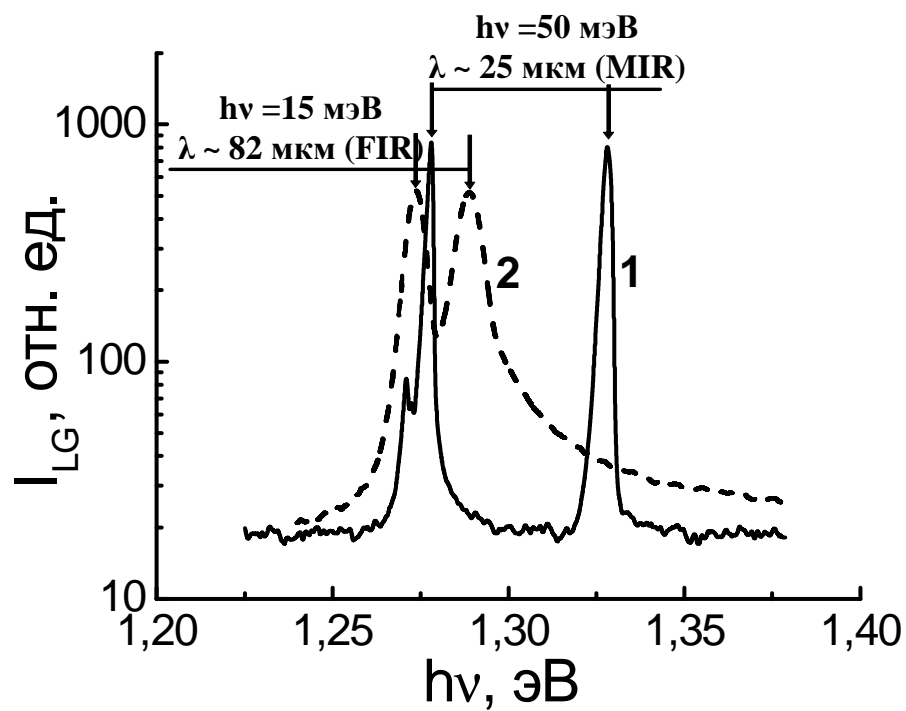


Рис. 2.4. Спектры двухчастотной генерации лазеров в ближнем ИК диапазоне (кривая 1 - $h\nu = 50$ мэВ, кривая 2 - $h\nu = 15$ мэВ).

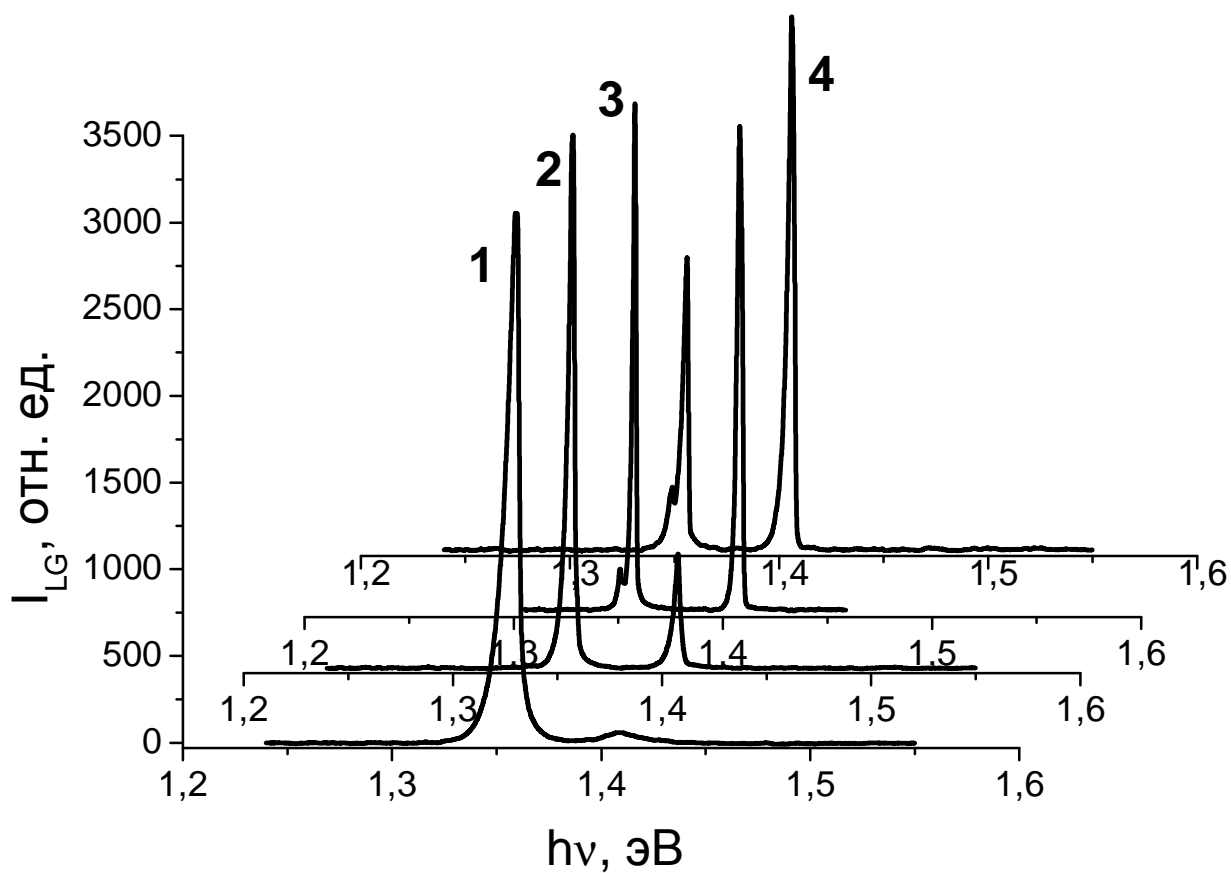


Рис. 2.5. Спектры двухчастотной генерации лазерного диода при разных токах накачки (77 К). 1 - 150 мА, 2 - 251 мА, 3 - 414 мА, 4 - 483 мА.

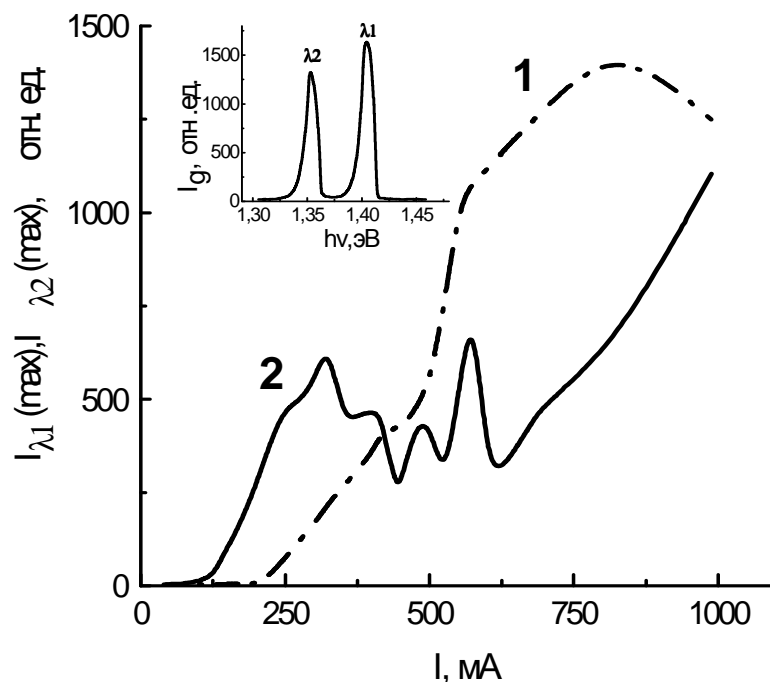


Рис. 2.6. Зависимость интенсивности пиков генерации от величины тока накачки: 1 - коротковолновый пик (λ_1), 2 - длинноволновый пик (λ_2). На вставке - спектр двухчастотной генерации лазера при токе накачки равном 430 мА ($T = 77$ К).

На рис. 2.5 приведены спектры излучения двухчастотного лазера при разных величинах тока накачки, снятые при $T = 77$ К в непрерывном режиме. Наблюдалось пороговое включение лазерной генерации длинноволновой линии, при протекании постоянного тока ~ 120 мА (т.е. при плотности тока через структуру ~ 120 А/см²). В дальнейшем при увеличении тока, также начинала проявляться коротковолновая линия, амплитуда которой вначале почти линейно нарастала с увеличением тока, при этом интенсивность длинноволновой линии также увеличивалась.

На рис. 2.6 представлены зависимости интенсивности пиков разных полос от величины тока накачки для двухчастотной генерации (соответственно рис. 2.5). Из рисунка хорошо видна немонотонная зависимость интенсивности длинноволнового пика в интервале токов 300-600 мА. Вероятно, падение интенсивности с ростом тока обусловлено тем, что фотоны, излучаемые коротковолновой ямой, стимулируют излучательную рекомбинацию тех электронов в длинноволновой квантовой яме, энергия которых соответствует энергии переходов из основного состояния электронов в коротковолновой квантовой яме (рис. 2.7). Тем самым уменьшается населенность основного состояния электронов в длинноволновой квантовой яме и возможно уменьшение интенсивности излучения длинноволнового пика с ростом тока.

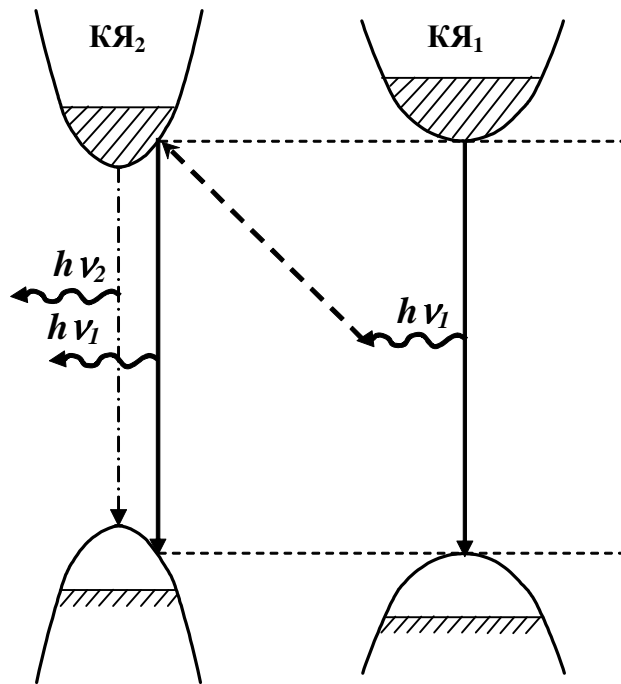


Рис. 2.7. Схематический рисунок, показывающий влияние фотонов, излучаемых коротковолновой квантовой ямой (КЯ_1), на излучательную рекомбинацию электронов в длинноволновой квантовой яме (КЯ_2).

Для анализа модового состава излучения были измерены диаграммы направленности. Наблюдаемые диаграммы направленности излучения в плоскости, перпендикулярной квантовой яме для разных полос излучения показаны на рис. 2.8. Кривая 1 - диаграмма направленности излучения на большей частоте, т.е. соответствующего коротковолновой КЯ, кривая 2 - диаграмма направленности излучения на меньшей частоте, т.е. соответствующего длинноволновой КЯ. Из рисунка видно, что кривая 2 имеет один максимум, и ширина диаграммы направленности на половине максимальной интенсивности составляла около 50° , что соответствует диаграмме направленности излучения лазера, генерирующего на основной ТЕ моде волновода (поперечной). Необычная же диаграмма направленности, приведенная на кривой 1 соответствует одновременной генерации нескольких поперечных мод волновода, т.е. генерация излучения на большей частоте происходит на возбужденной моде волновода.

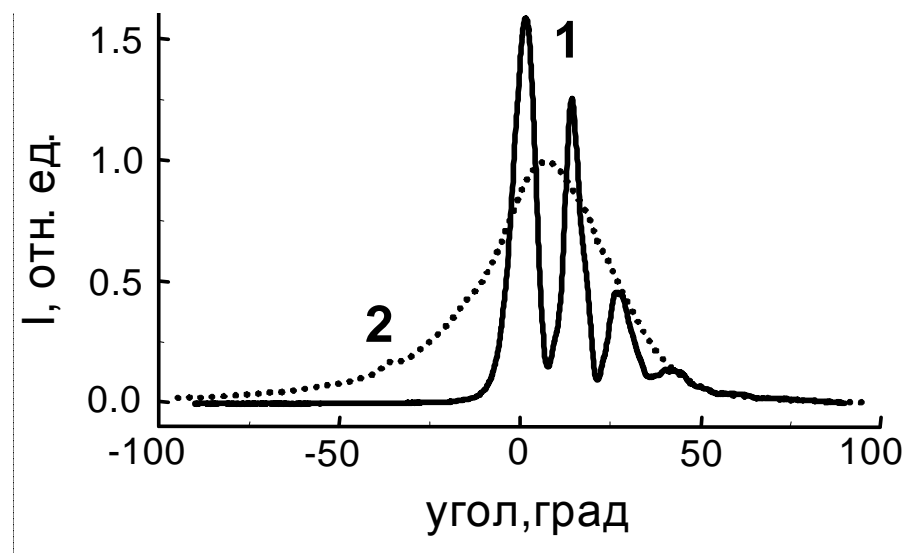


Рис. 2.8. Диаграммы направленности излучения в плоскости, перпендикулярной квантовой яме для разных полос излучения. Кривая 1 - диаграмма направленности излучения коротковолновой КЯ, кривая 2 - диаграмма направленности излучения длинноволновой КЯ.

Как уже было отмечено, для экспериментов выращивались структуры с тремя квантовыми ямами, две из которых с меньшим содержанием In , расположенные симметрично относительно центральной КЯ, были одинаковыми. Это делается для того, чтобы уменьшить пороговый ток для коротковолновой генерации. Однако на некоторых лазерных структурах с тремя квантовыми ямами в активной области наблюдалась трехчастотная генерация в среднем ИК диапазоне, очевидно связанная с различным составом всех трех ям (рис. 2.9, кривая 1). У лазеров с трехчастотной генерацией были обнаружены генерации вторых гармоник для всех трех основных линий (рис. 2.9, кривая 2).

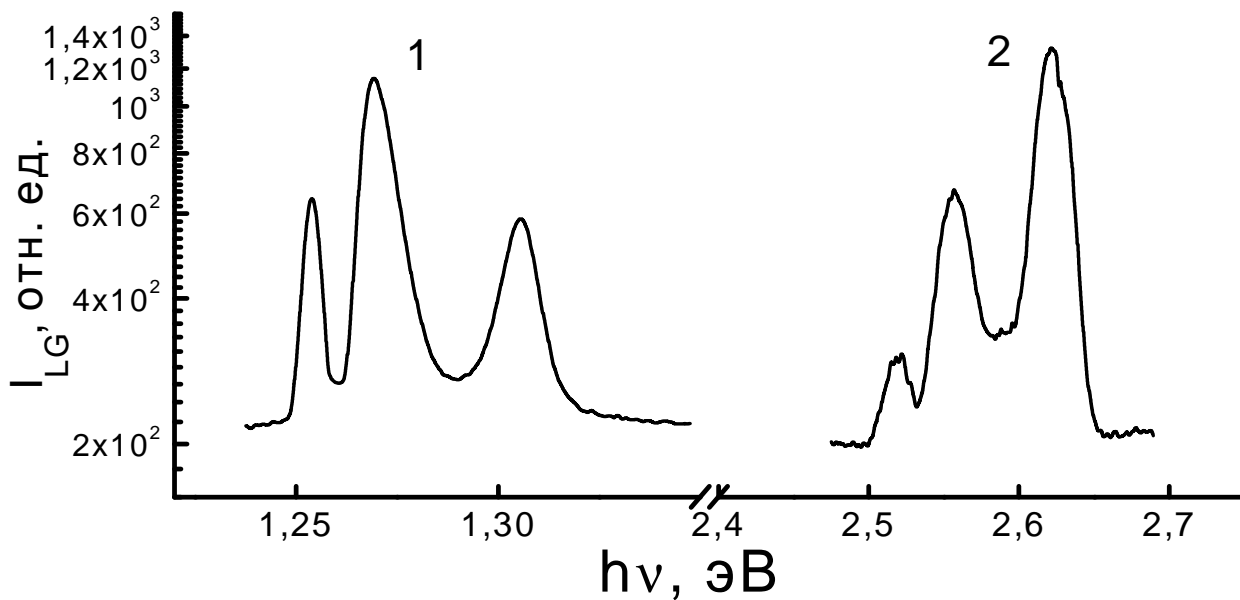


Рис. 2.9. Спектры трехчастотной (кривая 1) генерации лазеров, содержащих в активной области три квантовые ямы. Кривая 2 - спектр генерации вторых гармоник для трехчастотной генерации. $T = 300$ К.

2.2. Генерация излучения на удвоенных и суммарной частотах в «двухчиповых» полупроводниковых лазерах

Параллельно с исследованиями двухчастотных лазеров исследовались, так называемые, «двухчиповые» лазеры, состоящие из расположенных на одном теплоотводе в непосредственной близости друг от друга двух одночастотных лазеров с несколько различающимися длинами волн генерации в области 1 мкм (рис. 2.10). Нами было предпринято исследование внутрирезонаторного смешения излучения двух частот в такой системе двух отдельно запитываемых лазерных диодов (чипов). В монолитных двухчастотных полупроводниковых лазерах, рассмотренных ранее, возбуждение двух правильных мод на двух частотах часто оказывается неустойчивой из-за неконтролируемой конкуренции квантовых ям за носители заряда. Нелинейная генерация излучения на суммарной частоте уже была продемонстрирована в двухцветном квантовом каскадном лазере на основе InGaAs/AlGaAs [45] и на основе GaAs [143]. В то же время внутрирезонаторное нелинейное смешение мод в указанной «двухчиповой» конструкции, насколько нам известно, до сих пор не исследовалось, хотя аналогичная конструкция неоднократно применялась для других целей, например, для создания лазерных элементов оптических логических схем [152], для модуляции спектра генерации инжекционных лазеров [153 - 154], для синхронизации хаотических автоколебаний [155] и др.

Используемая нами конструкция «двухчипового» полупроводникового лазера InGaP/GaAs/InGaAs, состоявшего, как уже было сказано выше, из двух одночастотных лазерных чипов с независимой накачкой, позволила заводить стимулированное излучение одного из них в волновод другого. В этом случае дальний лазер (более длинноволновый) используется только для накачки, а ближний (коротковолновый) одновременно является нелинейным элементом, в котором смешиваются две основные моды с близкими частотами.

Таким образом, используемая конструкция имеет ряд преимуществ по сравнению с монолитным двухчастотным лазерным диодом, связанных с отдельной накачкой каждого из двух одночастотных лазеров: расширение диапазона генерируемых разностной и суммарной частот за счет возможности

независимого выращивания двух отдельных гетероструктур, использование комбинированной накачки, температурное управление излучением двух отдельных чипов и, наконец, что особенно важно для нелинейных эффектов, с увеличением пространственного перекрытия основных мод генерации благодаря оптимизации составного резонатора. Это позволило нам совместно с нашими коллегами из НИФТИ ННГУ получить когерентное излучение суммарной частоты на выходе из резонатора коротковолнового лазера с мощностью порядка мощности вторых гармоник обоих парциальных лазеров (типичное значение этой мощности составляет доли микроватта при мощности излучения основных мод генерации порядка ватта).

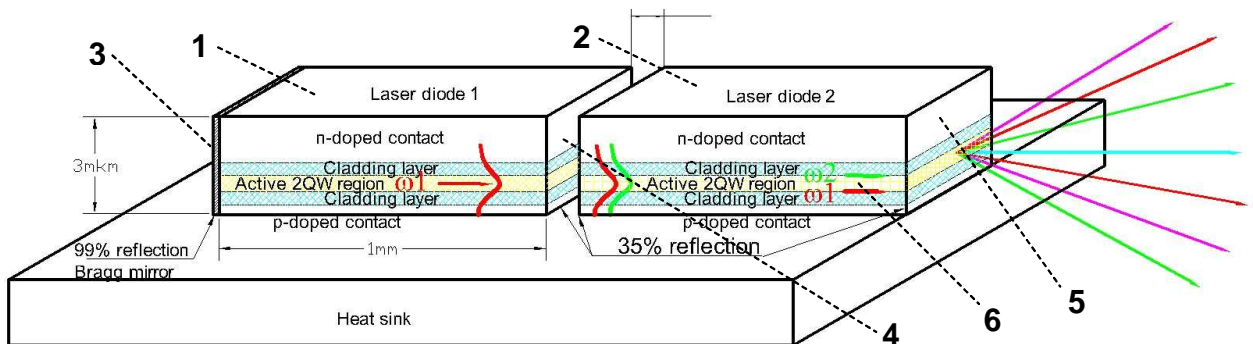


Рис. 2.10. Конструкция «двухчипового» лазера. Ld_1 – длинноволновый лазер; Ld_2 – коротковолновый лазер; 1 – верхний контакт со стороны подложки ЛД₁; 2 – верхний контакт со стороны подложки ЛД₂; 3 – отражающая грань ЛД₁; 4 – место соединения просветлённой излучающей грани ЛД₁ и отражающей грани ЛД₂ без диэлектрического покрытия; 5 – излучающая грань ЛД₂; 6 – структурные слои.

2.2.1. Метод исследования

В данной работе мы использовали лазерные структуры InGaAs/GaAs/InGaP, выращенные МОС-гидридной эпитаксией при атмосферном давлении, созданные в НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского в группе эпитаксиальной технологии (ГЭТ), возглавляемой Б.Н. Звонковым, по методике, описанной в работе [150]. Волноводы лазерных диодов были образованы центральным слоем GaAs, толщиной 0,8 мкм, и ограничивающими слоями InGaP толщиной 0,7 мкм. В середине волноводного слоя GaAs располагались две квантовые ямы ($In_{0.2}Ga_{0.8}As$), толщиной около 9 нм, обеспечивающие генерацию стимулированного излучения. Отметим, что волноводы обоих лазерных диодов были идентичны, разными были только толщины квантовых ям, что давало 2-3 – процентное различие частот генерации лазерных диодов. Лазерные чипы имели следующие размеры: длина 1 мм, ширина

400 мкм, толщина структуры 2 мкм, ширина активной области составляла 100 мкм. В данных образцах оба одночастотных лазера излучали на основной моде волновода, что не обеспечивало выполнение условия фазового синхронизма, что необходимо для эффективной генерации разностной частоты. Последнее не имеет значение для наблюдения суммарной частоты, поскольку она излучается из тонкого (порядка обратного коэффициента поглощения) слоя вблизи торца лазерного диода (как и удвоенные частоты).

Для достижения эффективного ввода излучения одного диода в волновод другого диоды монтировались на общем теплоотводе (рис. 2.10). Теплоотвод предварительно полировали и покрывали тонким слоем индия. Чипы спаивались на подготовленный теплоотвод в стык друг к другу структурой вниз, а подложкой вверх, что обеспечило выравнивание по высоте волноводов двух диодов. Излучающая область (активная полоска) ограничивалась с двух сторон ионной имплантацией. При раскалывании структур на отдельные чипы, активная полоска располагалась строго по середине (равноудалена от боковых граней). Это условие было необходимым для точного совмещения волноводов в плоскости *p-n*-перехода. Одно из зеркал диода 1, генерирующего длинноволновое излучение, фактически касалось зеркала другого (коротковолнового) диода 2 и было покрыто диэлектрическими слоями, обеспечивающими его просветление и электрическую изоляцию между лазерными чипами (рис. 2.10).

Спектры лазерного излучения в ближнем ИК диапазоне частот и зависимость интенсивности линий генерации от тока накачки исследовались с помощью дифракционного решеточного монохроматора на спектральном комплексе КСВУ-23 (рис. 2.3). Использовалась отражательная дифракционная решетка с числом штрихов на 1 мм равным 600 (область преимущественной концентрации энергии (свыше 40% от максимума) в 1-ом порядке: 800÷2000 нм). Приемником излучения служил ФЭУ с полосой чувствительности от 800 до 1200 нм. Излучение модулировалось с помощью механического прерывателя. Использовалась стандартная схема синхронного детектирования. Измерения проводились при комнатной температуре (в этих экспериментах теплоотвод лазерного диода помещался на элемент Пельтье, при этом температура измерений составляла 16°C) при накачке лазера постоянным током.

Измерения спектров лазерного излучения в видимом диапазоне для исследования генерации излучения на двойных и суммарной частотах, а также зависимость интенсивности линий генерации от тока накачки проводились на том же спектральном комплексе КСВУ-23. В данном случае использовалась отражательная дифракционная решетка с 1200 штрихами на 1 мм (область преимущественной концентрации энергии (свыше 40% от максимума) в 1-ом порядке: 200÷1000 нм). В качестве приемника применялся ФЭУ с полосой чувствительности от 300 до 800 нм. Измерения проводились в режиме накачки лазерных диодов постоянным током.

Кроме спектральных характеристик для анализа модового состава излучения нашими коллегами из НИФТИ ННГУ были исследованы зависимости интенсивности излучения от угла в плоскости, перпендикулярной р-п-переходу, на фиксированных длинах волн (диаграмма направленности). Все измерения проводились при комнатной температуре.

2.2.2. Результаты и обсуждение

На рис. 2.11 приведены типичные спектры излучения: основные линии генерации двух состыкованных лазеров (линии 1, 2) на длинах волн $\lambda_1=0,939$ мкм и $\lambda_2=0,992$ мкм, вторые гармоники (линии 3, 4 соответственно) и излучение на суммарной частоте (линия 5). Положение линий 3 - 5 точно соответствует рассчитанным значениям $\lambda_1/2=0,4695$ мкм, $\lambda_2/2=0,496$ мкм, $\lambda_1\lambda_2/(\lambda_1+\lambda_2)=0,482$ мкм. Их ширины равны 1 – 2 нм, что примерно в три раза меньше ширин линий генерации основных гармоник $\lambda_{1,2}$. Изменением токов накачки лазеров можно было изменять соотношение амплитуд пиков излучения на длинах волн λ_1 и λ_2 , а следовательно, соотношение интенсивностей излучения на удвоенных и суммарной частотах. Максимальная мощность излучения в каждой из двух основных линий генерации была порядка 1 Вт (при накачке током до 1.5 А), а мощности излучения на удвоенных и суммарной частотах не превышали 1 мкВт.

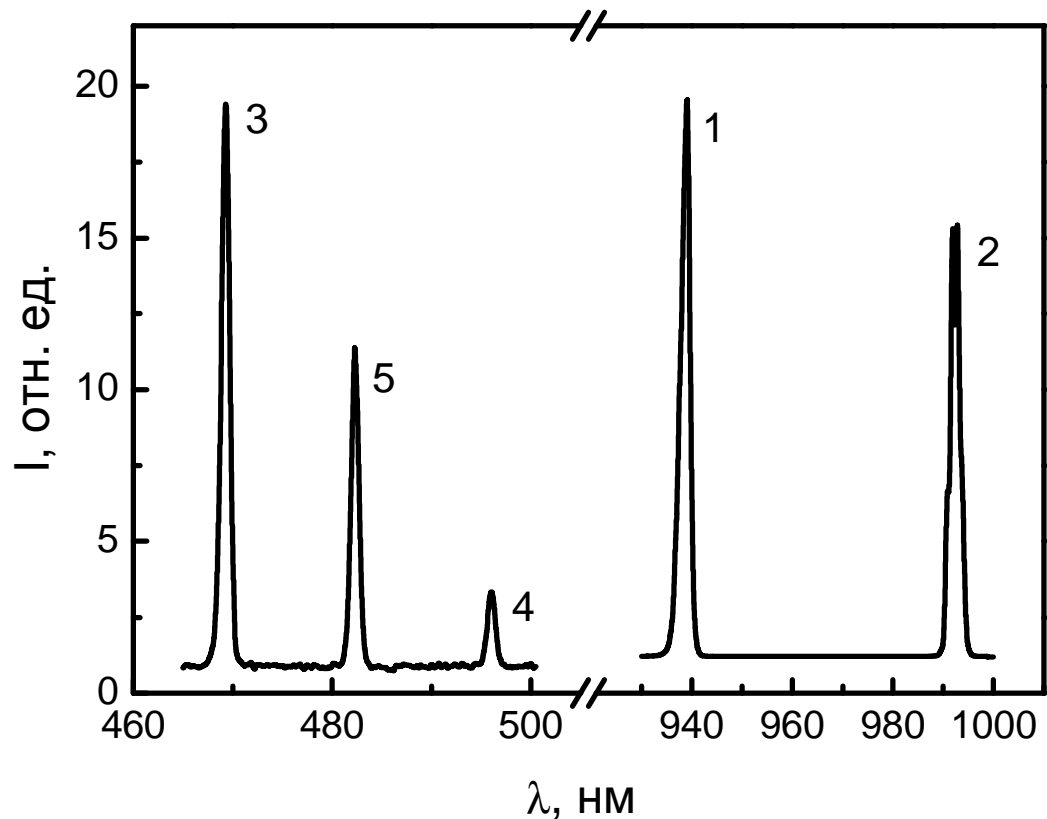


Рис. 2.11. Характерные спектры генерации основных частот (1 и 2), вторых частот (соответственно, 3 и 4) и излучения на суммарной частоте (5) «двухчипового» лазера ($T=289$ К).

Существенная интенсивность излучения на суммарной частоте (порядка интенсивности вторых гармоник) указывает на эффективность нелинейного взаимодействия двух мод ближнего ИК диапазона внутри лазерного резонатора и, как следствие, на возможность генерации разностной частоты в разработанной конструкции с составным резонатором. Поскольку наблюдение излучения на суммарной частоте значительно проще осуществить по сравнению с наблюдением излучения на разностной частоте, то его удобно использовать в качестве индикатора эффективности внутрирезонаторного взаимодействия мод в устройствах, предназначенных для получения излучения на разностной частоте.

Критерием качественного совмещения чипов является прохождение основной части излучения дальнего чипа в виде основной моды в волноведущий слой переднего чипа (рис. 2.10). Об этом можно судить на основе исследования диаграмм направленности излучения из составного резонатора. Неудовлетворительное выравнивание по высоте лазерных чипов (волноводных

слоёв), а также отклонение от параллельности лазеров друг относительно друга отражалось на диаграмме направленности. На рис. 2.12 приведён пример качественного совмещения волноводных слоёв «двухчипового» лазера. На рисунке представлены типичные диаграммы направленности основных линий для коротковолнового (переднего на рис.2.10) чипа - рис. 2.12а и для длинноволнового (заднего на рис. 2.10) - рис. 2.12б. Довольно большая ширина диаграмм, перпендикулярных $p-n$ - переходу, естественна и связана с очень малой толщиной волноведущего слоя структуры ($d_{wg} \approx 0,6$ мкм). Как видно из рисунка, диаграммы направленности основных линий переднего и заднего чипов качественно очень схожи и имеют стандартный вид. Необходимо отметить, что диаграммы направленности длинноволнового (заднего) лазера измерялись после прохождения его излучения через коротковолновый (передний) лазер – и их гладкий, малоизрезанный, почти симметричный профиль свидетельствует о хорошем качестве ввода излучения длинноволнового лазера в волновод коротковолнового. В образцах с неточно сориентированными волноводами лазерных диодов диаграммы направленности имеют дополнительные максимумы и получаются сильно изрезанными благодаря возбуждению не только основной, но и высших поперечных мод.

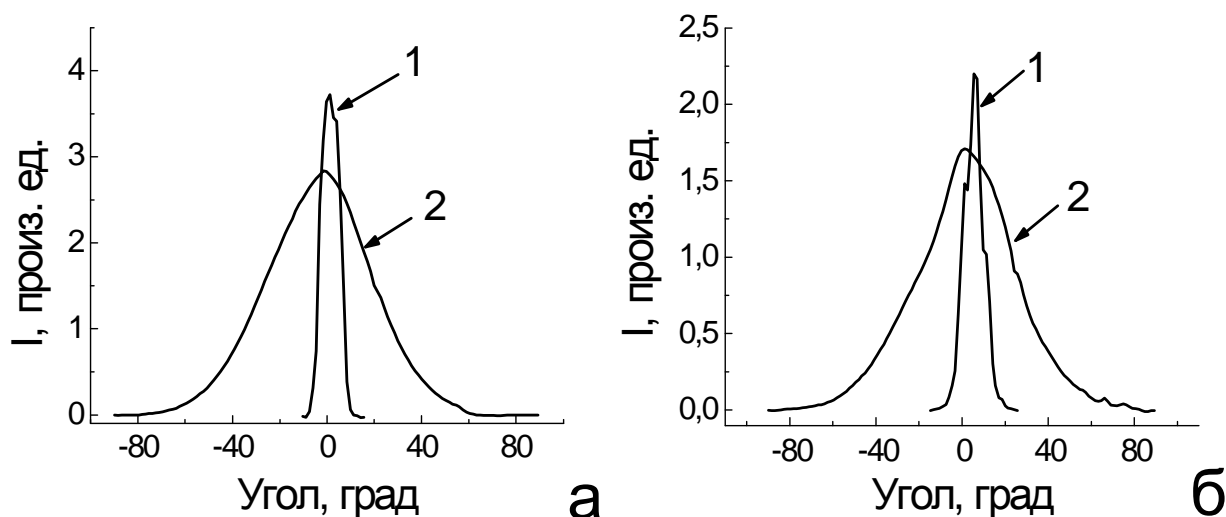


Рис. 2.12. Типичные диаграммы направленности лазера с составным резонатором в плоскости, параллельной (1) и перпендикулярной (2) $p-n$ - переходу. а - Ld_2 (передний) включен, Ld_1 (задний) выключен; б - Ld_1 (задний) включен, Ld_2 (передний) выключен.

На рис. 2.13 приведены зависимости интенсивности излучения на суммарной частоте от угла в плоскостях, параллельной (кривая 1) и перпендикулярной (кривая 2) $p-n$ – переходу; полученные диаграммы направленности соответствуют фундаментальной ТМ моде диэлектрического волновода. Из рисунка можно заметить, что диаграмма направленности для излучения на суммарной частоте сильнее «изрезана» и немного уже диаграмм направленности для основных линий генерации, тогда как в первом приближении квадратично-нелинейное обострение профиля тока суммарной частоты на выходном зеркале (приводящее к уширению диаграммы направленности) и примерно двукратное уменьшение длины волны (соответствующая диаграмма направленности должна быть вдвое уже, чем для основных частот) должны были бы взаимно компенсироваться, оставляя диаграмму направленности неизменной. Скорее всего, «изрезанность» и обужение диаграммы направленности во многом являются кажущимися и связаны с существенно более низким уровнем сигнала на суммарной частоте (по сравнению с сигналами на основных гармониках), что приводит к затруднению регистрации диаграммы направленности на больших углах. Однако характерным является тот факт, что для всех шести диаграмм направленности максимум расположен в районе нулевого угла.

Для выяснения природы излучения на удвоенных и суммарной частотах были проведены поляризационные измерения излучения лазера. Измерения показали, что излучение на удвоенных и суммарной частотах обладают ТМ поляризацией (электрическое поле направлено по нормали к плоскостям гетероструктуры). В то же время излучение на длинах волн $\lambda_{1,2}$ представляет собой основные ТЕ моды и распространяется в волноводах диодных лазеров вдоль направления $[110]$, т.е. у них имеются только x, y - компоненты электрического поля. Отметим, что тензор диэлектрической восприимчивости второго порядка, обусловленный нелинейностью решётки $\epsilon^{(2)}_{ijk}$, имеет ненулевые элементы только тогда когда $i \neq j \neq k$. В результате решеточная нелинейность создает электрическую индукцию на двойных, суммарной (и разностной) частоте вдоль направления $[001]$ (т.е. вдоль оси z), что соответствует возбуждению ТМ поляризации, которая и наблюдается в эксперименте. Тем самым поляризационные измерения указывают на то, что генерация излучения на удвоенных и суммарной частотах происходит

благодаря решеточной нелинейности. При этом из-за сильного межзонного поглощения область их генерации ограничена узким слоем толщиной меньше одного микрона вблизи поверхности выходного зеркала коротковолнового лазерного диода.

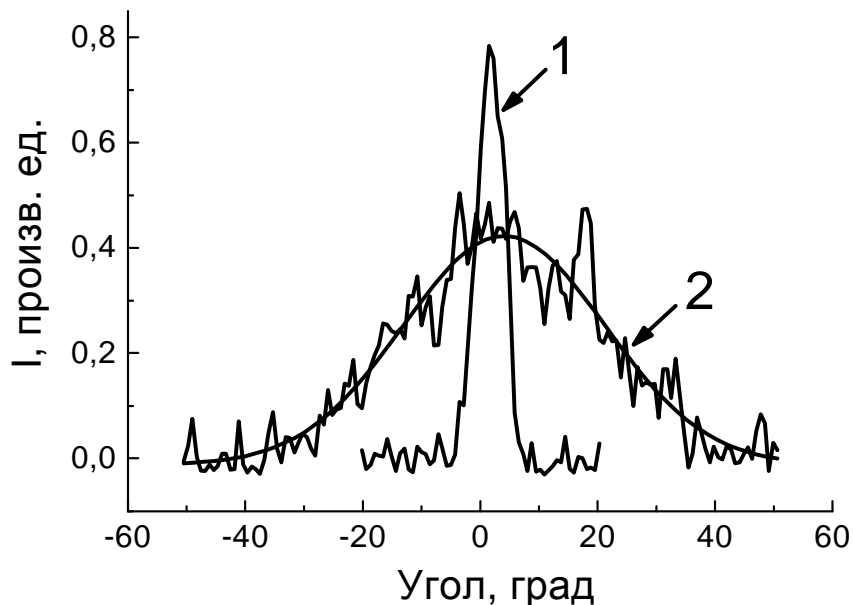


Рис. 2.13. Типичная диаграмма направленности излучения на суммарной частоте: 1 – в плоскости p - n - перехода, 2 – в плоскости, перпендикулярной p - n - переходу (представлена также огибающая, в которой исключён шум, связанный с невысоким уровнем сигнала).

2.3. Наблюдение излучения среднего ИК диапазона в двухчастотных лазерах InGaAs/GaAs/InGaP

Если излучение на суммарной частоте сильно поглощается материалом лазерной структуры, то получение излучения на разностной частоты не ограничено этим обстоятельством, что открывает возможности создания перестраиваемых источников излучения терагерцового и мультитерагерцового диапазонов, работающих при комнатной температуре, - к этому в настоящее время стремятся многие исследователи [43, 51, 56, 156 - 160]. Эффективность использования полупроводниковых кристаллов для нелинейно-оптического смешивания излучения двух внешних лазеров с близкими частотами и выделения излучения разностной частоты не вызывает сомнений и соответствующие экспериментальные исследования в данный момент ведутся широким фронтом (см., например, [161 - 164]). В то же время измерение терагерцового излучения малой мощности представляет достаточно сложную задачу (а повышению этой мощности препятствует, в частности, сложность удовлетворения условиям фазового синхронизма). Экспериментальные работы в данном направлении стали появляться только в последнее время (см., например, [142 - 145, 160 - 162, 165, 166]), и представленные в диссертации исследования взаимодействия мод в гетеролазерах и генерации излучения на разностной частоте в этом отношении весьма актуальны.

На первом этапе исследований, когда мы работали с одночиповыми двухчастотными лазерами, нам удалось наблюдать из такого лазера излучение среднего ИК диапазона при гелиевой температуре. Исследовался двухчастотный лазер, генерирующий на основной и первой возбужденной модах волновода, энергии квантов которых различались на 50 мэВ, как видно из спектра 2 на верхней вставке (рис. 2.14). Соответственно, излучение на разностной частоте с энергией квантов 50 мэВ должно иметь длину волны около 25 мкм. Поэтому мы использовали примесный фотоприемник Si:B, у которого на эту длину волны приходится максимум чувствительности (полоса чувствительности от ~10 мкм до 29 мкм). На нижней вставке к рисунку 2.14 представлена схема опыта. Ближнее ИК излучение основных мод лазерной генерации (см. верхняя вставка) отсекалось

фильтрами Ge и InSb. Измерения проводились при импульсной токовой накачке ($I \sim 3$ А) с длительностью импульсов $\tau_{имп}=7\div 15$ мкс, вся конструкция находилась в жидком гелии. На рис. 2.14 представлены осциллограммы сигналов в случае двухчастотной лазерной генерации (кривые 4,5). На осциллограммах хорошо видно, что помимо наводок на переднем и заднем фронтах импульса наблюдается сигнал, амплитуда которого возрастает с длительностью импульса, что связано инерционностью схемы регистрации, определяемой произведением RC . Характерное время установление сигнала на детекторе, определенное из RC -связи измерительной схемы, составляет ~ 10 мкс ($RC \sim 10$ мкс = 10^{-10} Ф * 10^5 Ом - емкость кабеля * нагрузочное сопротивление). Оно сравнимо с длительностью используемых импульсов: 9 мкс – кривая 4 и 15 мкс – кривая 5. Для сравнения представлены данные для одночастотного лазера (кривая 1 на верхней вставке рис. 2.14).

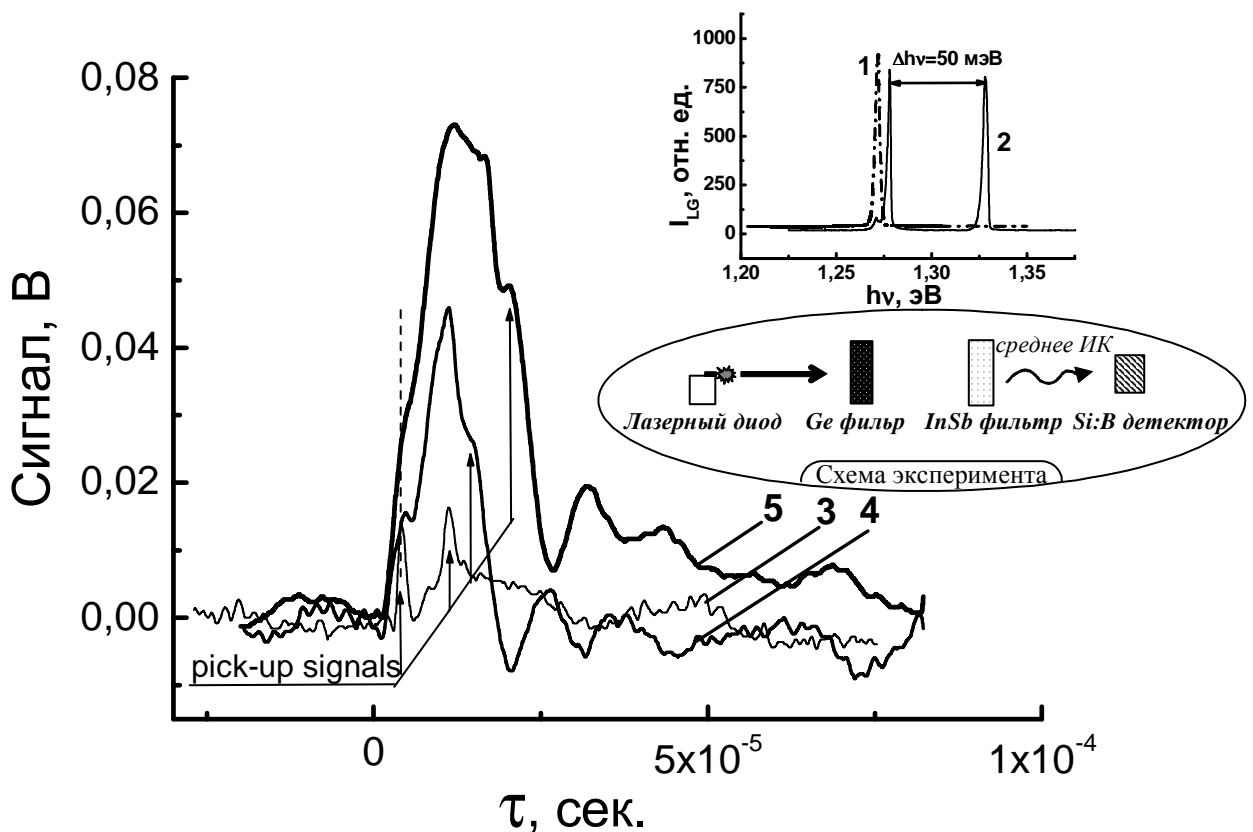


Рис. 2.14. Осциллограммы сигналов в среднем ИК диапазоне в случае двух (кривые 4,5-соответствуют спектру 2 на первой вставке) и одночастотной (кривая 3-соответствует спектру 1 на первой вставке) лазерной генерации при импульсной накачке. Ближнее ИК излучение отсекалось Ge и InSb фильтрами (вторая вставка). Кривые: 3 - $\tau_{имп.} = 7$ мкс, 4 - $\tau_{имп.} = 9$ мкс, 5 - $\tau_{имп.} = 15$ мкс.

Как видно из осциллограммы 3 в случае одночастотной генерации (кривая 3) какой-либо сигнал отсутствует, а хорошо заметны лишь наводки на фронтах импульса. Последнее обстоятельство позволяет заключить, что наблюдаемое в случае двухчастотного лазера излучение в среднем ИК диапазоне обусловлено генерацией на разностной частоте.

К тематике этой главы относится и **Приложение**, в котором приведены результаты измерений спектров излучения в среднем ИК диапазоне для «двухчипового» лазера InGaAs/GaAs/InGaP, которые были получены совсем недавно и еще не опубликованы. В ранее изучавшихся «двухчиповых» лазерах оба одночастотных лазера излучали на основной моде волновода, и условие фазового синхронизма не выполнялось. В исследуемых здесь образцах передний (коротковолновый) лазер излучал на возбужденной моде волновода, что обеспечивало выполнение условия фазового синхронизма для разностной частоты. В среднем ИК диапазоне с помощью решеточного монохроматора в спектре излучения был обнаружен пик, соответствующий рассчитанной разностной частоте. При выключении одного из лазеров сигнал пропадал, что говорит в пользу того, что причина данного сигнала является излучение на разностной частоте. Оценки мощности излучения на разностной частоте дают значение порядка 100 мкВт.

2.4. Генерация излучения на удвоенных и суммарной частотах в двухчастотном межзонном каскадном лазере с туннельным переходом

Лазерный диод с одновременной генерацией излучения нескольких частот основан на использовании квантовых ям с различающимися энергиями основных межзонных переходов. К сожалению, генерация в нем часто оказывается неустойчивой из-за неконтролируемой конкуренции квантовых ям за носители заряда. Решить эту проблему и обеспечить внутривибраторное нелинейное смешение мод позволяют схемы отдельной накачки квантовых ям, находящихся в общем резонаторе.

Перспективным вариантом такой схемы является межзонный двухкаскадный лазер с узким сильно легированным туннельным переходом [51, A21]. Последний разделяет соседние области различных квантовых ям, размещенных в одном и том же лазерном волноводе. В результате каждый электрон (дырка), поставляемый инжекционной накачкой, дважды проходит через запрещенную зону полупроводника, испуская соответственно длинноволновые и коротковолновые фотоны в квантовых ямах сначала одной, а потом другой активной области (рис. 2.15). Отметим, что межзонные двухкаскадные лазеры с отдельными оптическими резонаторами для каждого каскада, генерирующие одну частоту, исследовались ранее [167, 168]. Такие лазеры генерировали основную моду волновода. В лазере с общим резонатором генерация основной моды для нескольких частот затруднительна из-за больших потерь коротковолнового излучения в наиболее глубокой квантовой яме. Первые экспериментальные исследования гетеролазера с туннельным переходом на основе материалов InGaAs/GaAs/InGaP были проведены в работе [52].

В оптимальном варианте двухкаскадного лазера с единым резонатором длинноволновую (наиболее глубокую) квантовую яму (или ямы) необходимо располагать вблизи узла поля коротковолновой моды и максимума поля длинноволновой моды, а коротковолновую (наименее глубокую) квантовую яму – вблизи максимума поля этой моды. Тогда при достаточно мощной накачке коротковолновое излучение будет не слишком сильно поглощаться в

длинноволновой квантовой яме, и лазер сможет генерировать несколько частот. Это условие играет определяющую роль для генерации коротковолновой моды, так как при неоптимальном расположении длинноволновой квантовой ямы поглощение коротковолновой моды может на один - два порядка превышать поглощение при ее оптимальном расположении, обусловленное сильно легированным туннельным переходом. Расположение туннельного перехода является определяющим для потерь длинноволновой моды. Поэтому туннельный переход желательно располагать вблизи узлов обеих генерируемых мод.

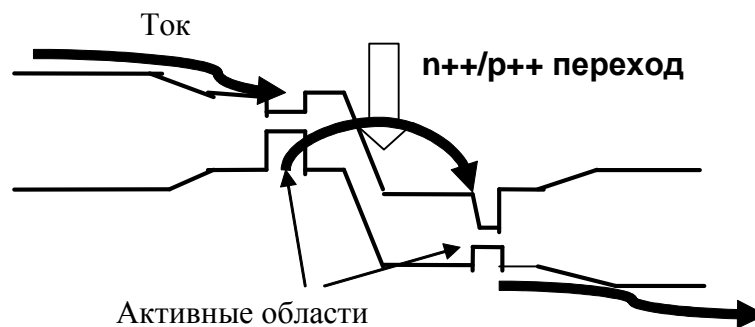


Рис. 2.15. Схема протекания тока в межзонном каскадном лазере с туннельным переходом; туннельно-прозрачный сильнолегированный n^{++}/p^{++} - слой приводит к последовательному протеканию тока через активные области, накачивая их и обеспечивая двухволновую генерацию.

В данном разделе приводятся результаты исследования подобного двухчастотного межзонного каскадного гетеролазера InGaP/GaAs/InGaAs, содержащего в общем волноводном слое две области квантовых ям, соединенные узким (менее 0.1 мкм) туннельным $p-n$ - переходом.

2.4.1. Метод исследования

Структуры для изготовления лазеров были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на подложке из n -GaAs с концентрацией доноров 10^{18} см^{-3} в НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского в группе эпитаксиальной технологии, возглавляемой Б.Н. Звонковым. Последовательность слоев в структуре межзонного двухкаскадного лазера показана в таблице 2.2. Структуры состояли из двух $p-n$ переходов, разделённых тонким туннельным $p-n$ переходом (толщины высоколегированных n и p областей составляли 55 и 40 нм

соответственно). Лазерный волновод был сформирован слоем n -InGaP толщиной 0,78 мкм в области нижнего p - n перехода и слоем p -InGaP той же толщины в области верхнего p - n перехода. Коротковолновая квантовая яма в области верхнего p - n перехода и длинноволновая квантовая яма в области нижнего p - n перехода имели одинаковую толщину 10 нм, но различались процентным содержанием индия (14,5 % и 28 % соответственно). Общая толщина активной области, включая туннельный переход, составляла 1,5 мкм. Для формирования активной области в плоскости p - n перехода структура была имплантирована ионами водорода с энергиями 80 кэВ за исключением полос шириной 100 мкм, через которые и протекал ток, обеспечивающий лазерную генерацию. Зеркалами служили сколотые грани структуры. Типичная длина резонаторов лазеров составляла 1 мм.

Конструкция волновода и положение квантовых ям были рассчитаны таким образом, чтобы генерировать моду третьего порядка на частоте, соответствующей переходу между основными состояниями электронов и дырок в коротковолновой квантовой яме, и моду первого порядка на частоте, соответствующей переходу между основными состояниями электронов и дырок в длинноволновой квантовой яме. На рис. 2.16 показана зависимость показателя преломления от координаты z (вдоль направления роста структуры) и рассчитанные квадраты электрического поля мод TE_1 и TE_3 . Стрелками показано положение квантовых ям. Ноль координаты выбран на ближайшей к подложке гетерогранице GaAs/InGaP.

Исследование данных лазерных диодов включало измерения спектральных характеристик в ближнем ИК и видимом диапазоне частот при импульсном режиме накачки. Спектры лазерного излучения в ближнем ИК и видимом диапазоне частот исследовались с помощью дифракционного решеточного монохроматора на спектральном комплексе КСВУ-23 (рис. 2.3) методом, аналогичным описанному в разделе 2.1.1. Измерения проводились при комнатной температуре (в этих экспериментах теплоотвод лазерного диода помещался на элемент Пельтье, при этом температура измерений составляла 16°С) при накачке лазера 1 мкс импульсами тока от нескольких единиц до нескольких десятков ампер с частотой повторения 1 кГц.

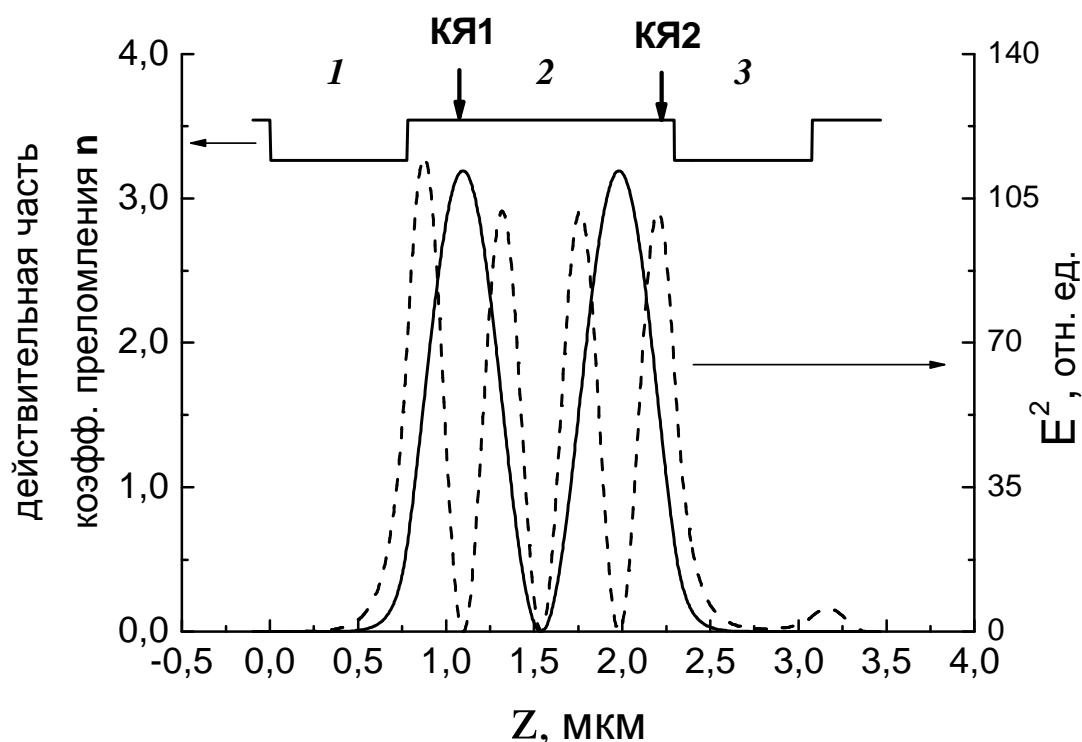


Рис. 2.16. Зависимость от координаты (в направлении поперек p - n - перехода) действительной части коэффициента преломления (верхняя линия) и квадратов электрических полей в модах TE_1 (сплошная кривая) и TE_3 (штриховая кривая). Стрелками показано положение длинноволновой (КЯ1) и коротковолновой (КЯ2) квантовых ям в структуре. Слои структуры: 1, 3 – InGaP, 2 – GaAs.

Таблица 2.2. Параметры слоев переднего (коротковолнового) одночастотного лазера, входящего в состав «двухчипового» лазера.

n^+ -GaAs	буферный слой + подложка
n^+ -InGaP	780 нм
i -GaAs	300 нм
QW1	длинноволновая КЯ, 10 нм
i -GaAs	115 нм
p^+ -GaAs	300 нм
p^{++} -GaAs	40 нм
n^{++} -GaAs	55 нм
n^+ -GaAs	300 нм
i -GaAs	300 нм
QW2	коротковолновая КЯ, 10 нм
i -GaAs	90 нм
p^+ -InGaP	780 нм
p^{++} -GaAs	300 нм
Au	контакт

2.4.2. Результаты и обсуждение

На рис. 2.17 приведены спектр излучения лазера в ближнем ИК и видимом диапазоне частот при токе накачки 40 А. Основные линии генерации (1 и 2), присутствующие в спектре ($\lambda_1 = 0,980$ мкм, $\lambda_2 = 1,060$ мкм), соответствуют переходам между первыми электронными и дырочными подзонами в квантовых ямах, расположенных в различных $p-n$ - переходах. Каждая линия имеет свой пороговый ток возникновения. При токе накачки выше 15 – 20 А (в зависимости от образца) возникала двухчастотная лазерная генерация с мультимилливаттной мощностью излучения.

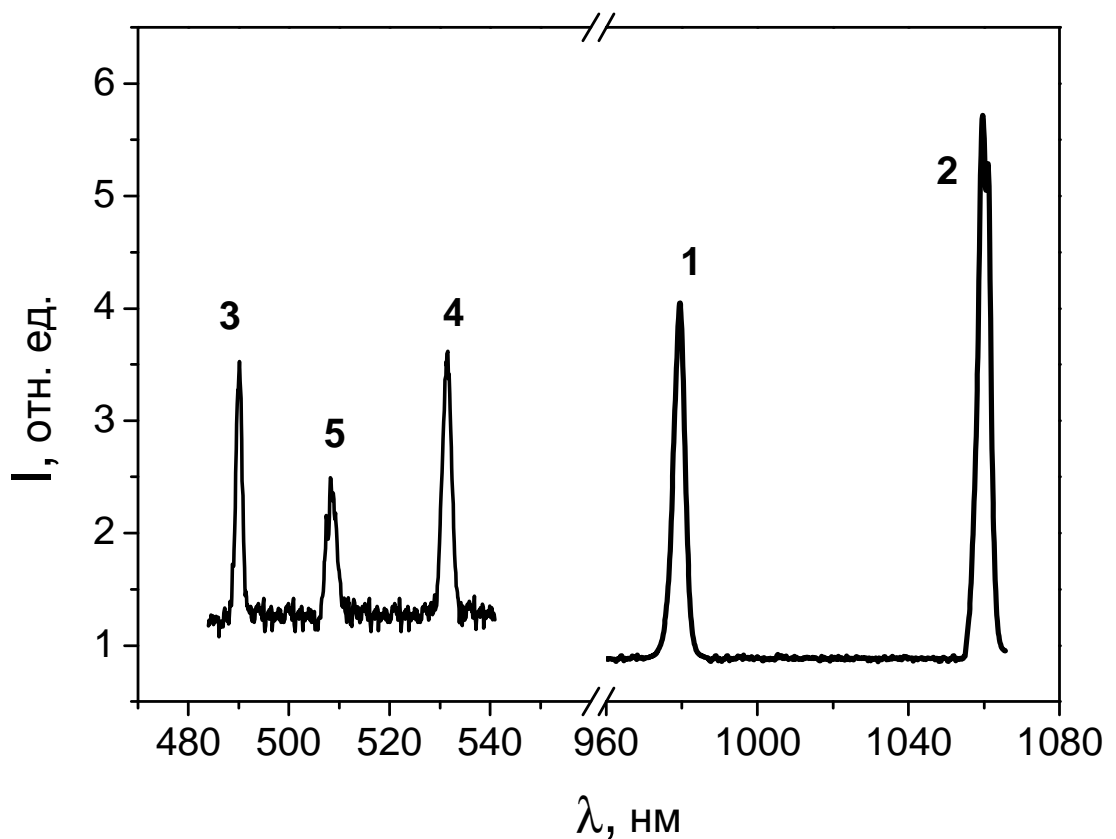


Рис. 2.17. Характерные спектры генерации основных гармоник (1 и 2), вторых (соответственно, 3 и 4) и суммарной частоты (5) двухчастотного межзонного каскадного лазера InGaP/GaAs/InGaAs при токе 40 А ($T=289$ К).

Для проверки одновременности генерации основных частот в пространственно пересекающихся модах были проведены наблюдения генерации вторых гармоник и суммарных частот. Смещение частот в резонаторе лазера происходит благодаря квадратичной решеточной нелинейности GaAs [49]. Результаты наблюдений приведены на рис. 2.17 и демонстрируют присутствие вторых гармоник для мод с длинами волн λ_1 и λ_2 (3 и 4 соответственно), а также сигнала с суммарной частотой этих мод (5). Это наблюдение является прямым доказательством возможности смещения частот внутри резонатора лазера и одновременной генерации излучения линий λ_1 , λ_2 , что открывает возможность генерации в таких лазерах излучения на разностной частоте.

Глава 3. Детектирование и генерация терагерцового излучения в нанометровых полевых транзисторах

На сегодняшний день для детектирования терагерцового излучения в основном применяются широкополосные приемники излучения, такие как болометры [13 - 15], пироэлектрические датчики, диоды Шоттки [16, 17], основанные на нелинейности ВАХ перехода металл - полупроводник и фотопроводящие детекторы [18]. Использование же селективных и перестраиваемых детекторов при спектральном анализе позволяет отказаться от дифракционных решеток или механически перестраиваемых интерферометров. Таким селективным детектором может быть полевой транзистор с двумерным электронным газом в канале, перестраиваемый приложенным к затвору напряжением. Резонансное и нерезонансное детектирование в полевых транзисторах с двумерным электронным газом наблюдалось в работах [23, 79 - 89]. Нерезонансное детектирование терагерцового излучения для коммерчески доступного полевого транзистора GaAs/AlGaAs Fujitsu впервые удалось зарегистрировать в работе [79]. Резонансное детектирование терагерцового излучения уже продемонстрировано для различных типов полевых транзисторов: коммерчески доступного полевого транзистора GaAs/AlGaAs Fujitsu [23, 80, 81, 82], кремниевого MOS транзистора [83], полевого транзистора с двойной квантовой ямой и решетчатым затвором [84, 85], полевых транзисторов InGaP/InGaAs/GaAs [86], InGaAs/AlInAs [87] и AlGaAs/InGaAs [88, 89].

Как было продемонстрировано ранее в обзорной главе из теории Дьяконова-Шура, полевой транзистор служит резонатором для плазменных волн, возникающих в канале, которые могут существовать только при дискретном наборе частот. В случае резонансного детектирования ($\omega\tau \gg 1$) и для достаточно короткого образца ($s\tau/L \gg 1$), отклик на электромагнитное излучение имеет ярко выраженный резонансный пик на основной плазменной частоте (см. 1.22) $\omega_0 = \frac{\pi s}{2L}$ и на ее высших гармониках, где L - длина канала (см. рис. 1.12 - 1.13).

Переменное напряжение (или ток в зависимости от схемы) индуцированное электромагнитным излучением, вызывает плазменные колебания, приводящие к возникновению ЭДС между истоком и стоком ΔU , пропорциональную интенсивности падающего излучения. В случае резонансного детектирования в окрестности частоты ω_0 имеем (см. 1.25):

$$\Delta U \propto \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{2\tau}\right)^2} \quad (3.1)$$

Таким образом, резонансная частота плазменных колебаний в подзатворном 2D электронном газе определяется длиной затвора L и скоростью плазменных волн s : Для больших U справедливо следующее простое выражение для резонансной частоты

(см. 1.27):
$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{e}{m} (U_{gs} - U_{th} - I_{ds} R_s)} = \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{e}{m} U}, \quad \text{где}$$

$U = U_{gs} - I_{ds} R_s - U_{th}$ – разность между напряжением на затворе U_{gs} , напряжением, падающем на контактом сопротивлении R_s , (I_{ds} – ток в канале транзистора) и напряжением отсечки транзистора U_{th} . Резонансная частота максимальна для нулевого напряжения на затворе и уменьшается до нуля по мере приближения U_{gs} к напряжению отсечки U_{th} .

Одним из основных факторов, определяющих возможность резонансного детектирования, является частота столкновений электронов, которая фактически задает нижнюю граничную частоту, на которой транзистор может работать как резонансный приемник. Для получения резонансного отклика необходимо выполнение условия $\omega\tau > 1$, где ω – частота падающего излучения (резонансная частота), а τ – время релаксации носителей заряда в плазме $\tau = \frac{\mu m}{e}$, где μ – подвижность носителей заряда в канале.

В работе исследовалась возможность резонансного детектирования терагерцового излучения для двух типов нанометровых полевых транзисторов: в полевом транзисторе, изготовленном из селективно легированной гетероструктуры GaN/AlGaN и коммерчески доступного полевого транзистора GaAs/AlGaAs (Fujitsu) при $T = 4,2$ К.

3.1. Резонансное детектирование терагерцового излучения в нанометровом полевом транзисторе GaN/AlGaN

3.1.1. Метод исследования

Исследуемые транзисторы изготавливались из выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) гетероструктуры GaN/Al_{0,22}GaN_{0,78} с высокой подвижностью двумерного электронного газа. На подложке последовательно выращивались буферный слой GaN толщиной 1 мкм, нижний барьер AlGaN толщиной 5 нм, селективно легированный кремнием барьер AlGaN толщиной 20 нм, верхний барьер AlGaN толщиной 5 нм и затем покрывающий слой GaN толщиной 3 нм. 2D электронный газ возникал на гетеропереходе между буферным слоем GaN и барьером AlGaN.

В работе представлены результаты измерений для транзисторов с длиной затвора $L = 0,25$ мкм, ширина канала составляла 30 мкм, расстояние затвор-сток 3 мкм.

Cap	3nm GaN
Barrier (NID)	5nm Al _{0,22} GaN _{0,78}
Barrier (Si)	20nm Al _{0,22} GaN _{0,78}
Barrier (NID)	5nm Al _{0,22} GaN _{0,78}
Buffer	1.0μm GaN
Nucleation layer	
Substrate	SiC

Рис. 3.1. Схема роста транзистора GaN/AlGaN.

Кристалл с транзисторами монтировался на держателе для микросхем, который затем вставлялся в ответный модуль, расположенный в световодной вставке в транспортный гелиевый дьюар СТГ-40, все измерения проводились при $T = 4,2$ К. Контактные площадки транзисторов золотыми проволочками соединялись с лепестками держателя. Эти же контактные площадки вместе с подводными металлическими полосками играли роль приемной антенны для терагерцового излучения. В качестве источника излучения использовалась лампа обратной волны (ЛОВ) ОВ-74. По световоду, изготовленному из полированной

трубки из нержавеющей стали излучение заводилось в транспортный гелиевый дьюар и фокусировалось с помощью полированного латунного конуса на кристалл с транзисторами. Измерения проводились при постоянной частоте излучения и амплитудной модуляции с частотой 200 Гц. Измерялась величина фотопроводимости в цепи исток-сток при развертке прикладываемого к затвору отрицательного постоянного напряжения относительно истока U_{gs} . Через транзистор пропускался небольшой (много меньше тока насыщения) постоянный ток ~ 10 мА. Использовалась стандартная схема синхронного детектирования сигнала. Сигнал с выхода синхродетектора и напряжение на затворе оцифровывались с помощью аналого-цифрового преобразователя и записывались в память персональной ЭВМ. Для характеристики транзисторов проводились измерения магнетосопротивления транзистора и зависимости тока “исток - сток” от напряжения на затворе (“переходная характеристика”).

3.1.2. Транспортные и магнитотранспортные характеристики транзистора GaN/AlGaN

Типичная зависимость тока “исток-сток” I_{ds} транзистора от напряжения на затворе, измеренная при температуре $T = 4,2$ К, показана на рис. 3.2. Видно, что транзистор закрывается при напряжении отсечки $U_{th} = - 3,5$ В. Видно, что при закрытии транзистора I_{ds} уменьшается не до нуля, что свидетельствует о наличии “параллельного” канала проводимости в структуре.

Для оценки подвижности носителей заряда в канале измерялась зависимость проводимости транзистора от поперечного магнитного поля. Результаты измерения величины обратной сопротивлению транзистора в зависимости от магнитного поля представлены на рис. 3.3. Подвижность может быть оценена исходя из условия

$\mu H_{1/2} / c = 1$, где $H_{1/2}$ – поле, при котором проводимость в канале транзистора уменьшается в два раза. Аппроксимация измеренных данных функцией $\frac{1}{R}(H) = \frac{1}{R_0} + \frac{2A}{\pi} \frac{W}{4(H-b)^2 + W^2}$, где $\frac{1}{R_0} = 0,04164$ [Ом⁻¹]; $b = - 0,22658$ [кЭ];

$W = 59,25711$ [кЭ]; $A = 5,90864$ дает значение $H_{1/2} = 28$ кЭ, что соответствует $\mu \approx 3570$ см²/В·с при $U_{gs} = 0$.

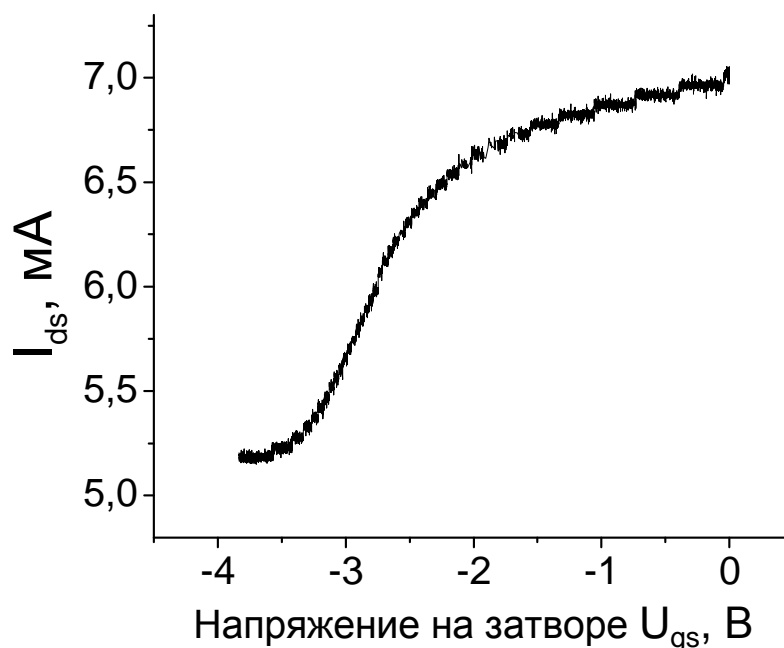


Рис.3.2. Переходная характеристика транзистора при $T = 4,2 \text{ K}$.

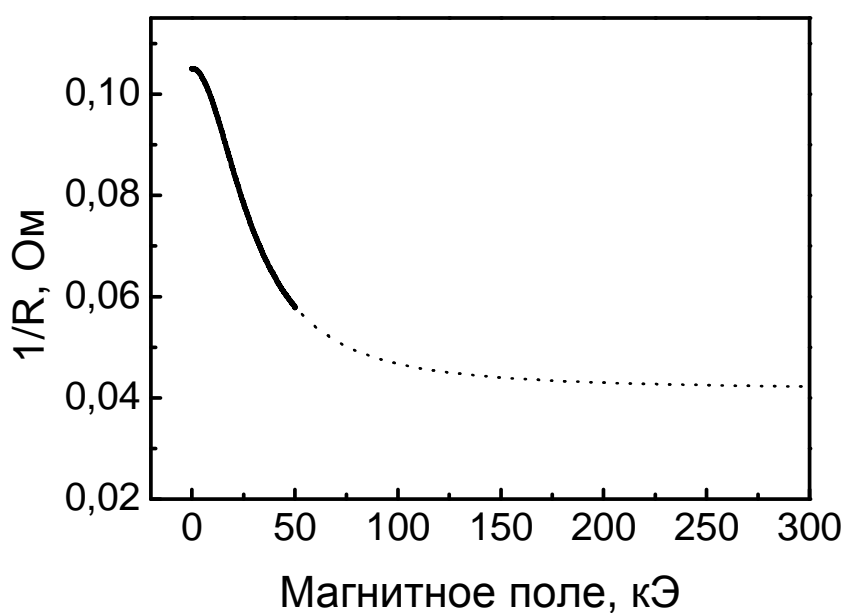


Рис. 3.3. Зависимость проводимости транзистора от магнитного поля при нулевом напряжении на затворе (данные измерения и аппроксимация).

Как уже было сказано выше, значение параметра $\omega\tau$ определяет резонансный характер наблюдаемого отклика. Это позволяет оценить из условия $\omega\tau = 1$ нижний предел частоты для наблюдения резонансного отклика как 380 ГГц. В нашем эксперименте частота падающего излучения равна 574 ГГц, чему соответствует значение $\omega\tau = 1,5$, что позволяет рассчитывать на наблюдение резонансного детектирования.

3.1.3. ФотоЭДС транзистора GaN/AlGaN в зависимости от напряжения на затворе

В исходной теоретической модели Дьяконова-Шура не было учтено падение напряжения на контактном сопротивлении $I_{ds}R_s$. Данная добавка в выражение $U = U_{gs} - I_{ds}R_s - U_{th}$ для напряжения между затвором и каналом аддитивна. Во время выполнения измерений, мы имеем возможность пропускать ток в обоих направлениях, а знак слагаемого, отвечающего за падение напряжения, зависит от направления тока. Таким образом, мы можем учесть эту поправку, сравнивая результаты измерения фото отклика для двух противоположных направлений тока.

На рисунке 3.4а представлены зависимости фотоотклика транзистора от напряжения на затворе, измеренные при положительном (кривая 1) и отрицательном (кривая 2) направлении тока “сток – исток”. Несовпадение экстремальных точек у обоих графиков связано с падением напряжения на контактном сопротивлении.

Максимумы (по абсолютной величине) напряжения отсечки $U_{th} = -3,5$ В мы связываем с нерезонансным фотооткликом. Несовпадение экстремальных точек у обоих графиков связано с тем, что при противоположных направлениях тока “сток-исток” $I_{ds}R$ (см. (1.27)) имеет разный знак. Смещая кривые 1 и 2 на одинаковую величину соответственно вправо и влево на рис. 3а и вычитая из сигнала фотопроводимости при отрицательном смещении (2) сигнал при положительном смещении (1) получаем сигнал фотоЭДС в зависимости от напряжения на затворе (рис. 3.4б). Непосредственно величину фотоЭДС при нулевом токе в канале измерить не удалось вследствие последовавшего пробоя затвора. Измерения проводились при частоте излучения $f = 574$ ГГц. Наблюдаемой величине напряжения отсечки $U_{th} = -3,5$ В отвечает в соответствии с формулой (1.27) при нулевом напряжении на затворе резонансная частота $f_0 = 1,5$ ТГц, которая должна уменьшаться до нуля при изменении U_{gs} от нуля до $-3,5$ В. Как видно из рис. 3.4б, при напряжении на затворе $U_{gs} = -3$ В наблюдается максимум фотоЭДС. Этому максимуму соответствует подзатворное напряжение равное $U = 0,5$ В. Данное значение согласуется с теоретическими расчетами. Из расчетов следует, что для исследованного транзистора резонансная частота плазменных колебаний в подзатворной электронной плазме для данного подзатворного напряжения

составляет в соответствии с формулой (1.36) $f_r = 576$ ГГц, т.е. практически совпадает с частотой детектируемого излучения, на которой проводились измерения. Определенному из магнитотранспортных измерений значению подвижности соответствует на этой частоте значение параметра $\omega_r \tau = 1,5$. Это позволяет предположить, что данная особенность фотоотклика связана с резонансом в подзатворной плазме транзистора.

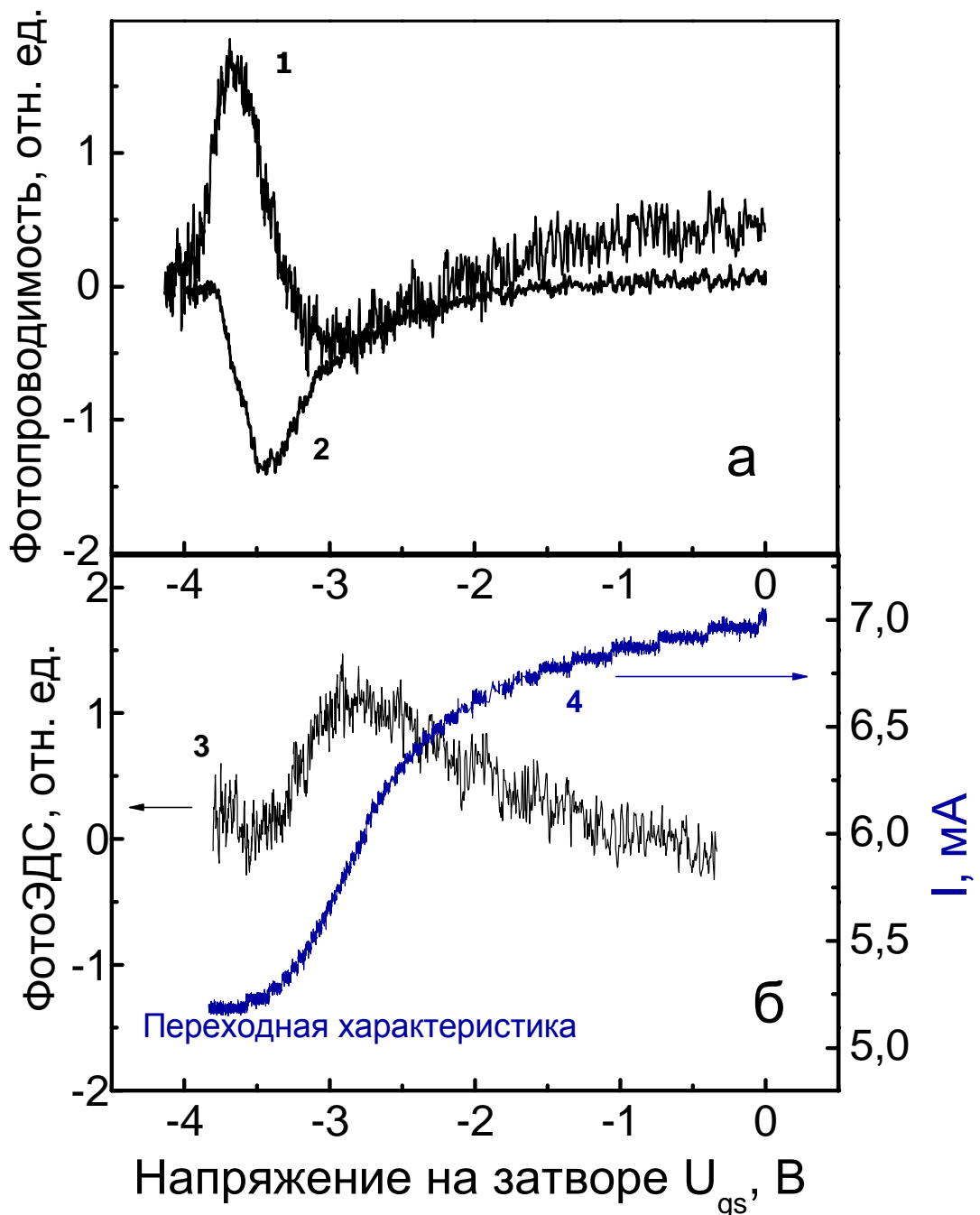


Рис. 3.4. а - зависимость фотоотклика транзистора от напряжения на затворе при положительном (1) и отрицательном (2) направлении тока “сток – исток”; б - результат вычитания первого графика из второго после смещения первого в область более малых значений напряжений U_{gs} (3), переходная характеристика транзистора (4).

Также в пользу того, что измеренный фотоотклик является резонансным говорит тот факт, что он аналогичен по виду рассчитанной функции $f(x)$ (1.23) при $\omega\tau = 2$ кроме области вблизи напряжения отсечки, где происходит перекрытие канала. На рис. 3.5 показан вид рассчитанного сигнала фотоотклика при значении параметра $\omega\tau = 2$. В нашей работе, как уже отмечалось, $\omega\tau = 1,5$, и зависимость отклика от параметра $x = s\tau/L$ при наших условиях близка к показанной на рис. 3.5. Из графика видно, что резонансное детектирование возможно, и максимуму фотоотклика соответствует значение параметра $x = 0,75$. Параметры исследованного транзистора GaN/AlGaN: $L = 0,25\mu m$, $\tau = 5 \cdot 10^{-13} c^{-1}$, откуда следует, что в данном транзисторе может быть обнаружен максимум резонансного отклика вида, изображенного на рис. 3.5, при значении подзатворного напряжения $U = 0,5B$, что хорошо согласуется с результатами наших измерений.

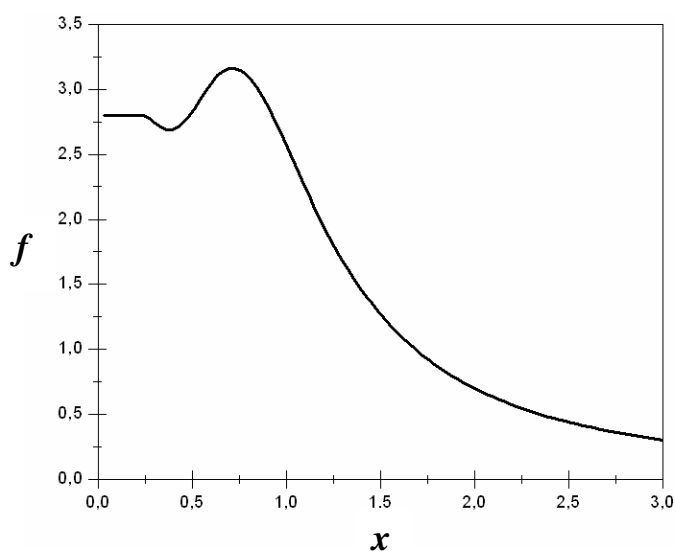


Рис. 3.5. Вид функции $f(x)$ (1.23) при $\omega\tau = 2$. Резонансное детектирование возможно.

Полученные результаты позволяют связать наблюдаемый максимум фотоотклик от U_{gs} с резонансным детектированием электромагнитного излучения.

Нужно также отметить, что через год после получения данных результатов в работе [169] был обнаружен резонансный фотоотклик для различных частот внешнего излучения в аналогичном транзисторе GaN/AlGaN, и при этом положение резонансного пика с ростом частоты смещалось в область больших напряжений на затворе, т.е. была продемонстрирована перестройка максимума отклика с ростом частоты в соответствии с моделью Дьяконова-Шура.

3.2. Резонансное детектирование терагерцового излучения в нанометровом полевом транзисторе GaAs/AlGaAs

Резонансное детектирование терагерцового излучения в подобном транзисторе уже было продемонстрировано в работе [23], где измерения проводились на одной фиксированной частоте 600 ГГц. Резонансный фотоотклик на фоне нерезонансного удалось зарегистрировать только при низких температурах. При увеличении температуры измерений резонансный фотоотклик исчезал за счет уменьшения фактора $\omega\tau$.

3.2.1. Метод исследования

В данной работе были исследованы коммерчески доступные субмикронные полевые транзисторы GaAs/AlGaAs (Fujitsu FHX06X [170]) с двумерным электронным газом в канале с длиной затвора 250 нм, ширина канала составляла 30 мкм.

Переходные, вольт-амперные характеристики и фотоотклик на ТГц излучение в транзисторе были измерены при $T = 4,2\text{К}$. Метод исследования и экспериментальная установка были аналогичны как в разделе 3.1.1. Но здесь измерялась величина фотоЭДС в канале транзистора при развертке прикладываемого к затвору отрицательного постоянного напряжения относительно истока U_{gs} .

3.2.2. Переходная характеристика и ВАХ транзистора GaAs/AlGaAs

Типичная зависимость тока “исток-сток” I_{ds} транзистора GaAs/AlGaAs от напряжения на затворе U_{gs} при различных значениях напряжения в канале транзистора U_{ds} , измеренная при температуре $T = 4,2\text{ К}$, показана на рис. 3.6. Видно, что транзистор закрывается при напряжении отсечки $U_{th} = -0,3\text{ В}$.

Выходные характеристики образца (ток стока I_{ds} от напряжения “исток-сток” V_{ds}) для различных значений напряжения на затворе U_{gs} (от 0 до -0,5 В с шагом -0,1 В) представлены на рис. 3.7. Из графика видно, что на вольтамперных характеристиках за участком насыщения присутствует область с ОДП, а при некоторых значениях напряжения на затворе наблюдается резкий спад тока I_{ds} .

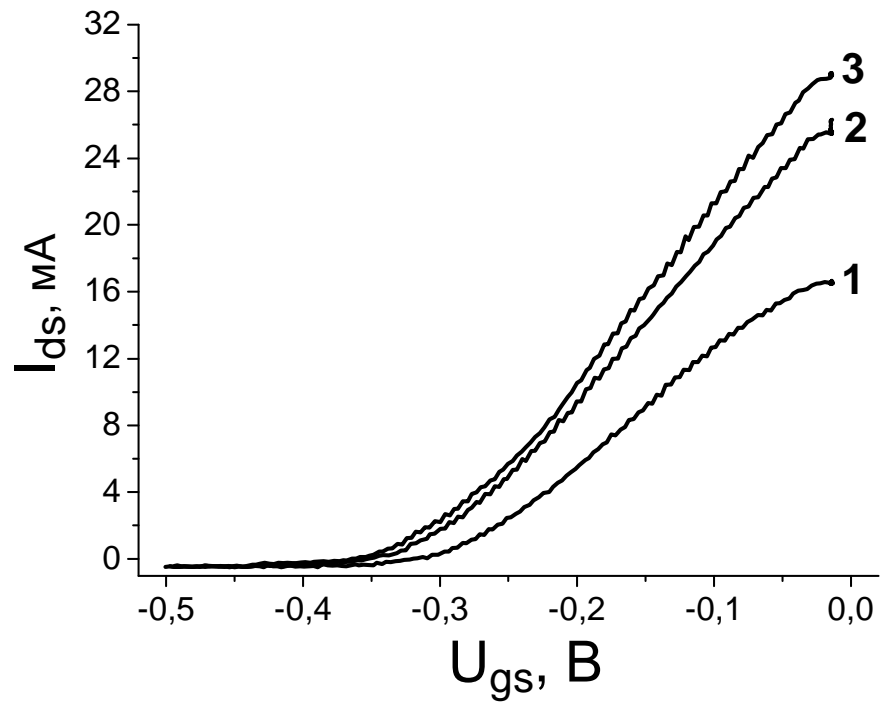


Рис.3.6. Переходная характеристика транзистора GaAs/AlGaAs (Fujitsu) для трех различных значений напряжений на стоке U_{ds} при $T = 4,2$ К (1 - $U_{ds} = 0,1$ В; 2 - $U_{ds} = 0,2$ В; 3 - $U_{ds} = 0,3$ В).

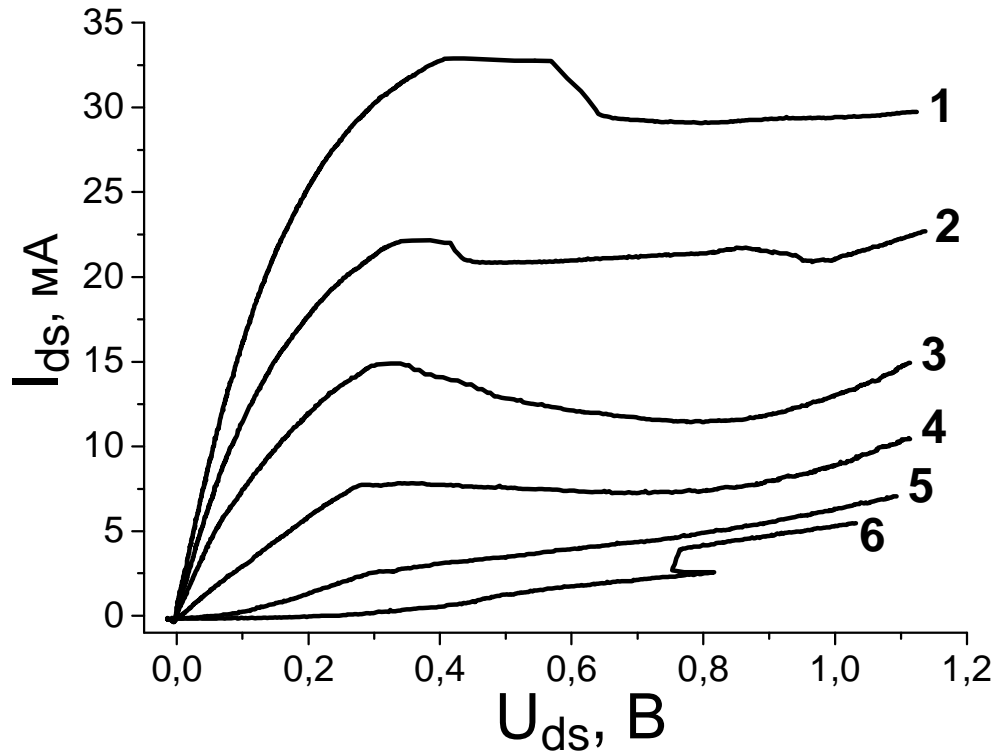


Рис.3.7. Вольтамперная характеристика транзистора GaAs/AlGaAs (Fujitsu) для шести различных значений напряжений на затворе U_{gs} при $T = 4,2$ К (1 - $U_{gs} = 0$; 2 - $U_{gs} = -0,1$ В; 3 - $U_{gs} = -0,2$ В; 4 - $U_{gs} = -0,3$ В; 5 - $U_{gs} = -0,4$ В; 6 - $U_{gs} = -0,5$ В).

3.2.3. Результаты и обсуждение

На рис. 3.8а представлены зависимости фотоотклика транзистора GaAs/AlGaAs от напряжения на затворе при отсутствии напряжения сток-исток (т.е. фотоЭДС) для четырех различных частот падающего излучения, измеренные при $T = 4,2$ К. Легко видеть, что для каждой из четырех частот помимо типичного $1/x$ «фонового» нерезонансного сигнала, максимум которого приходится на напряжение отсечки между затвором и стоком присутствует и резонансный пик, положение которого с ростом частоты смещается в область больших напряжений на затворе. Теория Дьяконова-Шура предсказывает, что это постоянное ЭДС ΔU между истоком и стоком может быть вызвано падающим электромагнитным излучением, которое индуцирует переменное напряжение (или ток в зависимости от схемы), вызывающее плазменные колебания в канале транзистора.

Как показано в обзорной главе, данное напряжение ΔU имеет резонансную зависимость от частоты излучения с максимумами, приходящимися на частоту плазменных колебаний в подзатворном 2D электронном газе f_0 и ее нечетными гармониками. f_0 определяется длиной затвора L и скоростью плазменных волн:

$$f_0 = \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{e}{m}} U \quad (\text{см. (1.27)}). \quad \text{Наблюдаемой величине напряжения отсечки}$$

$U_{\text{th}} = -0,3$ В отвечает, в соответствии с формулой (1.27), при нулевом напряжении на затворе резонансная частота $f_0 = 890$ ГГц, которая уменьшается до нуля по мере приближения U_{gs} к напряжению отсечки. На рис. 3.8б приведены резонансные значения напряжения на затворе транзистора GaAs/AlGaAs, соответствующие 4-м различным частотам внешнего излучения f (точки) и результат расчета зависимости резонансной частоты плазменных колебаний в подзатворной двумерной электронной плазме f_0 от напряжения на затворе с использованием выражения (1.27) для напряжения отсечки $U_{\text{th}} = -0,3$ В (сплошная кривая). Можно видеть что экспериментальные результаты хорошо соответствуют ожидаемым положениям резонанса.

Таким образом, в отличие от работы [23], где измерения проводились на одной фиксированной частоте 600 ГГц, нами для транзистора GaAs/AlGaAs впервые была продемонстрирована перестройка максимума отклика с ростом

частоты в область больших напряжений на затворе, в соответствии с моделью Дьяконова-Шура.

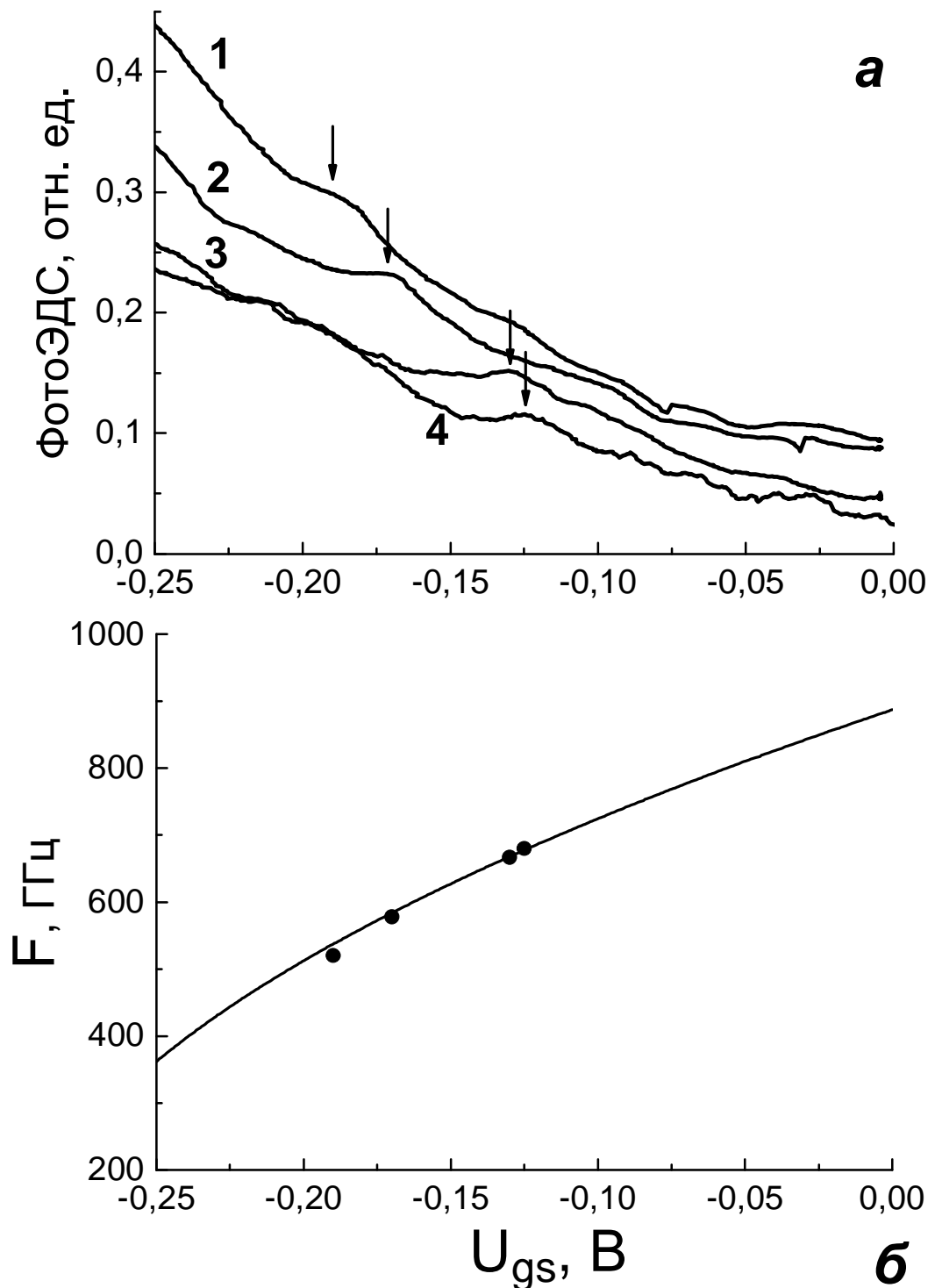


Рис. 3.8. а - ФотоЭДС сток-исток в зависимости от напряжения на затворе транзистора Т1 для различных частот излучения (1 - 520 ГГц, 2 - 578 ГГц, 3 - 667 ГГц, 4 - 680 ГГц) при $T = 4,2$ К; б: • - Резонансные значения напряжения на затворе транзистора GaAs/AlGaAs, соответствующие 4-м различным частотам внешнего излучения f . Сплошная кривая – результат расчета зависимости резонансной частоты плазменных колебаний в подзатворном 2D электронном газе f_0 от напряжения на затворе с использованием выражения (1.27) для напряжения отсечки $U_{th} = -0,3$ В.

Одним из основных факторов, определяющих возможность резонансного детектирования, является частота столкновений электронов, которая фактически задает нижнюю граничную частоту, на которой транзистор может работать как резонансный приемник. Для получения резонансного отклика необходимо выполнение условия $\omega\tau > 1$, где ω - частота падающего излучения (резонансная частота), а τ - время релаксации носителей заряда в плазме $\tau = \frac{\mu m}{e}$, где μ - подвижность носителей заряда в канале. В данной работе с транзисторами GaAs/AlGaAs не проводились транспортные измерения, но подвижность была измерена в транзисторах GaAs/AlGaAs (Fujitsu FHR20X) подобным нашим, где она оценивается в $10000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $T = 4,2 \text{ К}$ [23]. Рассчитав время релаксации носителей заряда, можно показать, что в наших транзисторах при $T = 4,2 \text{ К}$ условие $\omega\tau > 1$ выполняется.

С ростом температуры измерения падает подвижность носителей заряда в канале транзистора и, соответственно, падает время релаксации импульса, что приводит к уменьшению фактора $\omega\tau$. На рис. 3.9 показаны фотоЭДС сток-исток в зависимости от напряжения на затворе транзистора GaAs/AlGaAs для трех различных частот внешнего излучения (соответствующие рис. 3.8) при $T = 4,2 \text{ К}$ и $T = 77 \text{ К}$. Из сопоставления измеренных фотоЭДС для всех частот при температуре жидкого гелия и азота хорошо видно, что при увеличении температуры измерений до 77 К фотоотклик становится нерезонансным.

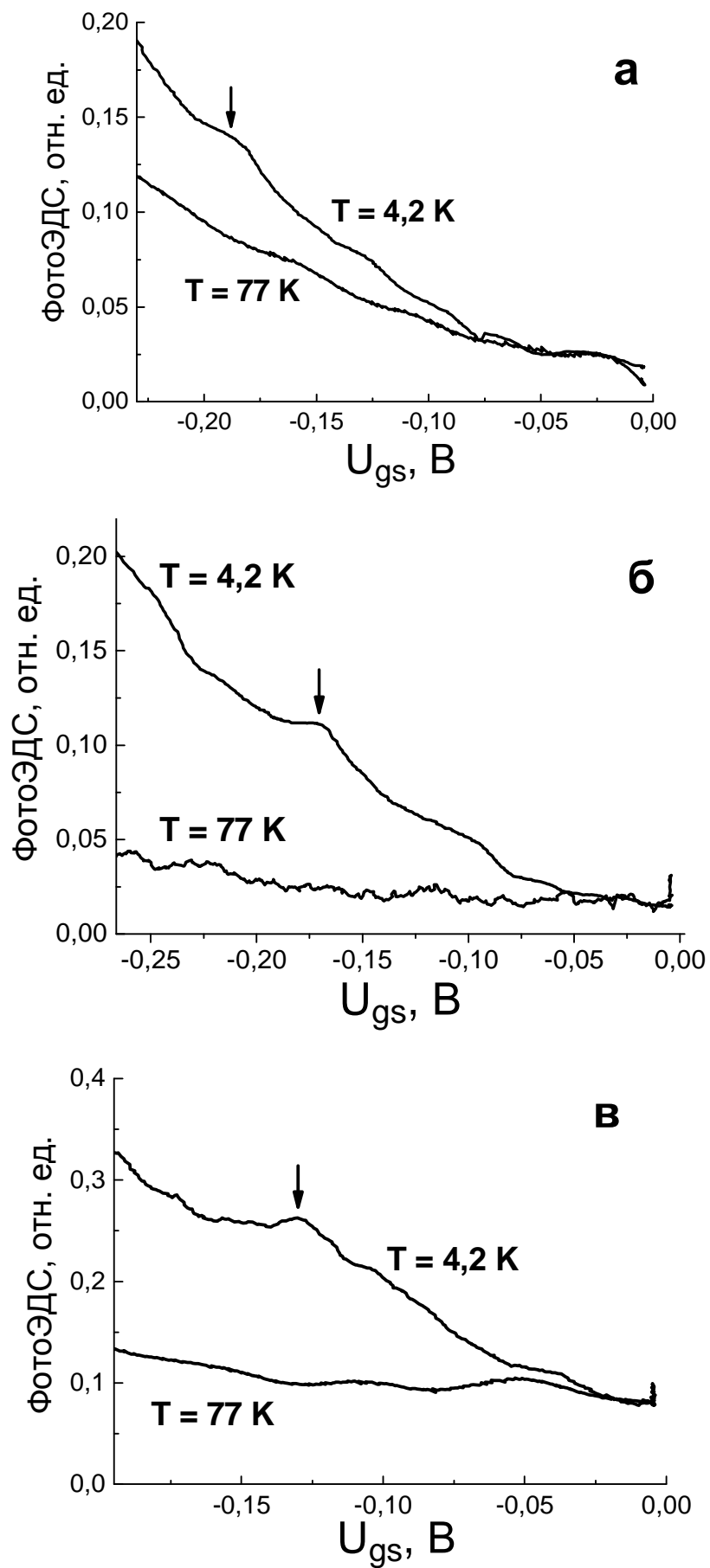


Рис. 3.9. ФотоЭДС сток-исток в зависимости от напряжения на затворе транзистора GaAs/AlGaAs для различных частот внешнего излучения при $T = 4,2$ К и $T = 77$ К (а - 520 ГГц, б - 578 ГГц, в - 667 ГГц).

3.3. Генерация терагерцового излучения в нанометровых полевых транзисторах GaAs/AlGaAs

Первое сообщение о генерации электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне в короткоканальном транзисторе при $T = 4,2$ К было сделано в работах [171] - в полевом транзисторе на основе гетероструктуры GaN и [172] - в полевом транзисторе на основе гетероструктуры InGaAs/InAlAs. В последующих работах были исследованы зависимости излучения от напряжений на затворе и на стоке транзистора [173, 174]. На рис. 3.10 и 3.11 приведены ВАХ транзисторов InGaAs/AlGaAs для различных напряжений на затворе и спектры излучения, соответствующие 5-ти различным напряжениям на стоке. Терагерцовое излучение было обнаружено в области насыщения тока и возникало при значениях напряжения, где наблюдался скачок ВАХ. Спектральные измерения проводились с использованием перестраиваемого магнитным полем приемником на циклотронном резонансе электронов в n -InSb. Полученные результаты связывались с возбуждением плазменных колебаний при протекании тока. Механизм такой генерации, был развит Дьяконовым и Шуром, в рамках достаточно простой модели [19], Кратко данная модель была рассмотрена в обзорной главе в разделе 1.2.2. Эта модель не учитывает возможность междолинного переноса электронов. В то же время генерация терагерцового излучения в нанометровых транзисторах наблюдается при таких значениях приложенного напряжения, когда характерная величина электрического поля в канале составляет 10 кВ/см, т.е. поля, если так можно выразиться, являются «заганновскими». В этой связи естественно возникает вопрос о процессах, связанных с междолинным переносом электронов в таких транзисторах.

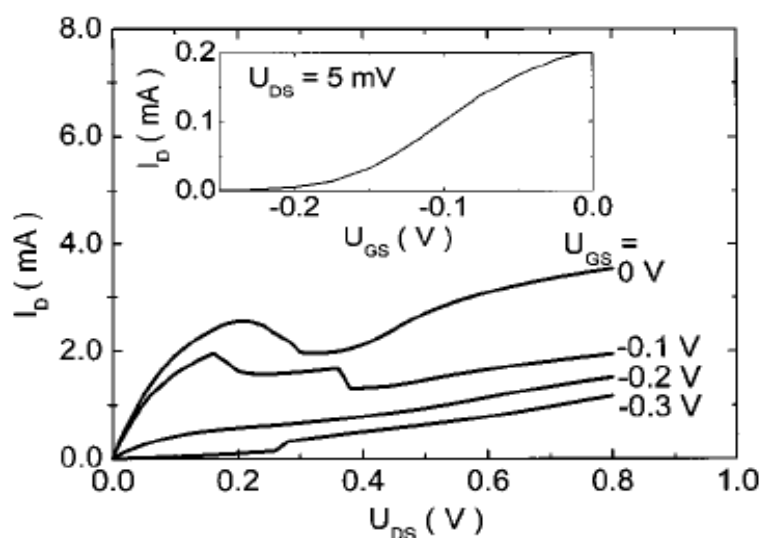


Рис. 3.10. Вольтамперные характеристики транзистора InGaAs/InAlAs [173] для четырех различных значений напряжений на затворе U_{GS} при $T = 4,2$ K. На вставке - переходная характеристика транзистора для напряжения на стоке $U_{ds} = 5$ мВ при $T = 4,2$ K.

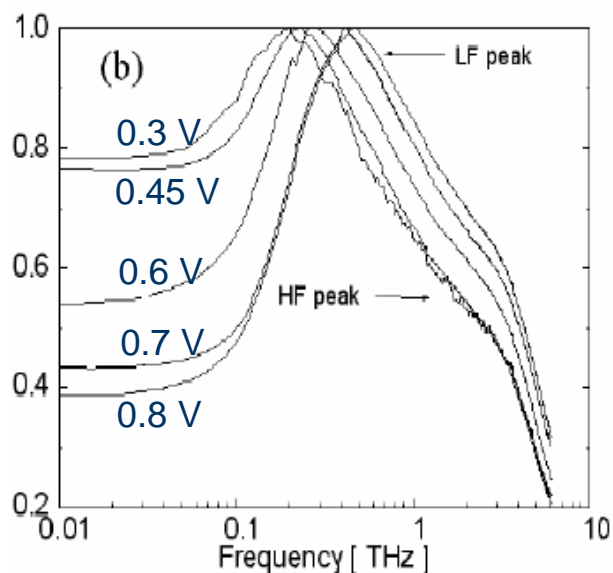


Рис. 3.11. Спектры излучения транзистора InGaAs/InAlAs [173], соответствующие 5-ти различным напряжениям на стоке при $T = 4,2$ K ($U_{GS} = 0$ В).

В работе [24] экспериментально и теоретически исследовалась токовая неустойчивость в канале транзистора AlGaAs/InGaAs с такой же длиной затвора как и в настоящей работе - 250 нм, но с большим расстоянием между затвором и стоком - 2 мкм. На рис. 3.12. показана упрощенная модель транзистора для теоретического расчета (а) и схематическая диаграмма транзистора AlGaAs/InGaAs (б), использовавшегося в эксперименте. Результаты измерений в 5 транзисторах и моделирования методом Монте-Карло показали, что в подобных транзисторах

резкий спад тока в области насыщения ВАХ связан с возникновением неустойчивости тока в канале и началом ганновских осцилляций тока. На рис. 3.13 представлены ВАХ, измеренные экспериментально и рассчитанные теоретически. Видно, что ВАХ в обоих случаях качественно совпадают, что говорит о том, что теоретическая модель в работе [24] хорошо описывает процессы, происходящие в транзисторе. На рис. 3.14 показаны токи истока, затвора и стока для $U_{ds} = 2,7$ В и $U_g = 0,27$ В. Из рисунков ясно видны осцилляции тока с периодом приблизительно 20 пс, вследствие образования бегущего домена высокого поля в промежутке затвор-сток. Наблюдавшаяся (около 50 ГГц) и рассчитанная низкая частота ганновских осцилляций тока связана с большой длиной канала (≈ 3 мкм).

В настоящей работе впервые исследованы спектры терагерцового излучения из короткоканального полевого транзистора Fujitsu. Полученные результаты интерпретируются на основе представлений о междолинном переносе электронов.

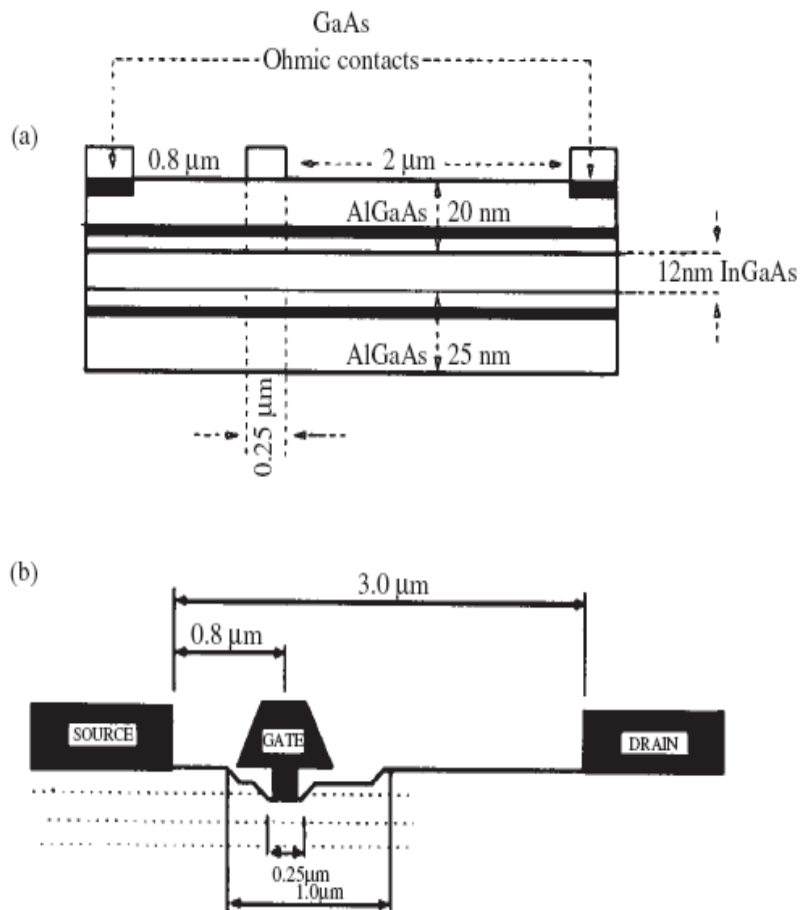


Рис. 3.12. а - упрощенная модель транзистора AlGaAs/InGaAs, на которой черным цветом показаны высоколегированные слои и омические контакты; б - схематическая диаграмма транзистора AlGaAs/InGaAs, использовавшегося в эксперименте [24].

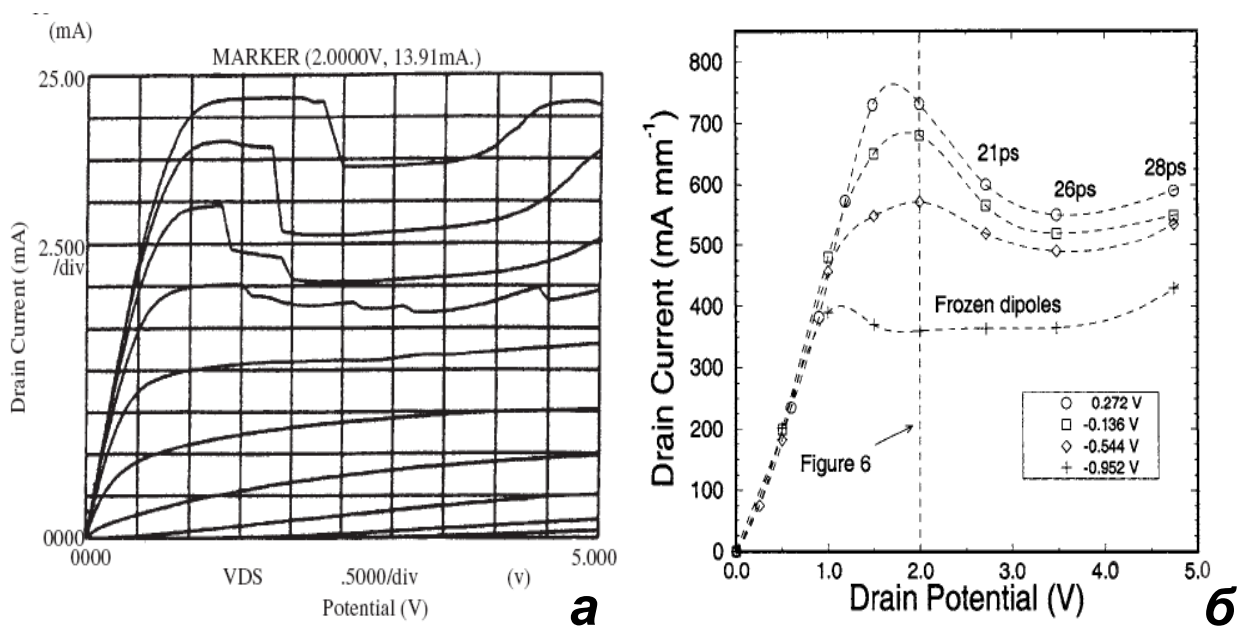


Рис. 3.13. *а* - измеренные ВАХ транзистора AlGaAs/InGaAs для различных значений напряжений на затворе U_{gs} (от 0,6 В до -1,2 В с шагом 0,2 В) при $T = 4,2$ К; *б* – теоретические ВАХ модели транзистора AlGaAs/InGaAs для различных значений напряжений на затворе U_g (чтобы получить U_{gs} надо прибавить 0,9 В) [24].

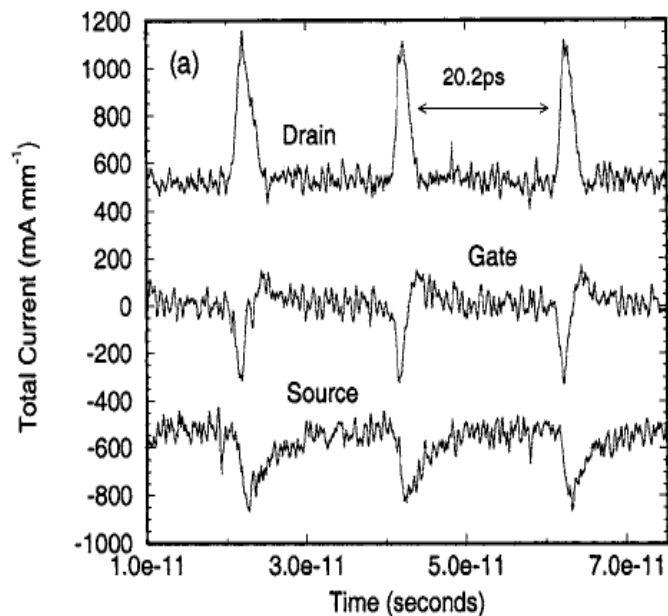


Рис. 3.14. Рассчитанные с помощью метода Монте-Карло токи стока, затвора и истока при $U_d = 2,7$ В и $U_g = 0,27$ В, показывающие периодические пики, соответствующие движению диполя Ганна к стоку [24].

3.3.1. Метод исследования

В данной работе были исследованы субмикронные полевые транзисторы GaAs/AlGaAs (Fujitsu FHX06X) [170] с двумерным электронным газом в канале с длиной затвора 250 нм, ширина канала составляла 30 мкм. Поскольку использовались коммерческие транзисторы, то точная длина канала транзистора не известна, но можно предположить, что она составляет около 1 мкм из сопоставления с известными конструкциями других субмикронных полевых транзисторов [175].

В ранее обсуждавшихся работах по излучению из нанометровых полевых транзисторов, спектры терагерцового излучения при гелиевой температуре анализировались с помощью перестраиваемого магнитным полем приемника на циклотронном резонансе электронов в *n*-InSb со сравнительно невысоким спектральным разрешением порядка 20 см⁻¹ и чувствительностью. В настоящей работе терагерцовое излучение из транзистора детектировалось высочувствительным широкополосным кремниевым болометром. Для анализа спектрального состава излучения использовались перестраиваемый магнитным полем режекторный фильтр на циклотронном резонансе электронов в легированном объемном GaAs. Блок-схема экспериментальной установки для измерения ВАХ и спектральных зависимостей излучения из транзистора представлена на рис. 3.15. Все измерения проводились при температуре жидкого гелия. К образцу прикладывалось модулированное электрическое напряжение в виде меандра с частотой 30 Гц. Использовалась стандартная схема синхронного детектирования. Транзистор размещался в криомагнитном модуле, погружаемом в гелиевый криостат. Излучение из транзистора подводилось к приемнику по полированной латунной трубке, в которой размещался также и фильтр *n*-GaAs. Фильтр находился в центре сверхпроводящего соленоида. Резонансная частота фильтра перестраивалась магнитным полем с индукцией 0 – 8 Т. Калибровка фильтра была проведена с использованием перестраиваемой по частоте лампы обратной волны и квантово каскадного лазера (частота излучения 3,25 ТГц). Характерные спектры пропускания излучения ЛОВ и ККЛ фильтром *n*-GaAs представлены соответственно на рис. 3.7 и 3.8. На рис. 3.9 представлена градуировочная кривая, ставящая в соответствие частоту резонансной линии и

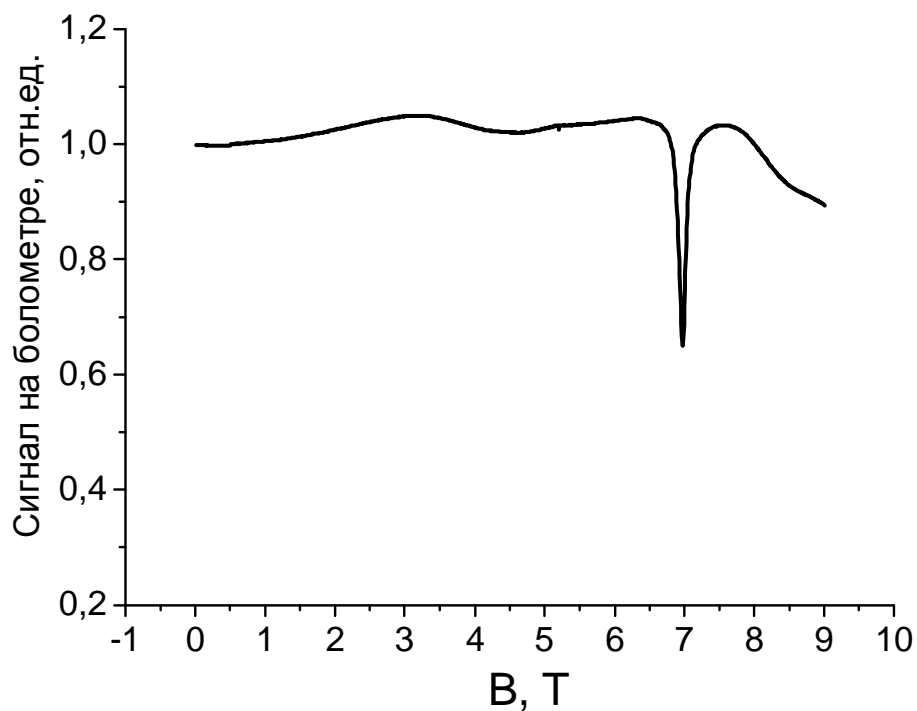


Рис. 3.17. Спектр пропускания излучения ККЛ для фильтра *n*-GaAs в зависимости от магнитного поля.

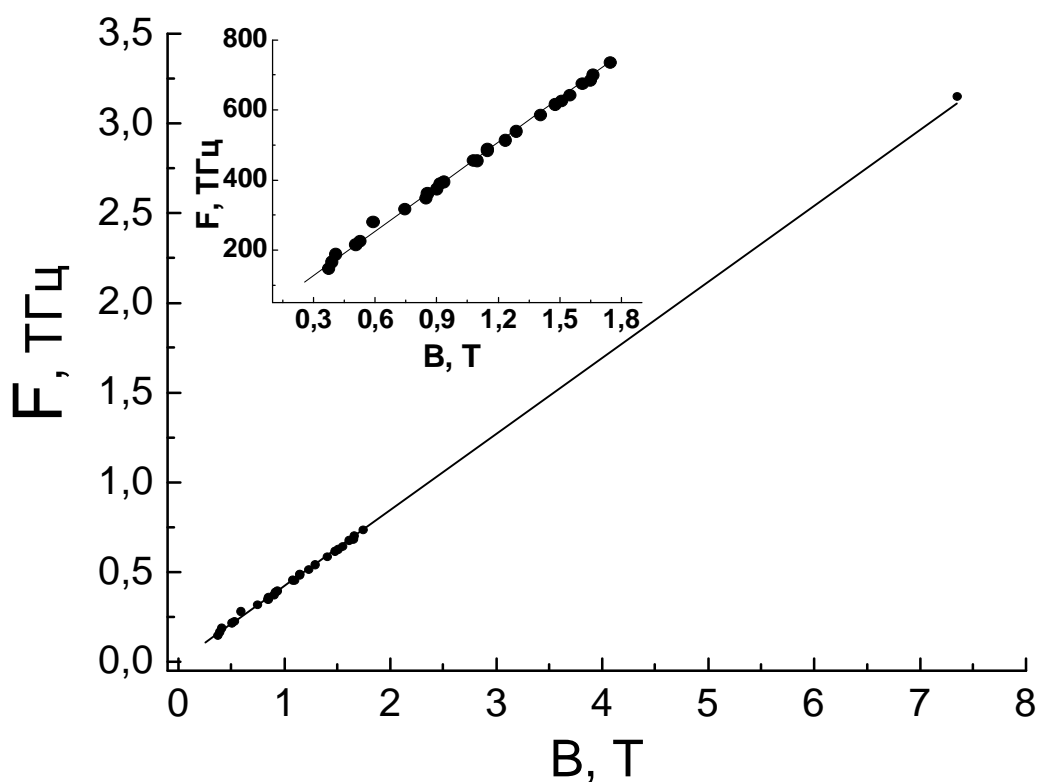


Рис. 3.18. Градуировочная кривая, устанавливающая связь между величиной магнитного поля и резонансной частотой режекторного фильтра *n*-GaAs. На вставке результаты калибровки только с помощью ЛОВ.

3.3.2. Результаты и обсуждение

На рис. 3.19 представлены переходные характеристики (закрывание канала при приложении отрицательного напряжения на затвор – видно, что напряжение отсечки составляет около 0,45 В). На рис. 3.20 приведены ВАХ транзистора GaAs/AlGaAs Fujitsu, измеренные для различных напряжений на затворе и зависимости интенсивности интегрального излучения от напряжении сток-исток (измеренной при нулевом магнитном поле на фильтре). Из рисунка 3.20 видно, что на ВАХ наблюдается область насыщения тока, вслед за которой происходит резкий спад. Подобный срыв тока, как уже отмечалось, наблюдался в полевых транзисторах InGaAs/AlGaAs с длинным (≈ 3 мкм) каналом и связывался с развитием ганновской неустойчивости [24]. Из рисунка 3.20 также видно, что регистрируемое болометром излучение возникает пороговым образом при увеличении напряжения на стоке в момент срыва ВАХ.

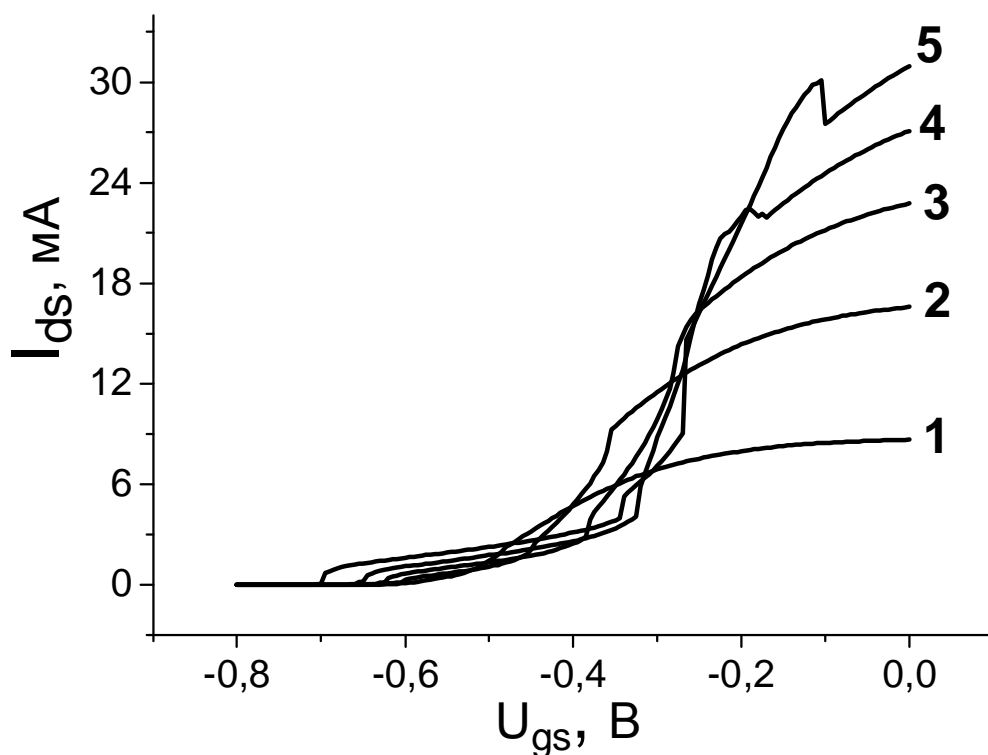


Рис. 3.19. Переходная характеристика транзистора GaAs/AlGaAs для пяти различных значений напряжений на стоке U_{ds} при $T = 4,2$ К (1 - $U_{ds} = 0,1$ В, 2 - $U_{ds} = 0,2$ В, 3 - $U_{ds} = 0,3$ В, 4 - $U_{ds} = 0,4$ В, 5 - $U_{ds} = 0,5$ В).

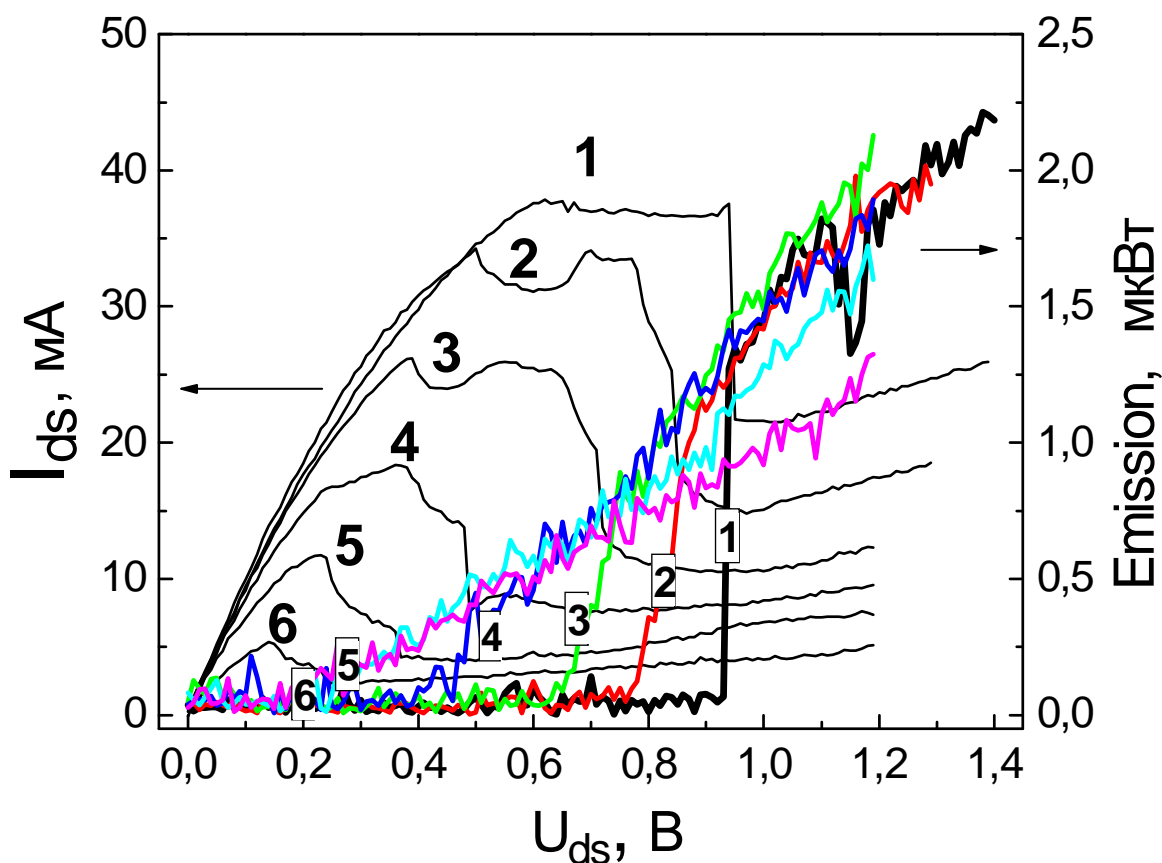


Рис. 3.20. Вольтамперная характеристика и зависимости интенсивности интегрального излучения от напряжении сток-исток (измеренные при нулевом магнитном поле на фильтре) транзистора GaAs/AlGaAs Fujitsu для пяти различных значений напряжений на затворе U_{gs} при $T = 4,2$ K (1 – $U_{gs} = 0$, 2 - $U_{gs} = -0,1$ В, 3 - $U_{gs} = -0,2$ В, 4 - $U_{gs} = -0,3$ В, 5 - $U_{gs} = -0,4$ В, 6 - $U_{gs} = -0,5$ В).

На рис. 3.21 представлены результаты спектральных исследований излучения – зависимости сигнала на болометре от резонансной частоты режекторного фильтра. Видно, что зависимости сигнала от резонансной частоты режекторного фильтра, в целом, являются достаточно «плоскими», что соответствует широкому спектру излучения горячих носителей (электрическое поле в канале составляет порядка 10^4 В/см).

Однако при нулевом напряжении на затворе и некоторых приложенных напряжениях сток-исток в зависимостях наблюдались узкие провалы, соответствующие узкополосному излучению в области 1,25 ТГц. Видно, что при напряжении 1 В наблюдается небольшой провал, а при 1,1 В, его глубина составляет уже 20% - на рис. 3.21 представлены 2 сделанные подряд записи для подтверждения воспроизводимости. Поскольку режекторный фильтр вырезает только сигнал на одной циркулярной поляризации излучения, то можно сделать

вывод, что доля узкополосного сигнала при 1,25 ТГц в спектре излучения составляет до 40 % (интенсивность интегрального излучения, исходя из паспортной чувствительности болометра можно оценить как 100 мкВт). Трудно предположить, что такое узкополосное излучение может быть связано с развитием плазменной неустойчивости. Из рис. 3.11 видно, что спектры излучения транзистора InGaAs/InAlAs, измеренные в работе [173], где полученные результаты связывались с возбуждением плазменных колебаний при протекании тока в канале транзистора, значительно шире. На наш взгляд наиболее вероятной причиной этого излучения может быть возникновение ганновских осцилляций тока.

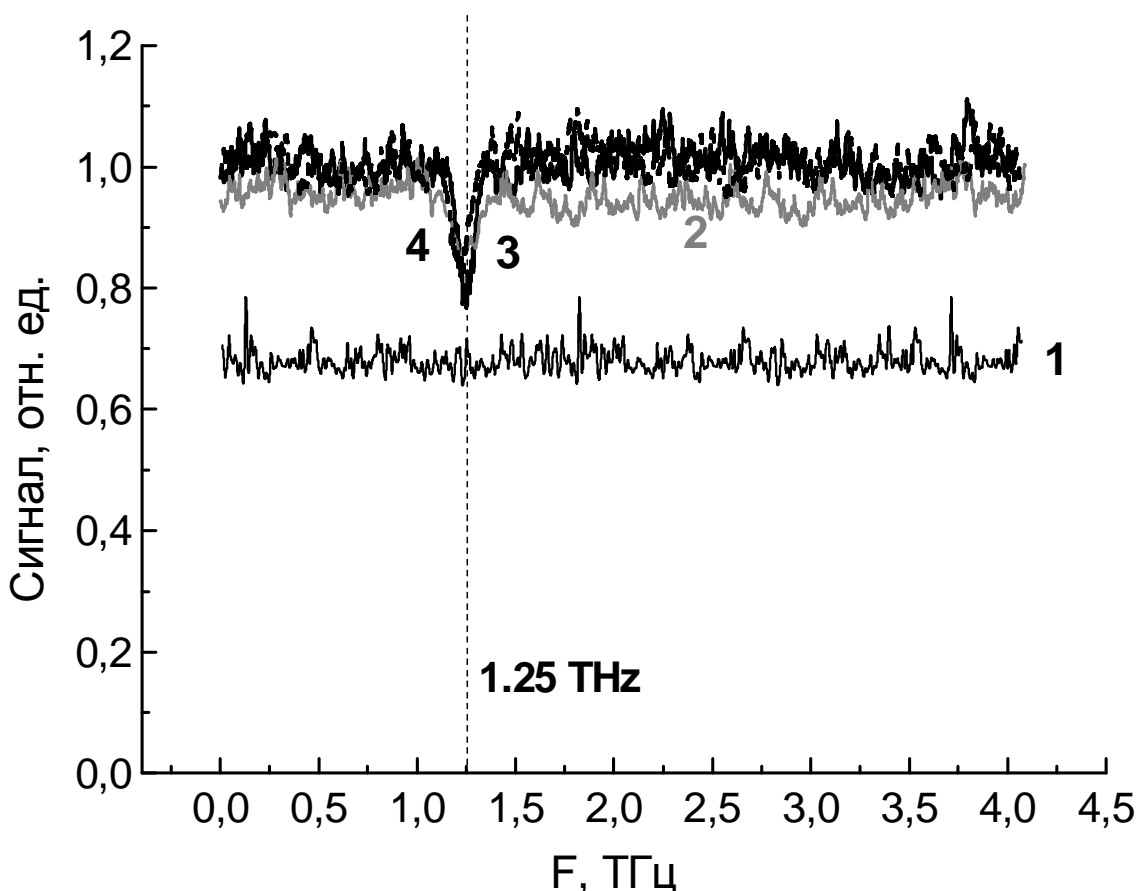


Рис. 3.21. Терагерцовое излучение из транзистора GaAs/AlGaAs Fujitsu в зависимости от резонансной частоты режекторного фильтра при разных напряжениях на затворе и сток-источке: $U_{gs} = -0,1\text{В}$, $U_{ds} = 1\text{В}$ (кривая 1); $U_{gs} = 0$, $U_{ds} = 1\text{В}$ (кривая 2); $U_{gs} = 0$, $U_{ds} = 1,15\text{В}$ (кривая 3 – величина магнитного поля нарастает и 4 - величина магнитного поля убывает) при $T = 4,2\text{К}$.

До настоящего момента ганновские осцилляции никогда не наблюдались на такой высокой частоте, однако последние результаты моделирования электронного транспорта в нанометровых полевых транзисторах с помощью многочастичного

метода Монте-Карло [25, 176] (относящиеся к транзисторам InGaAs/InAlAs) показывают, что при напряжении сток-исток, превышающем некоторое пороговое значение, возникают ганновские осцилляции тока в канале транзистора вследствие образования бегущего домена в промежутке затвор-сток. Высокая частота ганновских осцилляций объясняется квазибаллистическим движением Γ -электронов в канале транзистора со средней скоростью $\sim 10^8$ см/с.

На рис. 3.22 – 3.25 приведены результаты теоретических расчетов электронного транспорта в нанометровых полевых транзисторах с помощью многочастичного метода Монте-Карло [25, 176]. При моделировании рассматривалась модель транзистора, схематически приведена сверху рис. 3.23 и 3.24, где показан сильнолегированный поверхностный слой, наносимый для создания омических контактов истока (длина L_S) и стока (длина L_D), «вскрытый» в области затвора (не показан).

На рис. 3.22 приведены рассчитанные ВАХ транзистора и «осциллограммы» тока в канале транзистора при различных напряжениях на стоке U_{ds} . При сопоставлении ВАХ и осцилляций тока видно, что осцилляции начинаются пороговым образом после $U_{ds} = 0,5$ В, т.е. в момент когда на ВАХ происходит излом и начинается участок с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП). При увеличении напряжения амплитуда и период осцилляций растут. Максимум амплитуды приходится на напряжение U_{ds} около 1 В ÷ 1,2 В.

Для напряжения на стоке $U_{ds} = 1$ В, на которое приходится максимум амплитуды осцилляций тока на рис. 3.23 показано продольное электрическое поле в канале транзистора для различных времен в пределах одного периода осцилляций тока, который составляет порядка 1 пс. На вставке – один период осцилляций тока в канале транзистора при $U_{ds} = 1$ В. Из рисунка видно, что на границах «вскрытой» области находятся два статических домена сильного поля, а от области затвора к стоку движется бегущий домен сильного поля.

На рис. 3.24 приведена «эволюция» скорости Γ -электронов и населенность L-долины при различных временах в пределах одного периода осцилляций тока в зависимости от расстояния между истоком и стоком всё для того же напряжения на стоке $U_{ds} = 1$ В. Из рисунка видно, как начинает заселяться L-долина в течении

периода осцилляций и уменьшается скорость Γ -электронов при увеличении заселения L-долины.

На рис. 3.25 приведена рассчитанная зависимость амплитуды и частоты спектра шумов в транзисторе в зависимости от напряжения U_{ds} . Данная диаграмма разделяет плазменную неустойчивость и осцилляции Ганна. Первую характеризует высокая частота излучения и малая амплитуда сигнала. Для осцилляций Ганна характерно наоборот довольно низкая частота излучения (~ 1 ТГц), слабо зависящая от напряжения и большая величина сигнала. Для осцилляций Ганна четко вина пороговая зависимость излучения от напряжения в канале транзистора.

Период осцилляций тока, рассчитанных в данной модели, составляет порядка 1 пс, что соответствует 1 ТГц. Скорость домена высокого поля определяются квазибаллистическим движением Γ -электронов в канале транзистора снаружи домена, скорость которых составляет около 10^8 см/с. Таким образом, при длине канала 1 мкм частота ганновских осцилляций может составлять около 1 ТГц.

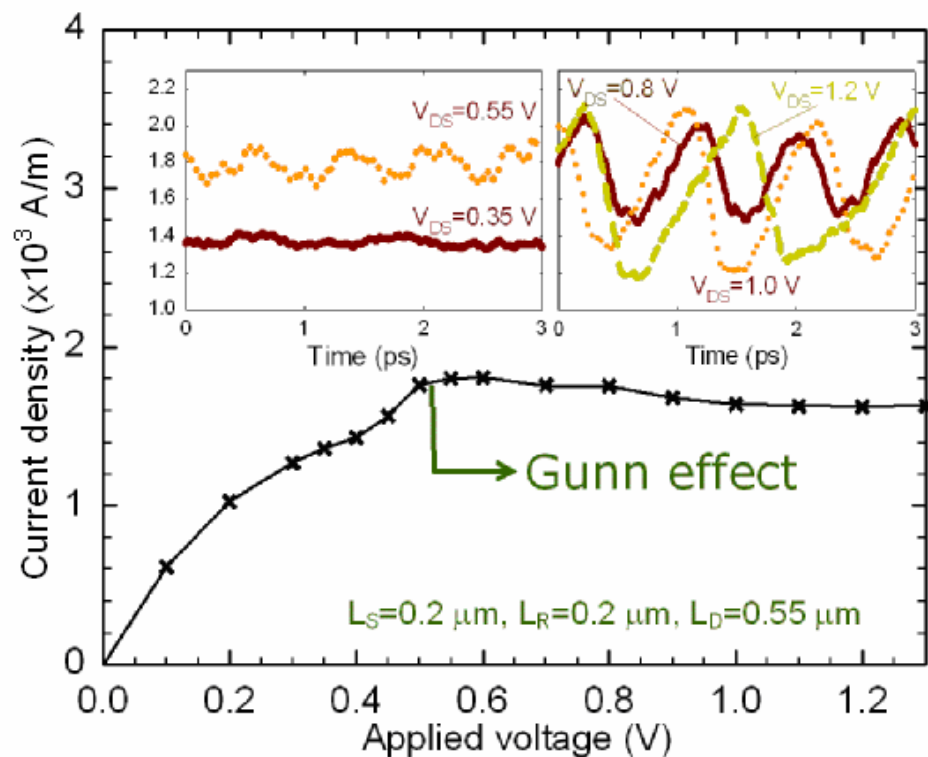


Рис. 3.22. Рассчитанная вольтамперная характеристика транзистора; на вставках - осцилляции тока в канале транзистора зависимости от времени при различных напряжениях на стоке U_{ds} [25].

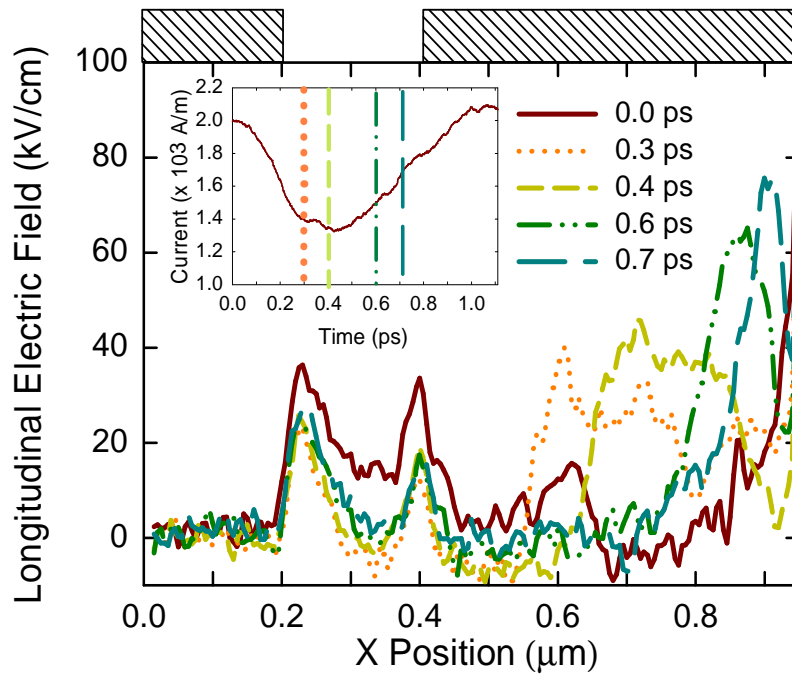


Рис. 3.23. Напряженность продольного электрического поля в канале транзистора при $U_{ds} = 1$ В для различных времен в пределах одного периода осцилляций тока. Сверху показан сильнолегированный поверхностный слой, наносимый для создания омических контактов истока (длина L_S) и стока (длина L_D), «вскрытый» в области затвора (не показан); по оси x отложено расстояние от истока к стоку. На вставке – один период осцилляций тока в канале транзистора при $U_{ds} = 1$ В [25].

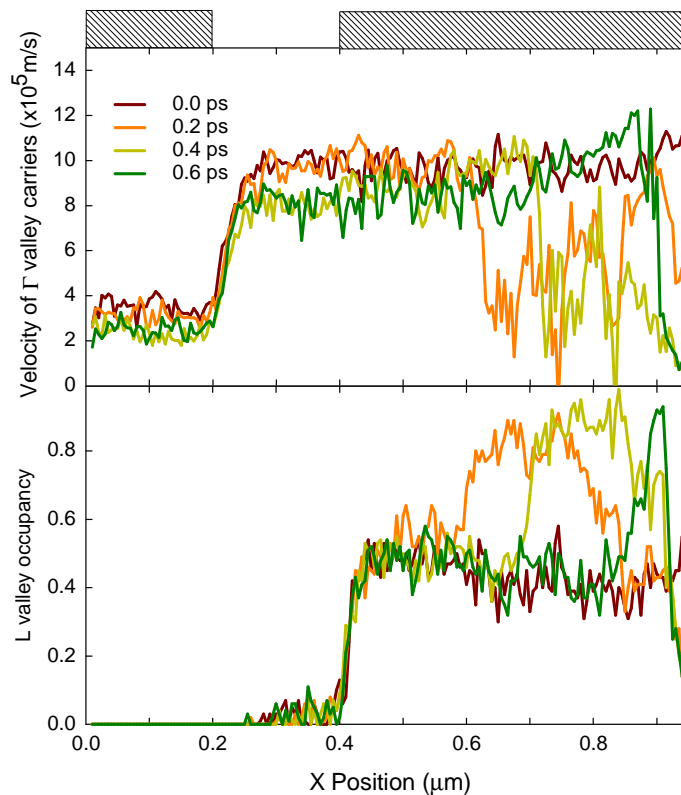


Рис. 3.24. Скорость Γ -электронов и населенность L -долины при различных временах в пределах одного периода осцилляций тока. Скорость домена сильного поля и Γ -электронов вне домена около 10^8 см/с, средняя скорость электронов около домена $5 \cdot 10^7$ см/с [25].

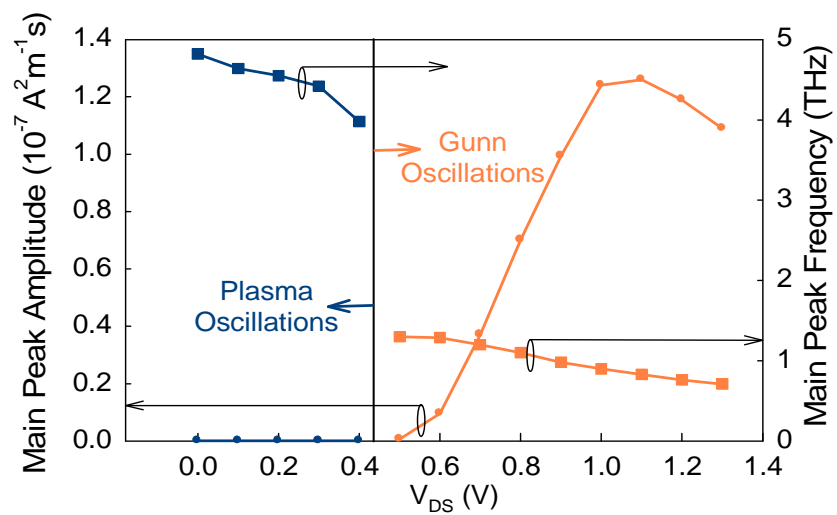


Рис. 3.25. Зависимость (рассчитанная) амплитуды и частоты в максимуме спектра излучения транзистора в зависимости от напряжения в канале транзистора U_{ds} [25].

Глава 4. Генерация терагерцового излучения в квантовых каскадных структурах AlGaAs/GaAs

В последнее время отмечается большой интерес к изучению межподзонных оптических переходов в терагерцовом диапазоне в полупроводниковых многопериодных квантово-размерных структурах и созданию на этой основе источников излучения терагерцового диапазона с электрической монополярной инжекцией носителей заряда.

Подход, отработанный при создании квантовых каскадных лазеров (ККЛ), излучающих в среднем ИК диапазоне позволил создать приборы и для дальнего ИК (терагерцового) диапазона. Получение излучения в дальней ИК области при излучательной релаксации электронов при межподзонных переходах в квантовых ямах осложняется конкурирующими процессами эмиссии фононов и электрон-электронного рассеяния [121]. В ряде работ наблюдалась дальняя ИК электролюминесценция в параболических квантовых ямах [122, 123]. В работах [26, 124] в квантово-каскадных структурах наблюдалось спонтанное терагерцовое излучение, возбуждаемое инжекционным током, в области температур 4–120 К с эффективностью $\approx 10^{-12}$ при плотностях тока через структуру ≈ 10 А/см² [26]. Наконец, в работах [20, 21, 31 – 33, 125 - 133] сообщалось о различных реализациях квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона. Вместе с тем, продвижение этих приборов в область длинных волн и высоких температур сталкивается с различными физическими ограничениями, что делает актуальным более подробное исследование подобных структур с различными параметрами.

В данной главе исследовались ВАХ и терагерцовое излучение из квантовых каскадных (КК) структур Al_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs при $T = 4,2$ К.

Исследовавшиеся в данной работе структуры, по дизайну, были аналогичны изучавшимся в работе [26]. Здесь необходимо рассмотреть результаты измерений, проведенных в данной работе [26]. Структуры, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке *n*-GaAs, содержали 35 периодов толщиной 92,5 нм, каждый из которых состоял из четырех квантовых ям GaAs: две – активная область, две – инжектор, разделенных тонкими барьерными слоями Al_{0.15}Ga_{0.85}As (рис. 4.1). Дизайн структур был близок к конструкции одного из реализованных

впоследствии ТГц ККЛ (5 квантовых ям в каскаде). В последнем случае инверсия рабочего перехода 2 – 1 в широкой активной квантовой яме реализуется за счет резонансного туннелирования электронов на второй рабочий уровень квантовой ямы из нижнего состояния инжектора и быстрого опустошения первого рабочего уровня в квантовой яме за счет переходов между близко расположенными по энергии уровнями в соседних квантовых ямах, уменьшающейся толщины (“chirped superlattice” [105, 106]). Для уменьшения влияния эффекта пространственного заряда при инжекции неравновесных электронов КЯ инжектора были легированы кремнием до уровня $n = 8 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Исследуемые образцы имели форму мезы размером $420 \times 420 \text{ мкм}$. Для вывода излучения по нормали к поверхности структур (перпендикулярно плоскости КЯ) на верхний контактный слой наносилась металлическая (Cr/Au) решетка связи с периодом 10 мкм . Излучение регистрировалось с помощью высокочувствительного кремниевого болометра, работающего при температуре жидкого гелия ($T = 4,2 \text{ К}$). Использовалась стандартная схема синхронного детектирования. Для исследования спектрального состава излучения использовался Фурье-спектрометр.

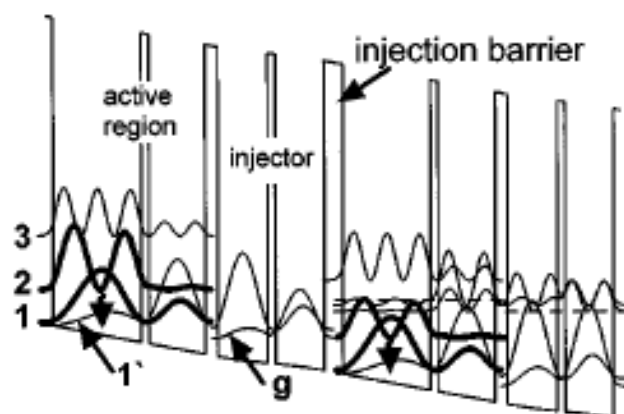


Рис. 4.1. Зонная диаграмма двух периодов КК структуры при приложенном электрическом поле 2.7 кВ/см [26]. Показаны квадраты модулей волновых функций и энергия оптического фонана (штриховая линия). Толщины в нм КЯ и барьеров (жирный шрифт) слева направо соответственно: $28/2,5/18/4/16/2,5/15,5/6$.

В работе [26] на ВАХ структуры наблюдались участки отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) (рис. 4.2б), в области электрического напряжения до участка ОДП было зарегистрировано спонтанное излучение с интенсивностью около 1 пВт (рис. 4.2а). Было показано, что в спектре спонтанного излучения наблюдается узкая линия излучения с длиной волны 88 мкм, соответствующая переходам между 2-ым и 1-ым уровнями размерного квантования в активной области. При больших напряжениях, соответствующих участку ОДП, наблюдалось существенное уширение спектра излучения, которое связывалось авторами с инжекцией горячих носителей и заселением большого числа электронных уровней (рис. 4.3).

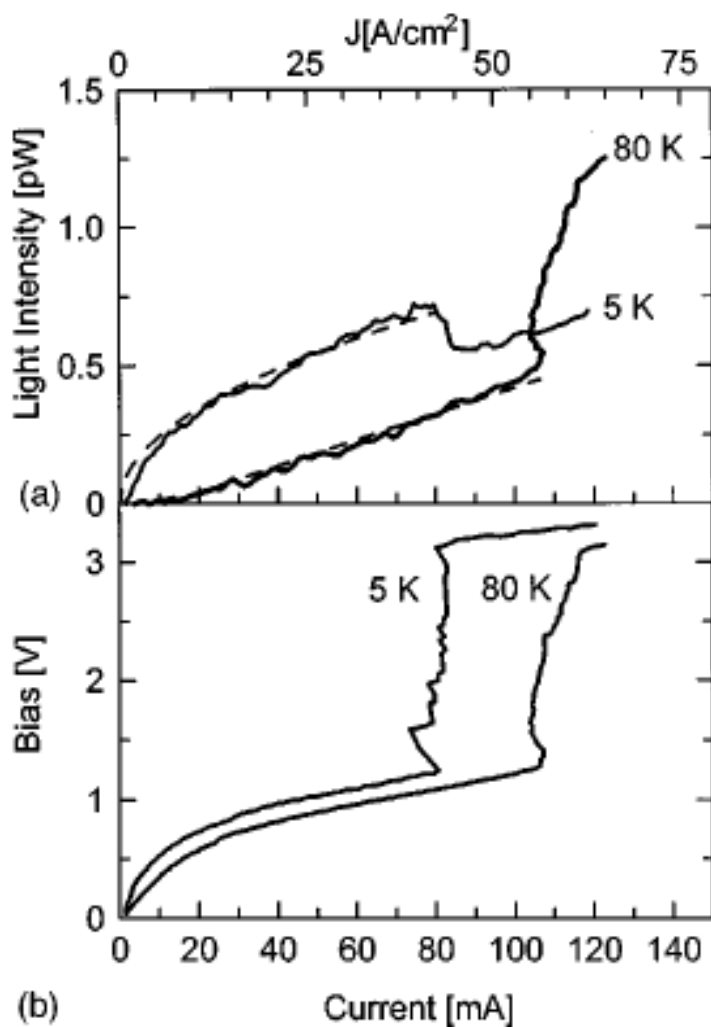


Рис. 4.2. а - Интенсивность люминесценции в зависимости от тока накачки при $T = 5\text{K}$ и $T = 80\text{K}$. Кривые совпадают с прямой линией для $T = 80\text{K}$ и корневой зависимостью для $T = 5\text{K}$ (пунктирные кривые). б - Вольтамперные характеристики структуры при $T = 5\text{K}$ и $T = 80\text{K}$ [26].

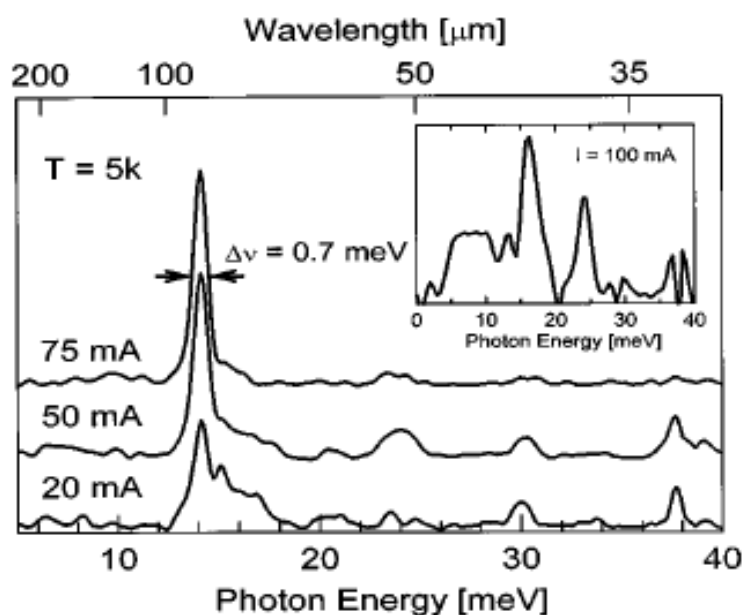


Рис. 4.3. Спектр спонтанного излучения из структуры для различных значений тока накачки. На вставке – спектр спонтанного излучения при токе накачки большем, чем из области с ОДП на ВАХ (см. рис. 4.26). $T = 5\text{K}$. [26].

4.1. Метод исследования

Структуры общей толщиной были выращены доктором Элизабет Сайнь в лаборатории *CNRS/LPN, Laboratoire de Photonique et de Nanostructures* методом газофазной эпитаксии на легированной подложке *n-InP* ($n \approx 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и состояли из 39 периодов (рис. 4.4). Дизайн структур соответствовал дизайну, описанному в работе [26]. Этот дизайн, как и в работе [26], близок к тому, что используется в терагерцовых ККЛ и получившему название “chirped superlattice”. Один период структуры толщиной около 92,5 нм состоял из четырех квантовых ям GaAs (две – активная область, две – инжектор), разделенных тонкими барьерными слоями $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$. Квантовые ямы 28 и 18 нм, разделенные 2,5 нм туннельным барьером, образуют активную область структуры. Для уменьшения влияния эффекта пространственного заряда при инжекции неравновесных электронов квантовые ямы инжектора были легированы кремнием до уровня $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Исследуемые образцы имели форму мезы размером 200×400 мкм. Сверху и снизу каскадов росли тонкие приконтактные слои n^+ -GaAs. Для вывода излучения по нормали к поверхности структур (перпендикулярно плоскости КЯ) на верхний

контактный слой наносилась металлическая (Cr/Au) решетка связи с периодом 16 мкм, служившая одновременно верхним контактом.

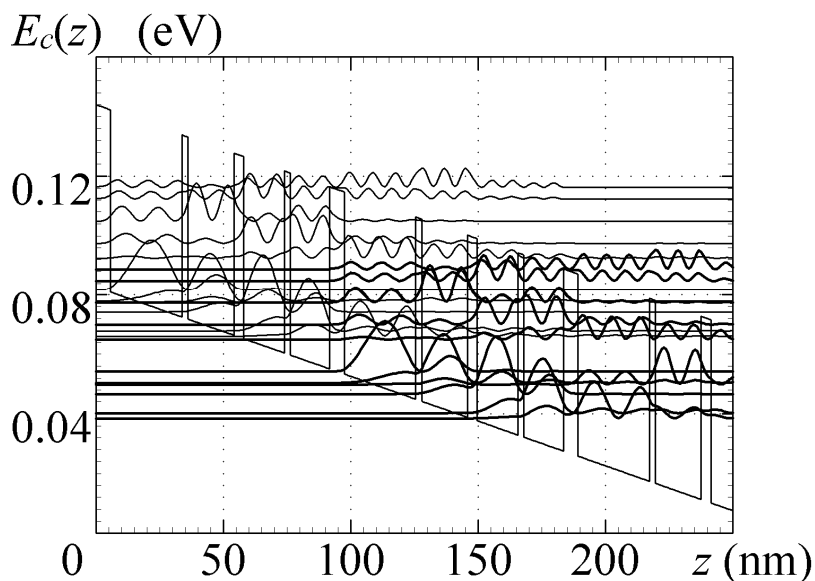


Рис. 4.4. Зонная диаграмма двух периодов КК структуры при приложенном электрическом поле 3 кВ/см (расчет Д.В. Ушакова). Показаны квадраты модулей волновых функций и энергия оптического фонона (штриховая линия). Толщины в нм КЯ и барьеров (жирный шрифт) слева направо соответственно: 28/2,5/18/4/16/2,5/15,5/6.

Блок-схема экспериментальной установки для измерения ВАХ и спектральных зависимостей излучения из КК структур представлена на рис. 4.5. Все измерения проводились при температуре жидкого гелия. К образцу прикладывалось модулированное электрическое напряжение в виде меандра с частотой 30 Гц. Излучение регистрировалось с помощью высокочувствительного кремниевого болометра, работающего при температуре жидкого гелия ($T=4,2$ К). Использовалась стандартная схема синхронного детектирования. Для исследования спектрального состава излучения использовался режекторный фильтр на циклотронном резонансе n -InSb, перестраиваемый магнитным полем. Исследуемый образец вместе с фильтром размещался в полированной счетководной металлической трубе, погружаемой в гелиевый криостат. Фильтр помещался в центре сверхпроводящего соленоида; прошедшее через фильтр излучение регистрировалось кремниевым болометром. При развертке магнитного поля (0 – 8 Т) частота, которой соответствует поглощение на циклотронном резонансе в фильтре n -InSb, перестраивалась. Калибровка фильтра была проведена с использованием перестраиваемой по частоте лампы обратной волны и квантового

каскадного лазера (частота излучения 3,25 ТГц). Характерные спектры пропускания излучения ЛОВ и ККЛ фильтром $n\text{-InSb}$ представлены на рис. 4.6 и 4.7. На рис. 4.8 представлена градуировочная кривая, ставящая в соответствие частоту резонансной линии и величину магнитного поля. Спектральное разрешение данного фильтра составляло $\sim 0,6$ ТГц (20 cm^{-1} , 2,5 мэВ), фильтр “выедал” до 50% интенсивности падающего излучения.

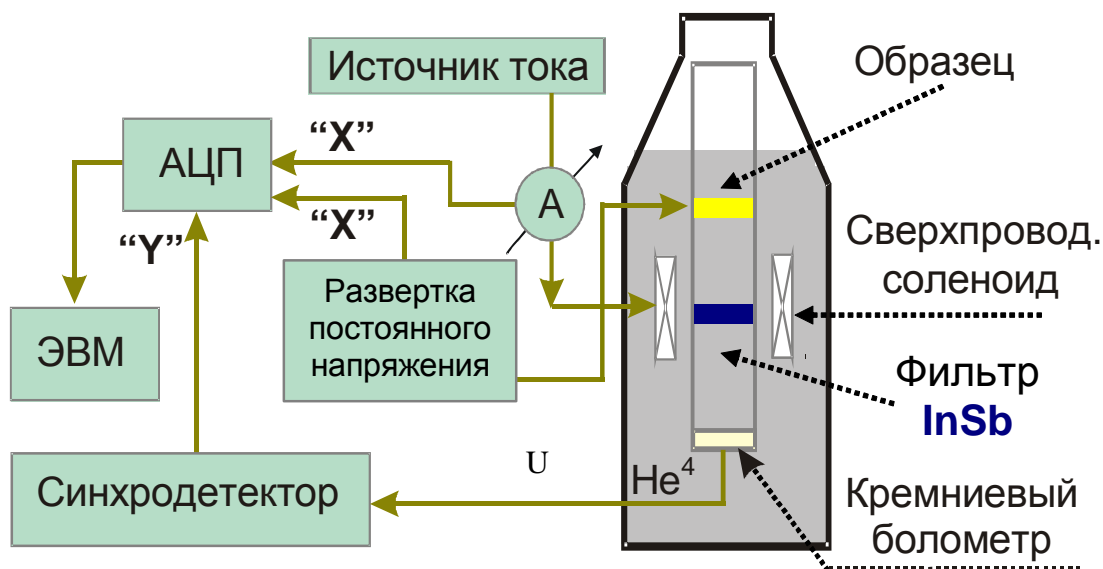


Рис. 4.5. Блок-схема экспериментальной установки для измерения ВАХ и спектральных зависимостей излучения из КК структур.

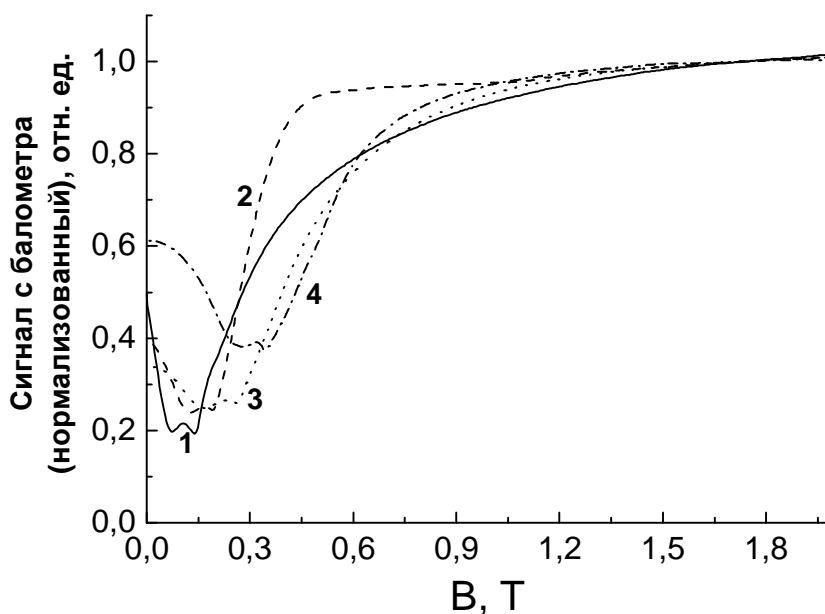


Рис. 4.6. Характерные спектры пропускания фильтра $n\text{-InSb}$ в зависимости от магнитного поля при различных частотах излучения ЛОВ: 1 - 286 ГГц, 2 - 391 ГГц, 3 - 545 ГГц, 4 - 678 ГГц.

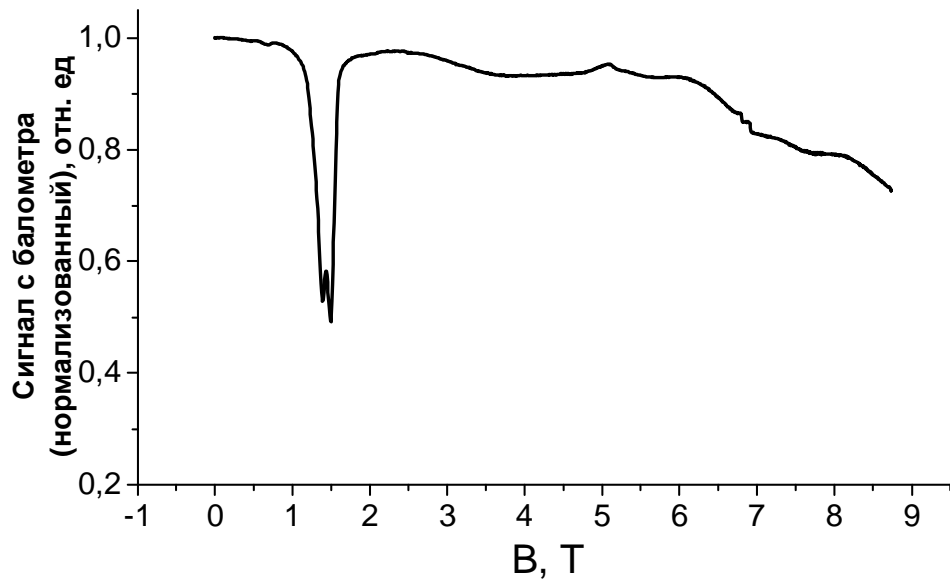


Рис. 4.7. Спектр пропускания излучения ККЛ для фильтра n -InSb в зависимости от магнитного поля.

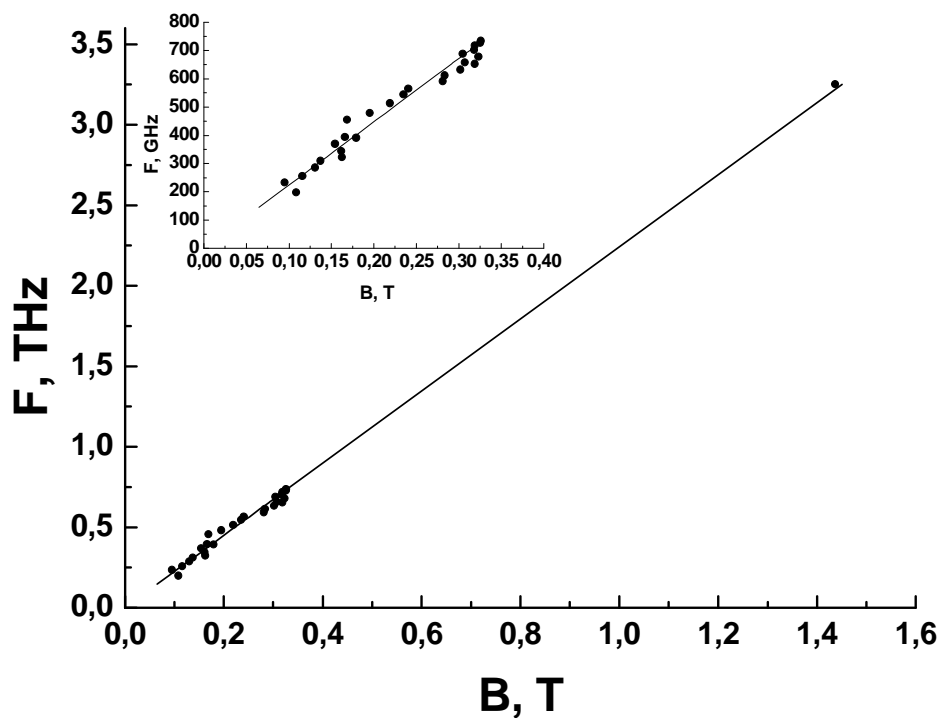


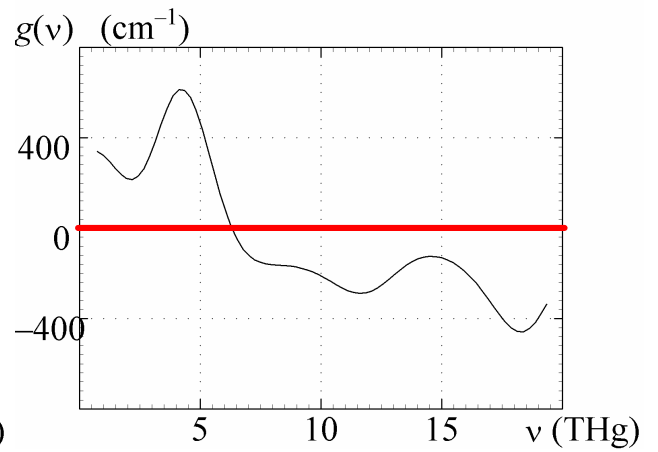
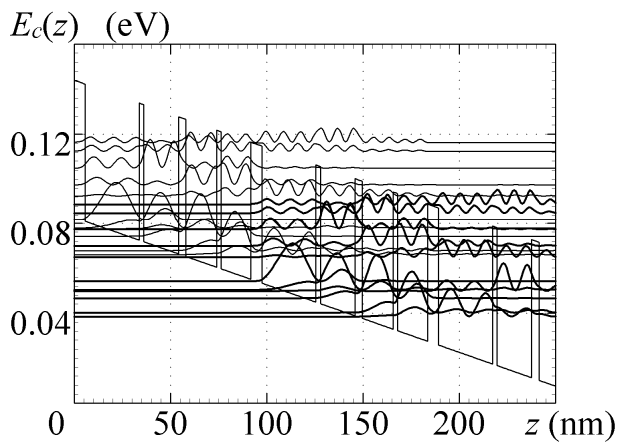
Рис. 4.8. Градуировочная кривая, устанавливающая связь между величиной магнитного поля и резонансной частотой режекторного фильтра n -InSb. На вставке результаты калибровки только с помощью ЛОВ.

4.2. Результаты теоретических расчетов оптоэлектронных свойств квантовых каскадных структур AlGaAs/GaAs

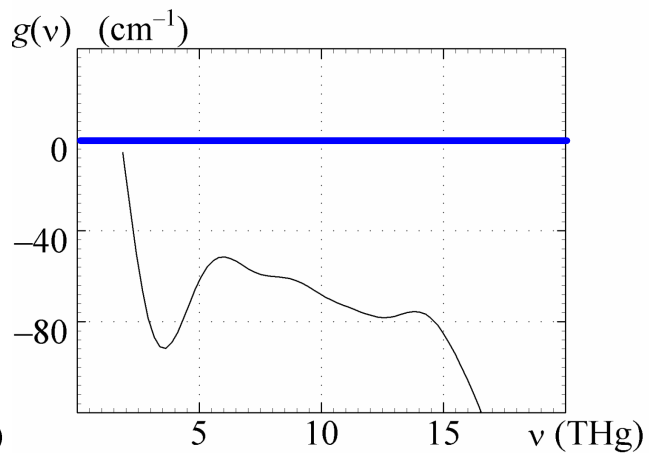
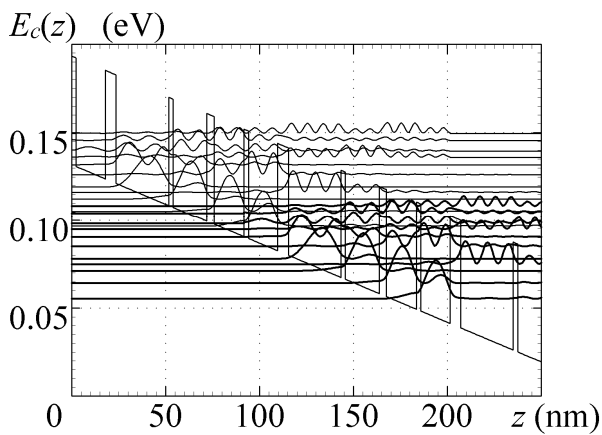
Приведем результаты теоретических расчетов энергетических спектров и межподзонных оптических переходов в исследуемых КК структурах, выполненных Д.В. Ушаковым.

Алгоритм расчета оптоэлектронных свойств КК структуры включал в себя следующие этапы: определение уровней энергии и волновых функций на основе решения уравнения Шредингера в расширенной модели Бастарда, расчет матричных элементов дипольных переходов, вычисление скоростей рассеяния на оптических фононах и электрон-электронного рассеяния, определение поверхностных концентраций носителей заряда и квазиуровней Ферми для соответствующих энергетических подзон из системы замкнутых балансных уравнений, расчет спектров усиления и люминесценции.

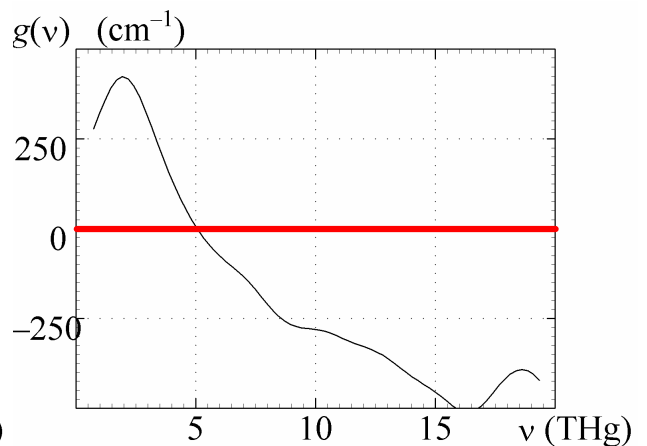
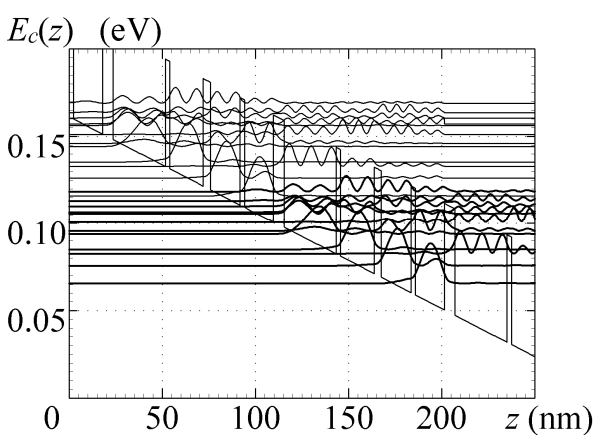
На рис. 4.9 представлены расчеты энергетических диаграмм зоны проводимости и квадраты модулей волновых функций электронов, рассчитанные для двух каскадов для КК структуры, и спектры усиления для 5-ти различных напряженностей электрического поля. Из расчетов видно, что коэффициент усиления немонотонно зависит от поля. Есть ситуации, где усиление в структуре присутствует, а есть - где нет. Усиление имеет место для поля 3 кВ/см – при этом $1^{ый}$ уровень в $1^{ом}$ инжекторе выравнивается со $2^{ым}$ уровнем в $1^{ой}$ активной квантовой яме, для поля 5,5 кВ/см – при этом $1^{ый}$ уровень в $1^{ом}$ инжекторе выравнивается со $2^{ым}$ уровнем во $2^{ой}$ активной квантовой яме, для поля 7 кВ/см – при этом $1^{ый}$ уровень во $2^{ом}$ инжекторе выравнивается со $3^{им}$ уровнем в $1^{ой}$ активной квантовой яме. При двух других значениях электрического поля 4,5 кВ/см и 6,25 кВ/см усиление отсутствует.



$E = 3$ кВ/см

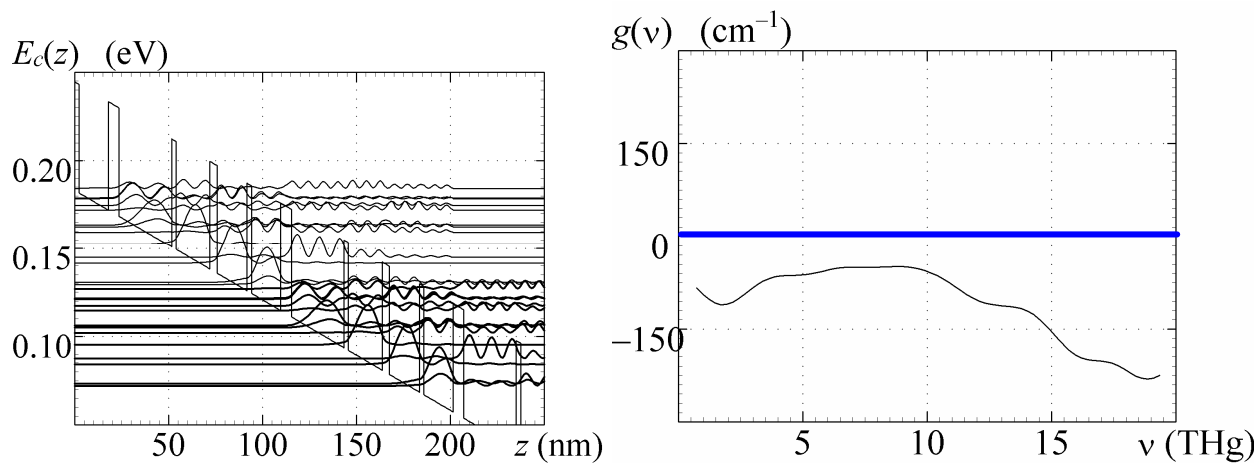


$E = 4,5$ кВ/см

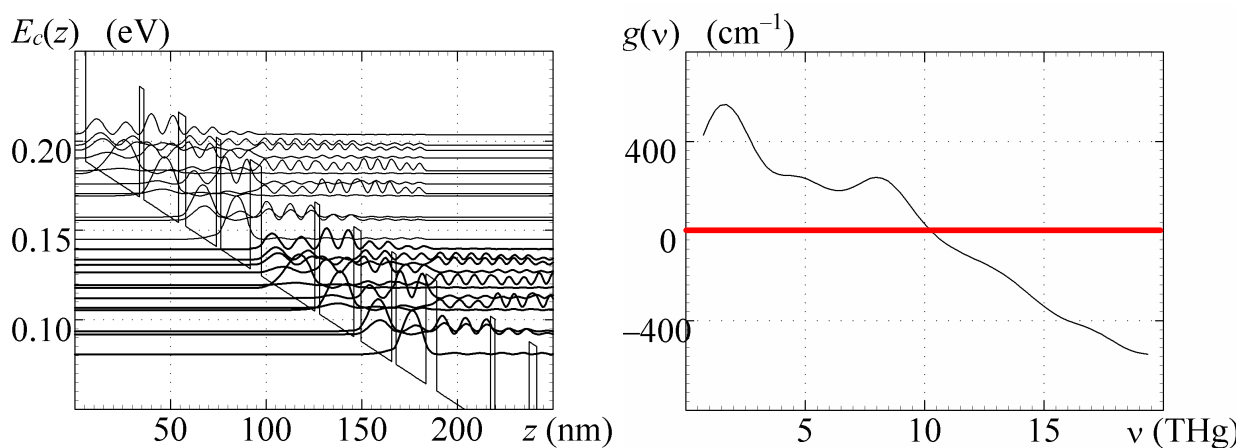


$E = 5,5$ кВ/см

Рис. 4.9. Расчетные диаграммы зоны проводимости и квадраты модулей волновых функций электронов для двух каскадов для ККС, а также спектры усиления для 5-ти различных напряженностей на структуре (расчет Д.В. Ушакова).



$E = 6,25$ кВ/см



$E = 7$ кВ/см

Рис. 4.9. Расчетные диаграммы зоны проводимости и квадраты модулей волновых функций электронов для двух каскадов для ККС, а также спектры усиления для 5-ти различных напряженностей на структуре (расчет Д.В. Ушакова).

4.3. Вольт-амперные характеристики и интегральное излучение квантовых каскадных структур AlGaAs/GaAs

На рис. 4.10а,б,в представлены измерения ВАХ и интегрального излучения для трех различных мез, изготовленных из одной структуры.

Как видно из рисунков, ВАХ всех образцов хорошо воспроизводятся вплоть до мелких деталей. На начальном участке ВАХ ток монотонно возрастает с приложенным напряжением. При напряжении от 3 В до примерно 5 В на ВАХ наблюдается (воспроизводимые от образца к образцу) множественные участки ОДП, что свидетельствует о возникновении неоднородных распределений электрического поля в образцах. При напряжении свыше 5 В вновь наблюдается монотонный рост тока с напряжением.

Максимальному (или несколько меньшему) значению тока до области ОДП соответствует, очевидно, ситуация, когда основной уровень во $2^{\text{ом}}$ инжекторе выравнивается со $2^{\text{ым}}$ уровнем в $1^{\text{ой}}$ (широкой) квантовой яме (см. [26]). Именно на этом участке ВАХ в работе [26] наблюдалось слабое узкополосное спонтанное излучение, обусловленное переходами $2-1$ в широкой квантовой яме, интенсивностью до 1 пВт. В нашей работе на этом участке ВАХ спонтанное излучение не было обнаружено очевидно вследствие недостаточной чувствительности измерительного тракта. Такое излучение в подобных нашим образцах наблюдалось нашими французскими коллегами (рис. 4.11 [177]).

Вместе с тем, нами обнаружено, что в трех областях приложенного напряжения (на участках ВАХ со слабоотрицательным наклоном), вблизи напряжений 3.78 В, 4.38 В и 5.15 В, в образцах №3 и №4 (рис. 4.10а,б) пороговым образом возникает терагерцовое излучение интенсивностью на три порядка большей чем в работе [26] - до 2 нВт, что не может быть объяснено спонтанным испусканием.

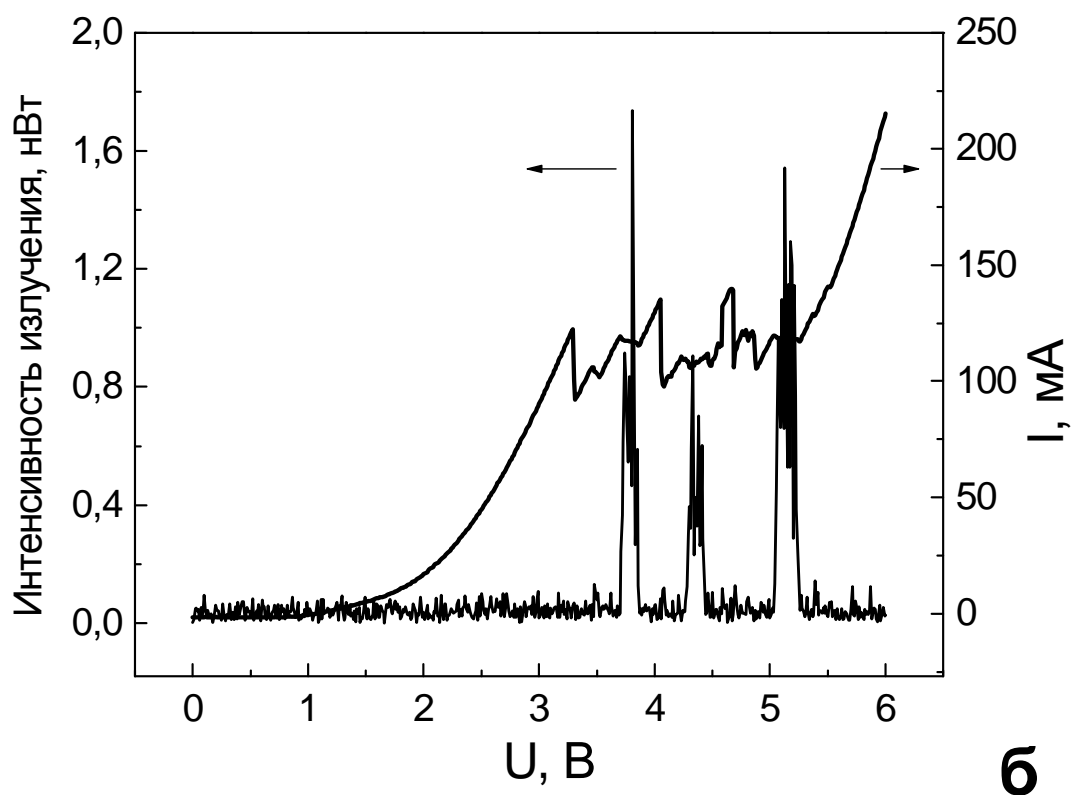
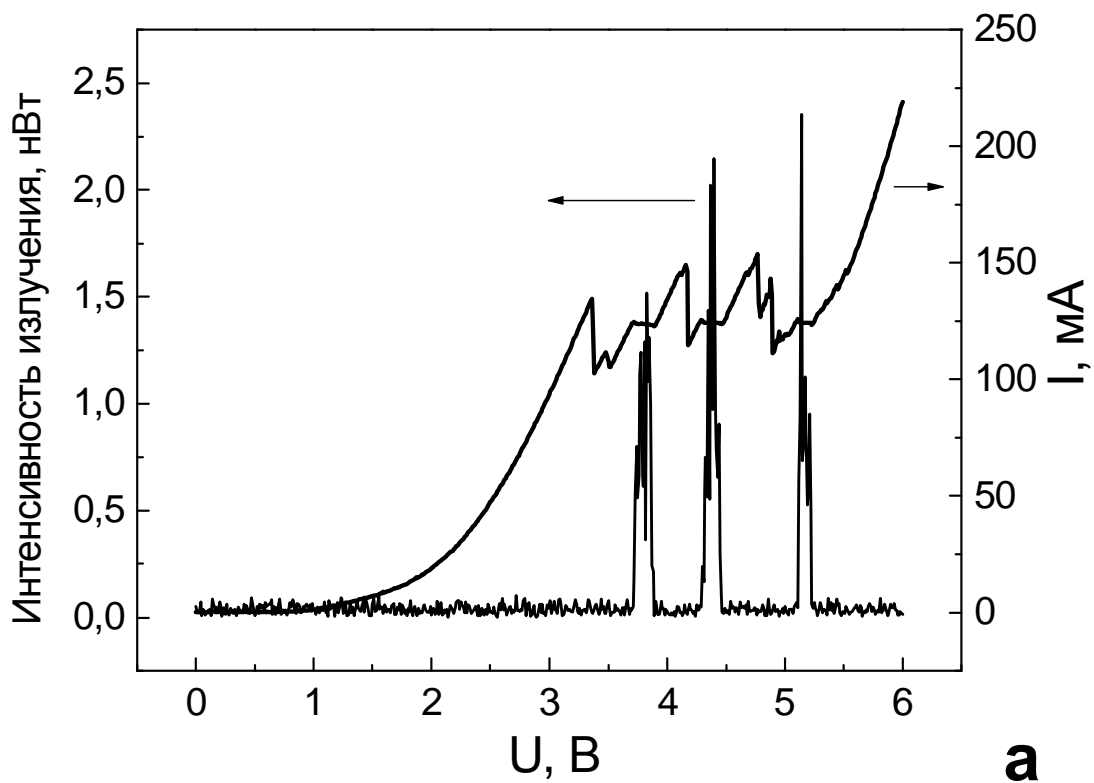


Рис. 4.10. ВАХ и интегрального излучения для трех различных мез, изготовленных из одной структуры; а - образец №3, б - образец №4, в - образец №2.

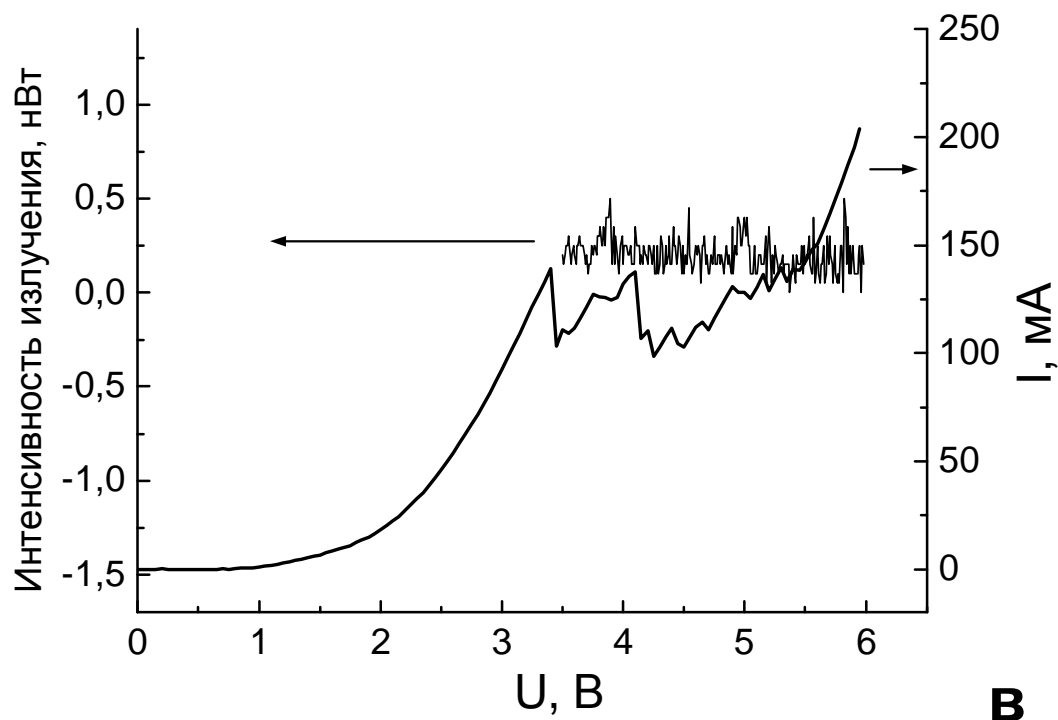


Рис. 4.10. ВАХ и интегрального излучения для трех различных мез, изготовленных из одной структуры; а - образец №3, б - образец №4, в - образец №2.

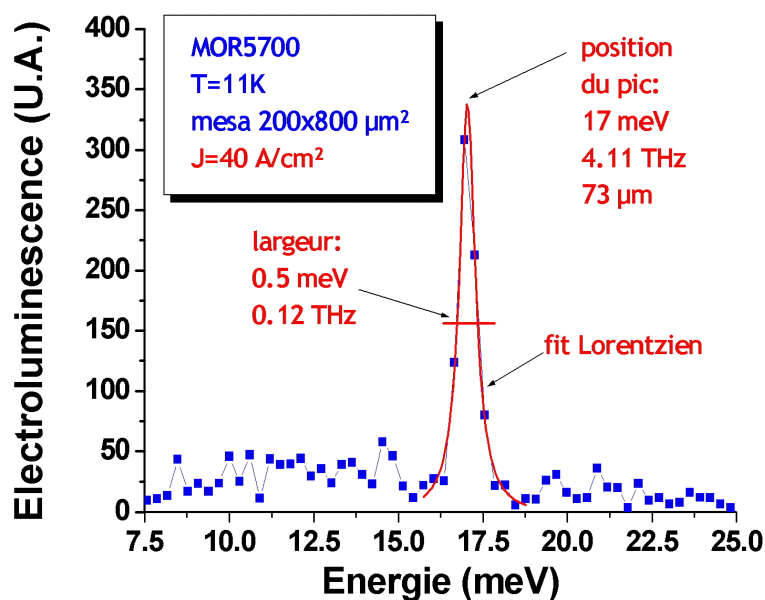


Рис. 4.11. Спонтанное излучение из образцов, подобным тем, которые исследовались в данной работе [177].

Как можно интерпретировать наблюдаемую картину? До начала первого участка ОДП распределение электрического поля в структуре однородно. При этом, естественно, на самой структуре падает не все напряжение, т.к. имеются еще контакты с барьером Шоттки и приконтактные области. В некоторый момент, предшествующий возникновению ОДП, т.е. около 3 В 1 уровень в 2^{ом} инжекторе выравнивается со 2^{ым} уровнем в 1^{ой} активной квантовой яме – дизайн структуры именно так и рассчитывался (в работе [26] это соответствует напряженности 2,7 кВ/см). При дальнейшем увеличении напряжения уровни в инжекторе и в активной области выходят из резонанса, и ток падает. Дальнейший сценарий подробно исследовался в структурах с большим числом туннельно связанных квантовых ям, начиная с работы [178], в частности работы Митягина и Мурзина из ФИАН [179]. В такой простой сверхрешетке (СР) возникает статический домен сильного поля, где выравниваются уровень инжектора (т.е. нижний уровень в КЯ) и 3-ий уровень в следующей КЯ. С ростом приложенного напряжения этот домен скачкообразно растет, захватывая все новые и новые ямы, пока не распространится на всю структуру. Затем снова возникает домен сильного поля, в котором выравнивание происходит уже с 4-ым уровнем в КЯ.

Наша система значительно более сложная, чем СР из туннельно связанных КЯ – в каждом каскаде 4 ямы со множеством уровней. И мы не можем дать сегодня однозначную интерпретацию тем «плоским» участкам ВАХ, где наблюдается интенсивное ТГц излучение. Однако, исходя из расчетов Д.В. Ушакова, можно предположить, что на этих участках в значительной части образца устанавливается однородное электрическое поле, в котором усиление превалирует над потерями в широком спектральном диапазоне. Т.е. происходит резонансная накачка уровней в ямах и усиление превалирует над потерями, происходит пороговое возгорание излучения, т.е. имеет место суперлюминесценция (усиление спонтанного излучения). Как видно из представленных данных сигнал интенсивного излучения является очень нестабильным (флуктуации многократно превосходят уровень шумов), что является дополнительным аргументом в пользу суперлюминесценции.

4.4. Спектры излучения квантовых каскадных структур AlGaAs/GaAs

Спектральные исследования показали, что излучение является широкополосным (измерения проводились до 12 ТГц) (что говорит о том, что эффект конкуренции мод отсутствует, а усиление имеет место в широком спектральном диапазоне) с особенностями на частотах, совпадающими с рассчитанными частотами межуровневых переходов, показанных стрелками (рис. 4.12а,б). Подчеркнем, что спектры излучения, измеренные при $U = 4,38$ В и 5,15 В для образцов №3 и №4 в значительной степени подобны. Спектр излучения смещается в коротковолновую область при увеличении приложенного напряжения. В полосе остаточных лучей GaAs (ширина которой порядка полосы фильтра) наблюдаются минимумы сигнала. Все это вместе взятое позволяет связать наблюдаемое излучение с суперлюминесценцией при резонансной накачке уровней в ямах.

Обнаруженный эффект суперлюминесценции при приложенных напряжениях, соответствующих области ОДП, и смещение спектра излучения в коротковолновую область с ростом напряжения открывают возможности для создания перестраиваемого напряжением ККЛ. В обычном режиме ККЛ с похожим дизайном каскадов (см., например, [105, 106]) работает при напряжении до области ОДП и излучает на частоте, соответствующей переходу 2 - 1 в широкой квантовой яме, который может перестраиваться в незначительных пределах, например изменением температуры. «Добавление» к исследованным в настоящей работе структурам резонатора, должно позволить получить узкополосное стимулирующее излучение на частоте, соответствующей максимуму усиления (или близкой). Перестройка приложенного напряжения в этом случае будет переключать длину волны излучения ККЛ при переходе от 1^{ой} к 2^{ой} и от 2^{ой} к 3^{ей} полосам, где наблюдается суперлюминесценция.

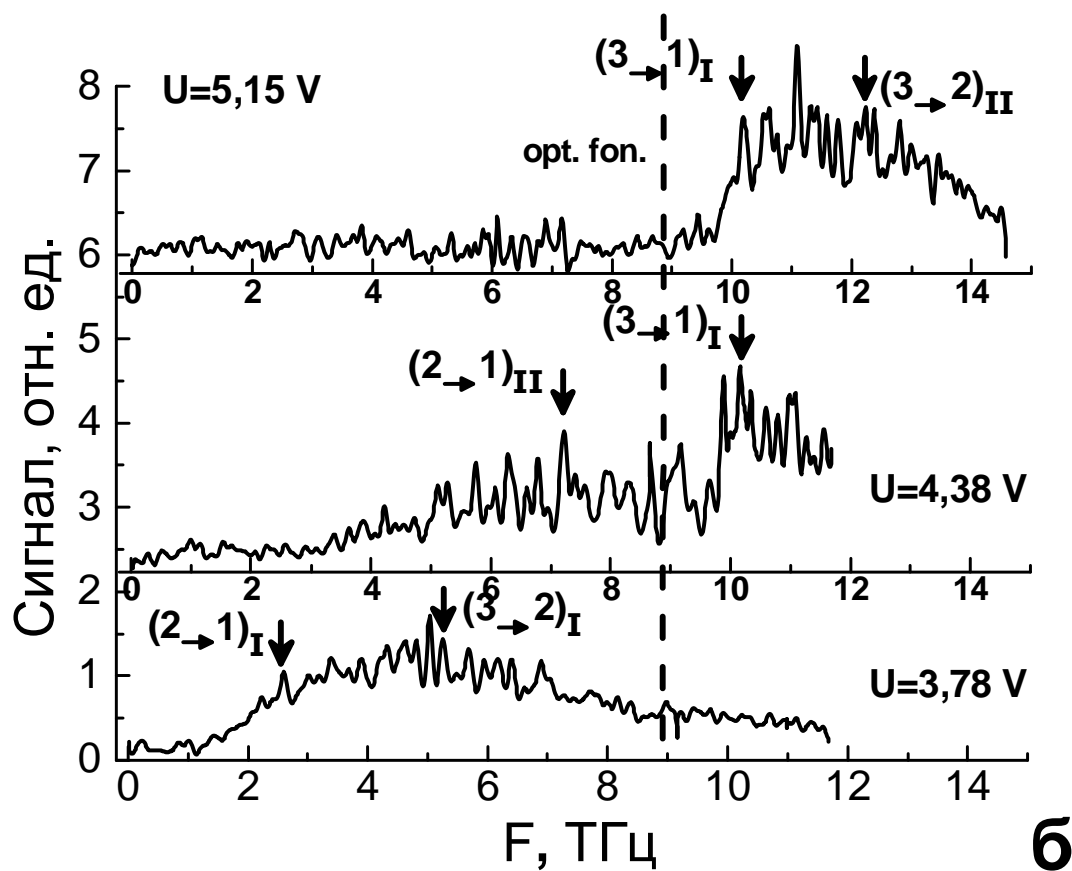
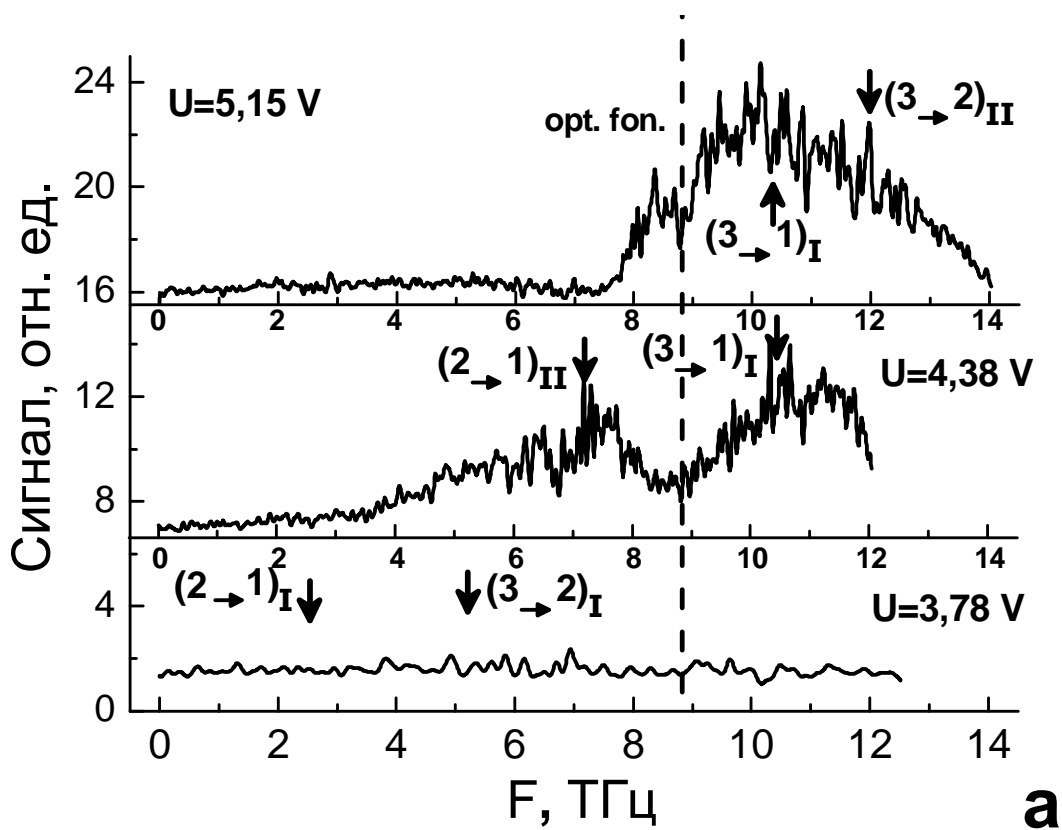


Рис. 4.12. Спектры излучения структур при $U = 3,78 \text{ В}$, $4,38 \text{ В}$ и $5,15 \text{ В}$; а - образец №3, б - образец №4. Стрелками показаны частоты, совпадающими с рассчитанными частотами межуровневых переходов в активных КЯ.

Заключение

Основные результаты работы:

1. Проведено экспериментальное исследование одновременной генерации на двух частотах в полупроводниковом лазере с тремя квантовыми ямами, как на основных, так и на возбужденных поперечных модах волновода. Исследованы зависимости мощности генерации на различных частотах от тока накачки. Продемонстрирована возможность управления интенсивностями линий током накачки. Обнаружена немонотонная зависимость интенсивности длинноволновой линии с ростом тока, связываемая с тем, что фотоны, излучаемые коротковолновой ямой, стимулируют рекомбинацию тех электронов в длинноволновой КЯ, энергия которых соответствует энергии переходов из основного состояния электронов в коротковолновой КЯ. Тем самым уменьшается населенность основного состояния электронов в длинноволновой КЯ и возможно уменьшение интенсивности излучения длинноволнового пика с ростом тока.
2. В лазерной структуре с тремя квантовыми ямами в активной области, демонстрирующей двухчастотную генерацию на основной и возбужденной модах волновода с разностью между полосами излучения 50 мЭВ, обнаружен сигнал в среднем ИК диапазоне (в полосе чувствительности примесного фотоприемника Si:B), связываемый с генерацией разностной гармоники.
3. Исследовано детектирование ТГц излучения ($f \sim 0,6$ ТГц) полевыми транзисторами на основе GaN/AlGaN и GaAs/AlGaAs (Fijitsu FHX06X) с длиной затвора 250 нм при $T = 4,2$ К. Обнаружено, что зависимость фото-ЭДС от напряжения на затворе имеет характерный максимум, соответствующий резонансному отклику в подзатворной электронной плазме транзистора. Для транзистора GaAs/AlGaAs впервые продемонстрировано смещение максимума отклика с ростом частоты в область больших напряжений на затворе, в соответствии с моделью Дьяконова-Шура.
4. Исследованы ВАХ нанометровых транзисторов GaAs/AlGaAs (Fijitsu FHX06X) при приложении напряжения между стоком и истоком и возникающее терагерцовое излучение. Излучение возникает пороговым образом при увеличении напряжения на стоке в момент срыва ВАХ, что может быть связано

с возникновением эффекта Ганна. Обнаружено узкополосное излучение в области 1,25 ТГц, связываемое с ганновскими осцилляциями тока вследствие образования бегущего домена в промежутке затвор-сток.

5. Исследованы ВАХ и терагерцовое излучение в квантовых каскадных структурах GaAs/AlGaAs, содержащих две ямы в активной области и две в инжекторе в каждом каскаде. На статической ВАХ воспроизводимым образом наблюдаются множественные нерегулярные участки ОДП, связанные с установлением неоднородных распределений электрического поля в структуре. Обнаружено, что в трех областях приложенного напряжения (на горизонтальных участках ВАХ) в структуре пороговым образом возникает интенсивное терагерцовое излучение до 2 нВт.
6. С помощью перестраиваемого магнитным полем режекторного фильтра на циклотронном резонансе в *n*-InSb исследованы спектры обнаруженного излучения из каскадных структур. Показано, что излучение является широкополосным с особенностями на частотах, совпадающими с рассчитанными частотами межуровневых переходов; спектр излучения смещается в коротковолновую область при увеличении приложенного напряжения. Сопоставление полученных результатов с данными теоретических расчетов спектров усиления/поглощения при разных значениях электрического поля в структурах позволяет связать обнаруженное излучение с суперлюминесценцией – усилением спонтанного излучения, возникающим при установлении определенного значения электрического поля и при резонансной накачке уровней в ямах.

В заключение автор считает приятным долгом поблагодарить своего научного руководителя В. И. Гавриленко за интересную тему, постоянное внимание к работе и терпение, помощь в проведении экспериментов и ценные обсуждения полученных результатов. Автор благодарен Б. Н. Звонкову, С. М. Некоркину за изготовление лазерных гетероструктур, В. Я. Алёшкину, А. А. Дубинову за многочисленные полезные дискуссии, С. В. Морозову, А. В. Антонову, за помощь в проведении экспериментов, Д. В. Ушакову за

предоставление результатов теоретических расчётов и ценные обсуждения, В. Кнапу и Н. Дьяконовой за предоставленные уникального оборудования лаборатории GES университета Монпелье II во Франции и помощь при работе с ним.

Приложение. Наблюдение излучения среднего ИК диапазона в «двухчиповых» лазерах InGaAs/GaAs/InGaP

В данном разделе приведены самые последние результаты измерений спектров излучения в среднем ИК диапазоне для «двухчипового» лазера, которые были получены совсем недавно, на момент написания диссертации еще не опубликованы и поэтому в положения и основные результаты диссертации не включены.

В ранее изучавшихся в разделе 2.2.1 «двухчиповых» лазерах, как уже отмечалось, оба одночастотных лазера излучали на основной моде волновода, и условие фазового синхронизма для разностной гармоники не выполнялось. В исследованиях, представленных в настоящем разделе, передний (коротковолновый) одночастотный лазер излучал на возбужденной моде волновода, что обеспечивало выполнение условия фазового синхронизма для разностной частоты.

Лазерные структуры InGaAs/GaAs/InGaP для образцов были выращены МОС-гидридной эпитаксией при атмосферном давлении в НИФТИ при ННГУ им. Н.И. Лобачевского в группе эпитаксиальной технологии, возглавляемой Б.Н. Звонковым, по методике, описанной в работе [150]. Для заднего (длинноволнового) одночастотного лазерного чипа структуры растились аналогично структурам, описанным в разделе 2.2.1, в середине волноводного слоя GaAs располагались две квантовые ямы ($\text{In}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}$), толщиной около 10 нм, обеспечивающие генерацию стимулированного излучения на основной моде волновода.

В случае переднего (коротковолнового) одночастотного лазерного чипа для выполнения условия фазового синхронизма и возбуждения высшей моды а именно моды TE_1 , волновод лазера был несколько иной, усовершенствованной конструкции, которая обеспечивала генерацию только первой моды при пороговом токе, сопоставимом с пороговым током лазера, предназначенного для генерации основной моды.

Для того чтобы лазерный диод генерировал только какую-то одну возбужденную моду волновода необходимо, чтобы коэффициент усиления на пороге генерации для этой моды был существенно выше, чем коэффициент усиления на пороге генерации других мод. Значение этого порогового

коэффициента усиления для каждой моды определяется суммарными потерями [180]:

$$g = (\alpha - \ln(R_1 R_2) / L) / \Gamma, \quad (5.1)$$

где α - коэффициент потерь на поглощение и рассеяние, R_1 и R_2 – коэффициенты отражения от первого и второго зеркал лазера соответственно, L – длина лазера, Γ – коэффициент оптического ограничения, определяющий долю излучения, приходящуюся на активную область лазера. Наиболее простой способ достижения генерации только одной возбужденной моды – это управление параметром Γ . В этом случае квантовую яму (или ямы, если в лазере их несколько) необходимо располагать вблизи максимума поля моды, которую необходимо возбудить. Однако, в волноводе обычной конструкции [180] коэффициент α для основной моды в не слишком широких волноводах (в широких волноводах очень мал параметр Γ) значительно меньше, чем коэффициент α для возбужденных мод. Это связано с тем, что чем больше номер моды, тем более глубоко проникает поле этой моды в сильнолегированные обкладочные слои и подложку лазерного волновода. Это приводит к небольшому отличию коэффициентов усиления для первой и основной мод, и возможна одновременная генерация обеих мод при такой конструкции лазерного диода даже при расположении квантовой ямы в пучности поля возбужденной моды.

Для генерации только первой моды в центральный слой лазерного волновода (GaAs) был добавлен тонкий слой материала обкладочных слоев (InGaP) с меньшим показателем преломления. Этот слой должен быть смещен от центра волновода (рис. 5.1) так, что центральный волноводный слой GaAs оказывается разделенным на широкую и узкую части. В таком волноводе основная мода локализована в основном в широкой части волноводного слоя GaAs, а первая мода - в узкой части. В этом лазере квантовую яму разумно располагать в максимуме поля первой моды в узкой части волновода (рис. 5.1). Расчеты, проведенные В.Я. Алешкиным и А.А. Дубиновым, показывают, что для лазера с параметрами из таблицы 5.1 величина Γ для первой моды увеличивается в 1,5 раза по сравнению с Γ для первой моды в обычной конструкции, а Γ для основной моды уменьшается в 2 раза по сравнению с Γ для основной моды в обычной конструкции. В этом случае для частоты, генерируемой коротковолновой ямой, мода 1-го порядка будет

обладать наибольшим коэффициентом оптического ограничения, и, следовательно, именно она будет возбуждаться.

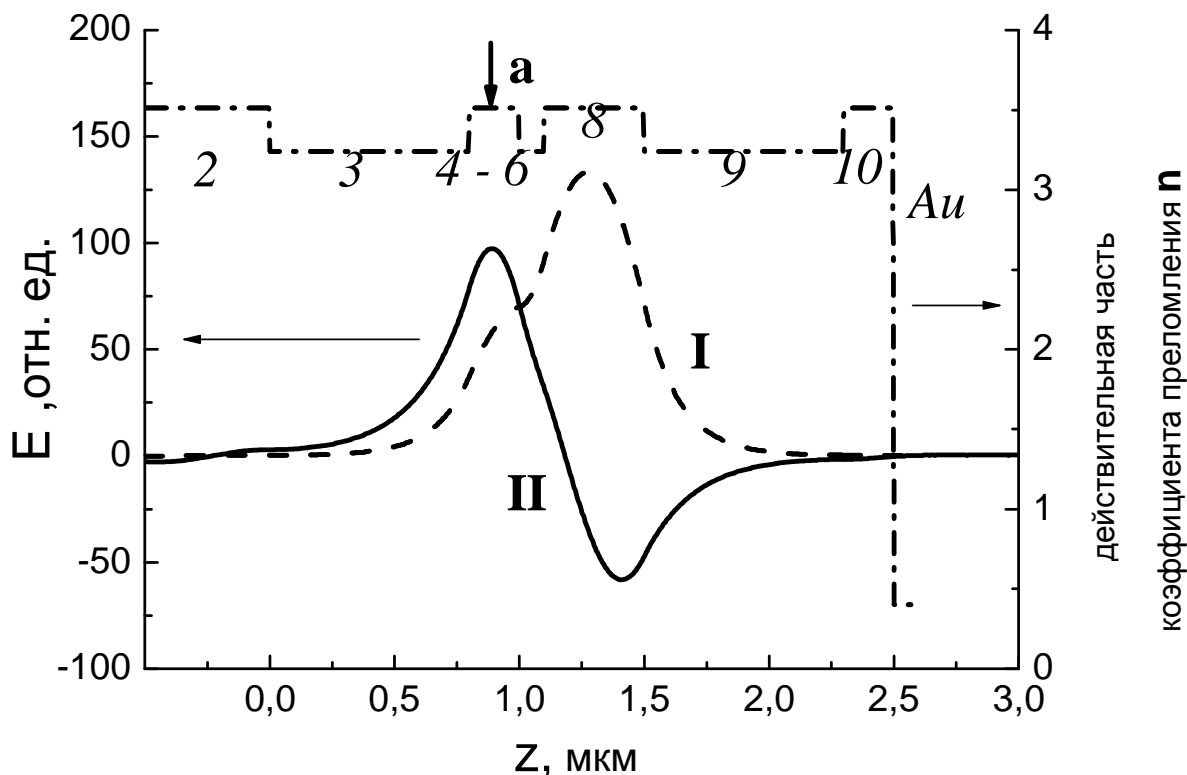


Рис. 5.1. Зависимость от координаты z (вдоль направления роста) действительной части коэффициента преломления n (штрихпунктирная кривая) для переднего лазерного диода InGaAs/GaAs/InGaP в «двухчиповом» лазере, а также зависимость от координаты z электрических полей в модах TE_0 (кривая I) и TE_1 (кривая II). Стрелкой (a) показано положение квантовой ямы в волноводном слое гетероструктуры для генерации моды TE_1 в переднем (коротковолновом) лазере.

Таблица 5.1. Параметры слоев переднего (коротковолнового) одночастотного лазера, входящего в состав «двухчипового» лазера.

Номер слоя	Название слоя	Состав слоя	Тип проводимости	Концентр. нос-лей, см ⁻³	Толщина слоя (мкм)
1	Подложка	GaAs	n	$2 \cdot 10^{18}$	150
2	Буферный	GaAs	n	10^{17}	3
3	Ограничивающий	In _{0,49} Ga _{0,51} P	n	10^{18}	0.78
4	Волноводный	GaAs	нелегированный		0.088
5	Активный (КЯ)	In _{0,22} Ga _{0,78} As	нелегированный		0.01
6	Волноводный	GaAs	нелегированный		0.0102
7	Промежуточный	In _{0,49} Ga _{0,51} P	p	$2 \cdot 10^{18}$	0.01
8	Волноводный	GaAs	p	$2 \cdot 10^{18}$	0.4
9	Ограничивающий	In _{0,49} Ga _{0,51} P	p	$2 \cdot 10^{18}$	0.78
10	Контактный	GaAs	p	10^{19}	0.2

Таким образом, данная конструкция лазера снижает конкуренцию первой и основной мод и обеспечивает генерацию моды TE_1 при величине порогового тока, сравнимого с величиной порогового тока обычного лазера, генерирующего основную моду TE_0 .

Лазерные чипы имели те же размеры: длина 1 мм, ширина 400 мкм, толщина структуры 2 мкм, ширина активной области составляла 100 мкм.

Наблюдение излучения из составного резонатора «двухчипового» лазера осуществлялось через внешнее зеркало коротковолнового лазера. Спектры лазерного излучения в ближнем ИК диапазоне исследовались как и в разделе 2.1.1 с помощью дифракционного решеточного монохроматора на спектральном комплексе КСВУ-23 (рис. 2.3). Использовался импульсный режим накачки лазеров со скважностью 2 (длительность импульса составляла 500 мкс и частотой повторения 1 кГц). Ток на коротковолновом лазере составлял 1040 мА, на длинноволновом – 960 мА. Использовалась стандартная схема синхронного детектирования. Теплоотвод лазерного диода помещался на элемент Пельтье, при этом температура измерений составляла 16°C.

Параллельно проводились измерения спектров излучения в видимом диапазоне частот (как в разделе 2.2.1) для исследования генерации излучения на удвоенных и суммарной частотах.

Излучения на разностной частоте в среднем ИК диапазоне детектировалось широкополосным фотоприемником CdHgTe (полоса чувствительности $2\div 12,5$ мкм), охлаждаемым жидким азотом ($T = 77$ К). Спектры излучения исследовались с помощью все того же дифракционного решеточного монохроматора на спектральном комплексе КСВУ-23 с использованием «нештатной» отражательной дифракционной решетки, на которой число штрихов на 1 мм составляло 75 (область преимущественной концентрации энергии (свыше 40% от максимума) в 1-ом порядке: 4000÷16000 нм). При этом излучение ближнего ИК диапазона отсекалось с помощью фильтра Ge ($N_D - N_A \approx 10^9$ см⁻³).

Кроме спектральных характеристик для анализа модового состава излучения переднего (коротковолнового) лазера нашими коллегами из НИФТИ ННГУ были исследованы зависимости интенсивности излучения от угла в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, на фиксированных длинах волн (диаграмма

направленности) для данного лазера. Все измерения проводились при комнатной температуре.

Диаграмма направленности для переднего (коротковолнового) лазера новой конструкции представлена на рис. 5.2. Также на рис. 5.2 для сравнения показана диаграмма направленности переднего одночастотного лазера обычной конструкции.

Как видно из рисунка, интенсивность стимулированного излучения лазера новой конструкции имеет два максимума при углах $\pm 30^\circ$, положения и относительные амплитуды которых согласуются с полученными из расчета для моды первого порядка TE_1 . Можно отметить, что для структуры обычной конструкции интенсивность одного лепестка диаграммы направленности (со стороны подложки) больше интенсивности другого и существует только качественное совпадение с расчетной кривой. Вероятно, причина этого состоит в том, что (как было указано выше) лазер обычной конструкции генерирует две моды: основную и первую, вследствие близких порогов генерации для обеих мод.

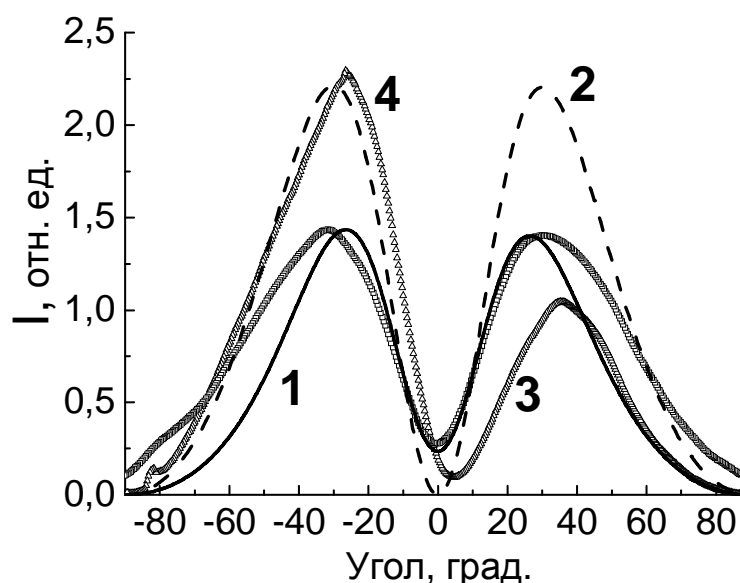


Рис. 5.2. Рассчитанные (сплошная кривая (1) для излучения лазера новой конструкции и штриховая кривая (2) для излучения лазера обычной конструкции) и измеренные (квадраты (3) для излучения лазера новой конструкции и треугольники (4) для излучения лазера обычной конструкции) диаграммы направленности интенсивности излучения в плоскости, перпендикулярной p - n - переходу лазеров.

Результаты измерений излучения для двух образцов, изготовленных из одинаковых структур, приведены на рис. 5.3 и рис. 5.4. На рис. 5.3а и 5.4а приведены типичные спектры излучения в ближнем ИК диапазоне: основные линии генерации двух состыкованных лазеров (линии 1, 2) на длинах волн $\lambda_1=0,989$ мкм и $\lambda_2=1,130$ мкм.

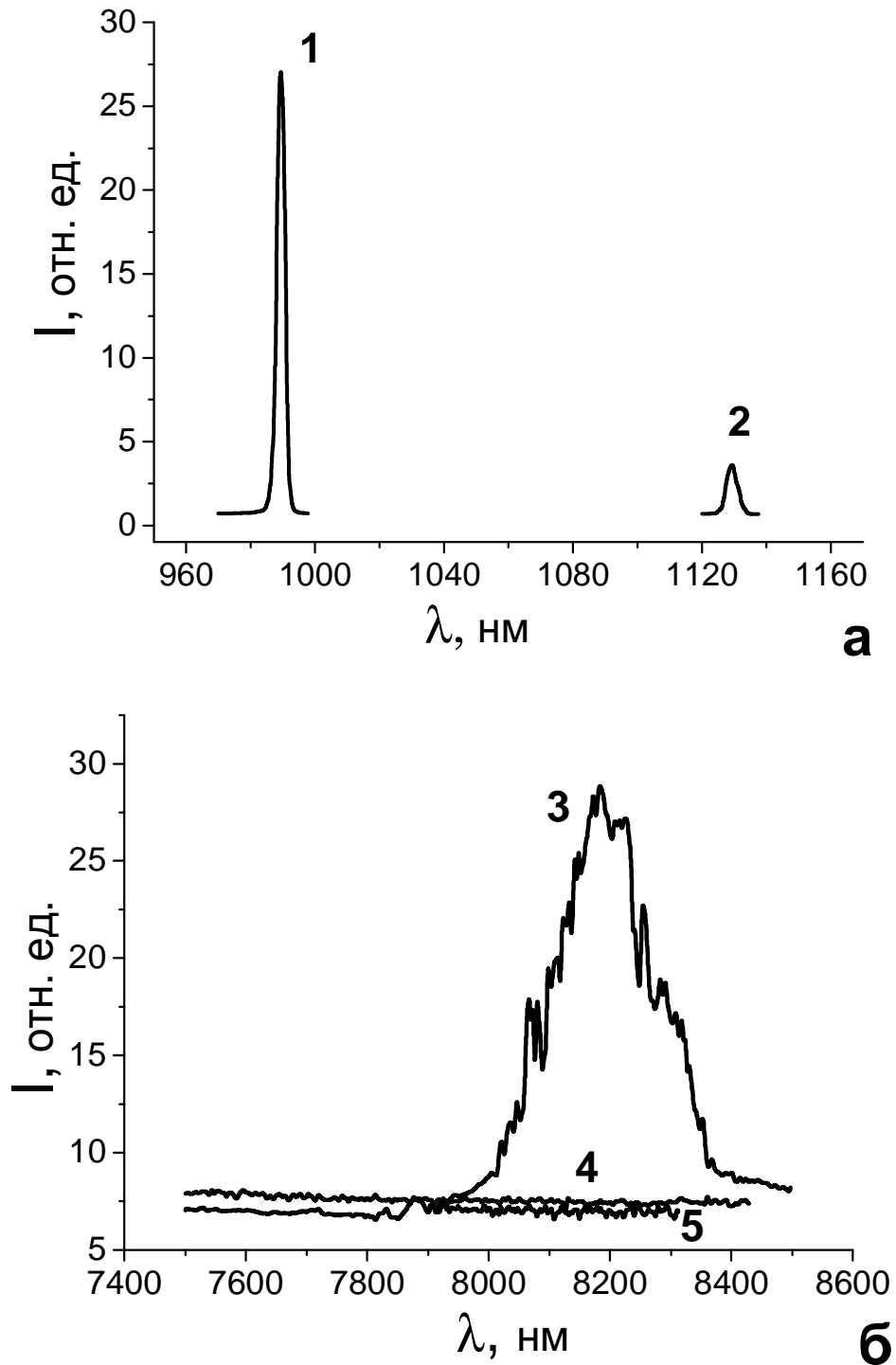


Рис. 5.3. Характерные спектры генерации основных частот (1 и 2) и разностной частоты (3) «двухчипового» лазера для образца №1. Показано также отсутствие сигнала в среднем ИК при выключении переднего лазера (4) и выключении заднего лазера (5). $T = 289$ К.

На рис. 5.3б и 5.4б приведены спектры излучения в среднем ИК диапазоне, где обнаружен пик, соответствующий рассчитанной разностной частоте (линия 3). При выключении одного из лазеров излучение на разностной частоте пропадало, что также показано на рисунке 5.3б (линии 4, 5). Оценки мощности излучения на разностной частоте для первого образца дают значение порядка 100 нВт.

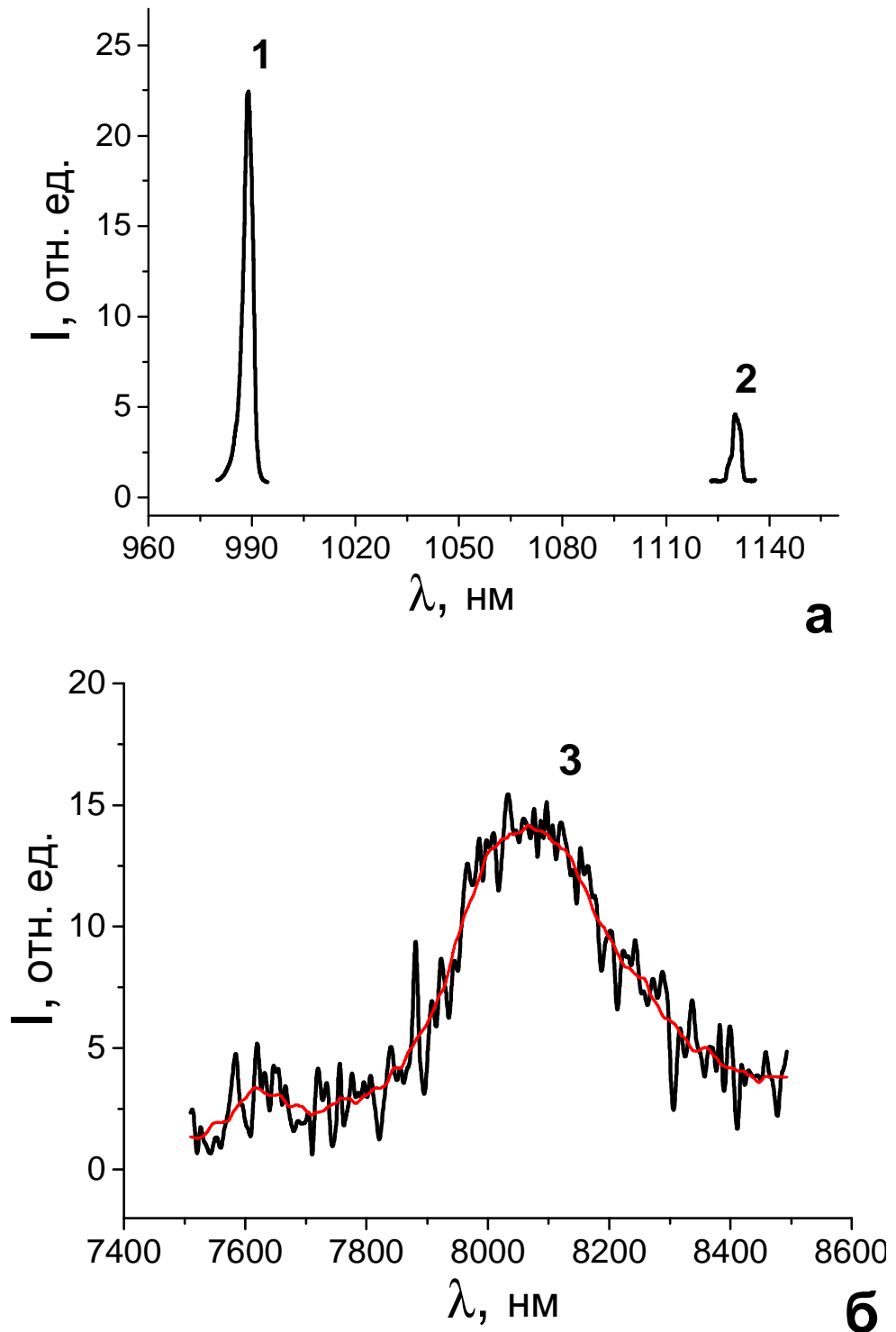


Рис. 5.4. Характерные спектры генерации основных частот (1 и 2) и разностной частоты (3) «двухчипового» лазера для образца №2 (построена также огибающая спектра). $T = 289$ К.

Список цитированной литературы

1. Smye, S.W. The interaction between terahertz radiation and biological tissue / S.W. Smye, J.M. Chamberlain, A.J. Fitzgerald and E. Berry // *Phys. Med. Biol.* – 2001. – Vol.46. – P.R101-R112.
2. Dudovich, N. Single-pulse coherently controlled nonlinear Raman spectroscopy and microscopy / N. Dudovich, D. Oron, and Y. Silberberg // *Nature.* – 2002. - Vol.418. - P.512-514.
3. Cole, B.E. Coherent manipulation of semiconductor quantum bits with terahertz radiation / B.E. Cole, J.B. Williams, B.T. King, M.S. Sherwin and C.R. Stanley // *Nature.* – 2001. - Vol.410. - P.60-63.
4. Fitzgerald, A.J. An introduction to medical imaging with coherent terahertz radiation / A.J. Fitzgerald, E. Berry, N.N. Zinovev, G.C. Walker, M.A. Smith, and J.M. Chamberlain // *Phys. Med. Biol.* – 2002. - Vol.47. –No.21. – P.R67–R84.
5. Zandonella, C. Terahertz imaging: T-ray specs / C. Zandonella // *Nature.* – 2003. - Vol.424. – P.721-722.
6. Terahertz Sources and Systems (NATO Science Series, Ser. II, Vol.27) / Edited by R.E. Miles, P. Harrison, D. Lippens. - Kluwer Academic Publishers, 2001. – 350pp.
7. Sensing with Terahertz Radiation (Springer Series in Optical Sciences, Vol.85) / Edited by D. Mittleman. – Springer-Verlag, 2003. – 337pp.
8. Van der Weide, D. Applications and outlook for electronic terahertz technology // *Optics & Photonics News.* – 2003. – Vol.14. – No.4. – P.48-53.
9. Звелто, О. Принципы лазеров. 3-е изд. - М.: Мир, 1990. – 560с.
10. Hu, B.B. Terahertz radiation induced by subband-gap femtosecond optical excitation of GaAs / B. B. Hu, X.-C. Zhang, D.H. Auston // *Physical Review Letters.* – 1991. – Vol.67. – P.2709-2712.
11. Kersting, R. Few-cycle THz emission from cold plasma oscillations /R. Kersting, K. Unterrainer, G. Strasser, H.F. Kauffmann, E. Gornik // *Physical Review Letters.* – 1997. – Vol.79. – P.3038-3041.
12. Matsuura, S. Generation of coherent terahertz radiation by photomixing in dipole photoconductive antennas /S. Matsuura, M. Tani, K. Sakai // *Applied Physics Letters.* – 1997. - Vol.70. – No.5. – P.559-561.

13. Kroug, M. NbN hot electron bolometric mixers for terahertz receivers/ M. Kroug, S. Cherednichenko, H. Merkel, E. Kollberg, B. Voronov, G. Gol'tsman, H.W. Huebers and H. Richter //IEEE Trans. Appl. Supercond.–2001.-Vol.11.- P.962–965.
14. Burke, P.J. Mixing and noise in diffusion and phonon cooled superconducting hot-electron bolometers / P.J. Burke, R.J. Schoelkopf, D.E. Prober, A. Skalare, B.S. Karasik, M.C. Gaidis, W.R. McGrath, B. Bumble and H.G. LeDuc // J. Appl. Phys. – 1999. - Vol.85. - P.1644-1653.
15. Karasik, B.S. Photon-noise-limited direct detector based on disorder-controlled electron heating / B.S. Karasik, W.R. McGrath, M.E. Gershenson and A.V. Sergeev // J. Appl. Phys. – 2000. - Vol.87. - P.7586–7588.
16. Crow, T.W. Terahertz GaAs devices and circuits for heterodyne receivers / T.W. Crow, R.J. Mattauch, R.M. Weikle and U.V. Bhapkar // Compound Semiconductor Electronics (edited by M. Shur). - Singapore: World Scientific Publishing, 1996. - P.209-246.
17. Marazita, S.M. Integrated GaAs Schottky mixers by spin-on-dielectric wafer bonding / S.M. Marazita, W.L. Bishop, J.L. Hesler, K. Hui, W.E. Bowen, T.W.Crowe // IEEE Trans. Electron Devices. – 2000. - Vol.47. - P.1152-1157.
18. Haller, E.E. Far infrared photoconductors for space-borne astronomy: a review based on the MIPS 70 micron array / E.E. Haller and J.W. Beeman / Proc. of Far-IR, Sub-mm & mm Detector Technology Workshop, Monterey, April 2002.– P.201.
19. Dyakonov, M. I. Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor and New mechanism of plasma wave generation by DC current / M. I. Dyakonov and M. S. Shur // Phys. Rev. Lett. – 1993. - Vol.71. - P.2465–2468.
20. Ajili, L. High power quantum cascade lasers operating at $\lambda \approx 87$ and $130 \mu\text{m}$ / L. Ajili, G. Scalari, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, G. Davies // Appl. Phys. Lett. – 2004. - Vol.85. – No.18. - P.3986-3988.
21. Williams, B.S. Operation of terahertz quantum-cascade lasers at 164 K in pulsed mode and at 117 K in continuous-wave mode / B. S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno // Opt. Express. – 2005. - Vol.13. - No. 9. - P. 3331-3339.
22. Алешкин, В.Я. Генерация разностной моды в полупроводниковых лазерах / В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, Н.Б. Звонков // ФТП. – 2001. – Т.35. – Вып.10. – С.1256-1260.

23. Knap, W. Resonant detection of subterahertz radiation by plasma waves in a submicron field-effect transistor / W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, J.-Q. Lü, M. S. Shur, C.A. Saylor, L.C. Brunel // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – Vol.80. – P.3433-4335.
24. Dunn, GM Current instability in power HEMTs / G.M Dunn, A Phillips and P.J Topham // *Semicond. Sci. Technol.* – 2001. – Vol.16. – P.562–566.
25. Mateos, J. Terahertz emission and noise spectra in HEMTs / J. Mateos, S. Pérez, D. Pardo, T. González, J. Łusakowski, N. Dyakonova, W. Knap, S. Bollaert, Y. Roelens, A. Cappy, J. F. Millithaler, L. Varani // *AIP Conf. Proc.* – 2005. – Vol.800. – P.423-432.
26. Rochat, M. Far-infrared ($\lambda = 88 \mu\text{m}$) electroluminescence in a quantum cascade structure / M. Rochat, J. Faist, M. Beck, U. Oesterle, M. Illegems // *Appl. Phys. Lett.* – 1998. – Vol.73. – P.3724–3726.
27. Tacke, M. New developments and applications of tunable IR lead salt lasers // *Infrared Physics and Technology.* – 1995. – Vol.36. – No.1. – P.447-463.
28. Special Issue on Far-infrared Semiconductor Lasers / Edited by E. Gornik, A.A Andronov // *Optical and Quantum Electronics.* – 1991. – Vol.23. – No.2. – P.S111-S349.
29. Алтухов, И.В. Резонансные состояния акцепторов и стимулированное терагерцовое излучение одноосно деформированного германия / И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А. Королев, М.А. Одноблюдов, В.П. Синис, Е.Г. Чиркова, И.Н. Ясиевич // *ЖЭТФ.* – 1999. – Т.115. – Вып.1. – С.89-100.
30. Faist, J. Quantum Cascade Laser. / J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho // *Science* - 1994. - Vol.264. – P.553-556.
31. Kohler, R. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. / R. Kohler, A.Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti, F. Rossi // *Nature.* – 2002. – Vol.417. – P.156-159.
32. Colombelli, R. Far-infrared surface-plasmon quantum-cascade lasers at 21.5 μm and 24 μm wavelengths / R. Colombelli, F. Capasso, C. Gmachl, A.L. Hutchinson, D.L. Sivco, A. Tredicucci, M.C. Wanke, A.M. Sergent, A.Y. Cho // *Applied Physics Letters.* – 2001. – Vol.78. – No.18. – P.2620-2622.
33. Faist, J. Bound-to-continuum and two-phonon resonance, quantum-cascade lasers for high duty cycle, high-temperature operation / J. Faist, D. Hofstetter, M. Beck,

- T. Aellen, M. Rochat, S. Blaser // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2002. - Vol.38. – No.6. – P.533-546.
34. Gauthier-Lafaye, O. Long-wavelength ($\lambda \approx 15.5 \mu\text{m}$) unipolar semiconductor laser in GaAs quantum wells / O. Gauthier-Lafaye, P. Boucaud, F.H. Julien, S. Sauvage, S. Cabaret, J.-M. Lourtioz, V. Thierry-Mieg, R. Planel // Applied Physics Letters. – 1997. - Vol.71. – No.25. – P.3619-3621.
 35. Orlova, E.E. Far-Infrared Active Media Based on Shallow Impurity State Transitions in Silicon / E.E. Orlova, R.Ch. Zhukavin, S.G. Pavlov, V.N. Shastin // Physica Status Solidi B. – 1999. - Vol.210. – No.2. – P.859-863.
 36. Алешкин, В.Я. Гигантская инверсия населенности горячих электронов в гетероструктурах GaAs/AlAs с квантовыми ямами / В.Я. Алешкин, А.А. Андронов // Письма в ЖЭТФ. – 1998. - Т.68. – Вып.1. – С.73-78.
 37. Воробьев, Л.Е. Внутризонная инверсия населенности и усиление ИК излучения при инжекции носителей заряда в квантовые ямы и квантовые точки // Письма в ЖЭТФ. – 1998. - Т.68. – Вып.5. – С.392-399.
 38. Vorobjev, L.E. Emission and amplification of mid-infrared radiation in quantum well structures under generation near-infrared light / L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, V.N. Tulupenko, Zh.I. Alferov, P.S. Kop'ev, I.V. Kochnev, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, Yu.M. Shernyakov, G. Belenky // Nanostructures: Physics and Technology: Proc. 7th International Symposium, St. Petersburg, 14-18 June 1999. - P.423-426.
 39. Belyanin, A.A. Infrared generation in low-dimensional semiconductor heterostructures via quantum coherence / A.A. Belyanin, F. Capasso, V.V. Kocharovsky, VI.V. Kocharovsky, M.O. Scully // Physical Review A. – 2001. - Vol.63. – No.5. – P.053803-053811.
 40. Belyanin, A.A. Resonant parametric generation of infrared radiation on intersubband transitions in low-dimensional semiconductor heterostructures / A.A. Belyanin, F. Capasso, V.V. Kocharovsky, VI.V. Kocharovsky, D.S. Pestov, M.O. Scully // Nanotechnology – 2001. - Vol.12. – P.450-452.
 41. Белянин, А.А. Резонансная параметрическая генерация инфракрасного излучения на межподзонных переходах в гетероструктурах с квантовыми ямами / А.А. Белянин, Ф. Капассо, В.В. Кочаровский, Вл.В. Кочаровский,

- Д.С. Пестов, М.О. Скалли // Известия Академии Наук. Серия физическая. – 2002. – Т.66. – Вып.2. – С.247-249.
42. Belyanin, A.A. Three-terminal semiconductor laser for wave mixing / A.A. Belyanin, V.V. Kocharovsky, Vl.V. Kocharovsky, M.O. Scully // Physical Review A. – 2002. - Vol.65. – P.053824-053828.
43. Белянин, А.А. Лазерные транзисторы для многочастотной генерации в видимом и инфракрасном диапазонах / А.А. Белянин, В.В. Кочаровский, Вл.В. Кочаровский, Д.С. Пестов, М.О. Скалли // Известия Академии Наук. Серия физическая. – 2003. – Т.67. – Вып.2. – С.255-258.
44. Sirtori, C. Far-infrared generation by doubly resonant difference frequency mixing in a coupled quantum well two-dimensional electron gas system / C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, L.N. Pfeiffer, K.W. West // Applied Physics Letters. – 1994. - Vol.65. – No.4. – P.445-447.
45. Owschimikow, N. Resonant second-order nonlinear optical processes in quantum cascade lasers / N. Owschimikow, C. Gmachl, A.A. Belyanin, V.V. Kocharovsky, D.L. Sivco, R. Colombelli, F. Capasso, A.Y. Cho // Physical Review Letters. – 2003. – Vol.90. – P.043902-043906.
46. Korsunsky, E.A. Generation of continuous-wave terahertz radiation by use of quantum interference / E.A. Korsunsky, D.V. Kosachiov // Journal of the Optical Society of America B. – 2000. - Vol.17. – No.8. – P.1405-1411.
47. Chow W.W., Koch S.W. Semiconductor-Laser Fundamentals: Physics of the Gain Materials. – Springer. - 1999. – 324pp.
48. Gmachl, C. Recent progress in quantum cascade lasers and applications / C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, A.Y. Cho // Reports on Progress in Physics – 2001. - Vol.64. – No.11. – P.1533-1601.
49. Flytzanis, C. Infrared dispersion of second-order electric susceptibilities in semiconducting compounds // Physical Review B. – 1972. - Vol.6. – No.4. – P.1264-1290.
50. Физические величины: Справочник. / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232с.
51. Белянин, А.А. Новые схемы полупроводниковых лазеров и освоение терагерцового диапазона / А.А. Белянин, Д. Дeppe, В.В. Кочаровский,

- Вл.В. Кочаровский, Д.С. Пестов, М.О. Скалли // УФН. – 2003. – Т.173. – Вып.9. – С.1015-1021.
52. Akhlestina, S.A. Interband cascade lasers for difference-frequency generation / S.A. Akhlestina, V.Ya. Aleshkin, A.A. Belyanin, A.A. Biryukov, D. Deppe, A.A. Dubinov, N.G. Kalugin, V.V. Kocharovsky, Vl.V. Kocharovsky, S.M. Nekorkin, D.S. Pestov, M.O. Scully, B.N. Zvonkov, N.B. Zvonkov // Nanostructures: Physics and Technology: Proc. 12th International Symposium, St. Petersburg, Russia, June 21-25, 2004. – P.81-82.
53. Kim, J.K. Epitaxially-stacked multiple-active-region 1.55 μ m lasers for increased differential efficiency / J.K. Kim, E. Hall, O. Sjolund, L.A. Coldren // Applied Physics Letters. – 1999. - Vol.74. – No.22. – P.3251-3253.
54. Ozden, I. A dual-wavelength indium gallium nitride quantum well light emitting diode / I. Ozden, E. Makarona, A.V. Nurmikko, T. Takeuchi, M. Krames // Applied Physics Letters. – 2001. - Vol.79. – No.16. – P.2532-2534.
55. Malyarchuk, V. Uniformity tests of individual segments of interband cascade diode laser Nanostacks / V. Malyarchuk, J.W. Tomm, Ch. Lienau, M. Behringer, J. Luft // Journal of Applied Physics. – 2002. - Vol.92. – No.5. – P.2729-2733.
56. Berger, V. Nonlinear phase matching in THz semiconductor waveguides / V. Berger, C. Sirtori // Semiconductor Science and Technology. – 2004. - Vol.19. – P.964-970.
57. Nagai, M. Generation and detection of terahertz radiation by electro-optical process in GaAs using 1.56 μ m fiber laser pulses / M. Nagai, K. Tanaka, H. Ohtake, T. Bessho, T. Sugiura, T. Hirosumi, M. Yoshida // Applied Physics Letters. – 2004. - Vol.85. – No.18. – P.3974-3976.
58. Максимов, М.В. Мощные лазеры на квантовых точках InAs-InGaAs спектрального диапазона 1.5 мкм, выращенные на подложках GaAs / М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Н.В. Крыжановская, А.Г. Гладышев, Ю.Г. Мусихин, Ж.И. Алферов [и др.] // ФТП. – 2004. – Т.38. – Вып.6. – С.763-766.
59. Wagner, H.P. Phase matched second harmonic generation using thin film ZnTe optical waveguides /H.P. Wagner, S. Wittman, H. Schimtzler, H. Stanzl //Journal of Applied Physics. – 1995. - Vol.77. – No.8. – P.3637-3640.
60. Алешкин, В.Я. Нелинейная генерация поверхностных волн дальнего инфракрасного диапазона в полупроводниковом лазере с квантовыми ямами /

- В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов // VI Российская конференция по физике полупроводников: Сборник тезисов докладов, Санкт-Петербург, 27-31 октября, 2003, - С.494-495.
61. Афоненко, А.А. Нелинейная генерация дальнего инфракрасного излучения в двух-частотных полупроводниковых лазерах / А.А. Афоненко, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // ФТП. - 2004. - Т.38. – Вып.2. – С.244-248.
 62. Алешкин, В.Я. Параметрическая генерация разностной моды среднего инфракрасного диапазона в полупроводниковом лазере с гофрированным волноводом /В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов // Нанофотоника: Материалы всероссийского совещания, Нижний Новгород, 2-6 мая, 2004. - С.202-205.
 63. Dubinov, A.A. Parametric generation of middle infrared mode in double-frequency heterojunction lasers with corrugated waveguide / A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin A.A. Afonenko // Nanostructures: Physics and Technology: Proc. 12th International Symposium, St. Petersburg, Russia, June 21-25, 2004. - P.56-57.
 64. Алешкин, В.Я. Нелинейная генерация излучения среднего инфракрасного диапазона в двухчастотных полупроводниковых лазерах с гофрированным волноводом / В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов // ЖТФ. - 2004. - Т.74. – Вып.11. – С.92-96.
 65. Алешкин, В.Я. Генерация разностной моды в полупроводниковом волноводе с металлической решеткой / В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов // Квантовая электроника: Материалы V Международной научно-технической конференции, Минск, Беларусь, 22-25 ноября, 2004. - С.117.
 66. Afonenko, A.A. Parametric generation of a mid-infrared mode in semiconductor wave-guides using a surface diffraction grating / A.A. Afonenko, V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov // Semiconductor Science and Technology. – 2005. - Vol.20. – P.357-362.
 67. Алешкин, В.Я. Параметрическая генерация разностной моды в полупроводниковом волноводе с металлической решеткой / В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов // Нанофизика и наноэлектроника: Материалы симпозиума, Нижний Новгород, 25- 29 марта, 2005. - С.348-349.

68. Слипченко, С.О. Сверхнизкие внутренние оптические потери в квантово-размерных лазерных гетероструктурах раздельного ограничения / С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алферов // ФТП. – 2004. – Т.38. – Вып.12. – С.1477-1486.
69. Lienfeld, J.E. // U.S. Patent 1 745 175. – 1930.
70. Heil, O. // British Patent 439 457. - 1935.
71. Shockley, W. Modulation of conductance of thin films of semiconductors by surface charges / W. Shockley and G.L. Pearson // Phys. Rev. – 1948. – Vol.74. – P.232-233.
72. Shockley, W. A unipolar field-effect transistor // Proc. IRE. - 1952. – Vol.40. – P.1365.
73. Shockley, W. Hot electrons in germanium and Ohm's law // Bell Syst. Tech. J. - 1951. - Vol.30. - No.4. – P.990–1034.
74. Khang, D. Silicon-silicon dioxide field induced surface devices / D. Khang and M.M. Atalla // IRE Solid-State Device: Proc. Int. Conf., Carnegie Institute of Technology, Pitsburg, 1960.
75. Nakayama, M. Theory of surface waves coupled to surface carriers // J. Phys. Soc. Japan. - 1974. – Vol.36. – P.393-398.
76. Equiluz A., Interface excitations in metal-insulator-semiconductor structures / A. Equiluz, T.K. Lee, J.J. Quinn, and K.W. Chiu // Phys. Rev. B - 1975. – Vol.11 - P.4989-4993.
77. Shur, M.S. Introduction to electronic devices. - New York: Wiley, 1996. – 608pp.
78. Sze S.M., Physics of Semiconductor Devices. - New York: Willey, 1981. – 576pp.
79. Knap, W. Nonresonant detection of terahertz radiation in field effect transistors / W. Knap, V. Kachorovskii, Y. Deng, S. Romyantsev, J. Q. Lu, R. Gaska, M. S. Shur, G. Simin, X. Hu, M. Asif Khan, C. A. Saylor, and L. C. Brunel // J. Appl. Phys. – 2002. – Vol.91. – P.9346-9353.
80. Knap, W. Resonant detection of subterahertz and terahertz radiation by plasmawaves in submicron field-effect transistors / W. Knap, Y. Deng, S. Romyantsev, M.S. Shur // Appl. Phys. Lett. – 2002. - Vol.81. – P.4637-4639.
81. Teppe, F. Room-temperature plasma waves resonant detection of sub-terahertz radiation by nanometer field-effect transistor / F. Teppe, W. Knap, D. Veksler,

- M.S. Shur, A.P. Dmitriev, V.Yu. Kachorovskii, S. Rumyantsev // *Appl. Phys. Lett.* - 2005. – Vol.87. – P.052107.
82. Teppe, F. Plasma wave resonant detection of femtosecond pulsed terahertz radiation by a nanometer field-effect transistor / F. Teppe, D. Veksler, V.Yu. Kachorovski, A.P. Dmitriev, X. Xie, X.-C. Zhang, S. Rumyantsev, W. Knap, M.S. Shur // *Appl. Phys. Lett.* - 2005. – Vol.87. – P.022102.
83. Knap, W. Plasma wave detection of sub-terahertz and terahertz radiation by silicon field-effect transistors / W. Knap, F. Teppe, Y. Meziani, N. Dyakonova, J. Lusakowski, F. Boeuf, T. Skotnicki, D. Maude, S. Rumyantsev and M. S. Shur // *Appl. Phys. Lett.* - 2004. – Vol.85. – No.4. – P.675-677.
84. Peralta, X.G. Terahertz photoconductivity and plasmon modes in double-quantum-well field-effect transistors / X.G. Peralta, S.J. Allen, M.C. Wanker, N.E. Harff, J.A. Simmons, M.P. Lilly, J.L. Reno, P.J. Burke, J.P. Eisenstein // *Appl. Phys. Lett.* - 2002. – Vol.81. - No.9. – P.1627-1629.
85. Peralta, X.G. In-plane magneto-plasmons in grating gated double quantum well field effect transistors / X. G. Peralta, S. J. Allen, M. C. Wanke, J. A. Simmons, M. P. Lilly, J. L. Reno, P. J. Burke, and J. P. Eisenstein // *Physics of Semiconductors: Proc. 26th International Conference, Institute of Physics, Edinburgh, UK, 2002.*
86. Otsuji, T. Terahertz plasma wave resonance of two-dimensional electrons in InGaP/InGaAs/GaAs high-electron-mobility transistors / T. Otsuji, M. Hanabe, and O. Ogawara // *Appl. Phys. Lett.* - 2004. – Vol.85. – P.2119-2121.
87. Fatimy, A. El Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP nanometer transistors / A. El Fatimy, F. Teppe, N. Dyakonova, W. Knap, D. Seliuta, G. Valušis, A. Shchepetov, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, S. Rumyantsev // *Appl. Phys. Lett.* - 2006. – Vol.89. – P.131926.
88. Teppe, F. Room temperature tunable detection of subterahertz radiation by plasma waves in nanometer InGaAs transistors / F. Teppe, M. Orlov, A. El Fatimy, A. Tiberj, W. Knap, J. Torres, V. Gavrilenko, A. Shchepetov, Y. Roelens, and S. Bollaert // *Appl. Phys. Lett.* - 2006. – Vol.89. – P.222109.
89. Torres, J. Tunable plasma wave resonant detection of optical beating in high electron mobility transistor / J. Torres, P. Nouvel, A. Akwoue-Ondo, L. Chusseau,

- Теппе F., A. Shchepetov, S. Bollaert // Appl. Phys. Lett. – 2006. – Vol.89. – P.131926.
90. Dyakonov, M.I. Choking of electron flow - A mechanism of current saturation in field effect transistor / M.I. Dyakonov, M.S.Shur // Phys. Rev. B. - 1995. – Vol.51. - P.14341-14345.
 91. Cheremisin, M.V. Influence of electron scattering on current instability in field effect transistor / M.V. Cheremisin, M.I. Dyakonov, M.S. Shur, G.G. Samsonidze // Semiconductor Device Research Symposium (ISDRS-97): Proc. 4th International Symposium, Charlottesville, Virginia, December 10-13, 1997. – P.485-488.
 92. Cheremisin, M.V. Influence of electron scattering on current instability in field effect transistor / M.V.Cheremisin, M.I. Dyakonov, M. S. Shur, and G. Samsonidze // Solid-State Electron. - 1998. – Vol.42. – No.9. – P.1737-1742.
 93. Dmitriev, A.P. Nonlinear theory of the current instability in a ballistic field-effect transistor / A.P. Dmitriev, A.S. Furman, V.Yu. Kachorovskii // Phys.Rev.B. - 1996. – Vol.54 – P.14020.
 94. Dyakonov, M.I. Choking of electron flow: A mechanism of current saturation in field effect transistor / M.I. Dyakonov, M.S.Shur // Phys. Rev. B. - 1995. – Vol.51. - No.20. - P.14341-14345.
 95. Dyakonov, M.I. Detection, mixing, and fequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid / M.I. Dyakonov, M.S. Shur // IEEE Trans. on Electr. Devices. - 1996. – Vol.43. – No.3. - P.380-387.
 96. Шур, М. Современные приборы на основе арсенида галлия. - М.: Мир, 1991. – 632с.
 97. Capasso, F. Quantum cascade laser / F. Capasso, J. Faist, S. Sirtori, A.Y. Cho // Sol. St. Commun. - 1997. – Vol.102. – P.231.
 98. Зегря, Г.Г. Полупроводниковые лазеры среднего инфракрасного диапазона: достижения и проблемы / Г.Г. Зегря // Соровский образовательный журнал. – 2001. - Т.7. - №6. – С.70-74.
 99. Faist, J. Quantum cascade lasers without intersubband population inversion / J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D. Sivco, A. Hutchinson, M. Hybertsen, and A. Cho // Phys. Rev. Lett. - 1996. - Vol.76. – P.411–414.

100. Faist, J. Vertical transition quantum cascade laser with Bragg confined excited state / J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D. Sivco, A. Hutchinson, and A. Cho // *Appl. Phys. Lett.* - 1995. - Vol.66. – P.538–540.
101. Sirtori, C. Continuous wave operation of mid-infrared (7.4–8.6 μm) quantum cascade lasers up to 110 K temperature / C. Sirtori, J. Faist, F. Capasso, D. Sivco, A. Hutchinson, S. Chu, A. Cho // *Appl. Phys. Lett.* - 1996. - Vol.68. – P.1745–1747.
102. Sirtori, C. Mid-infrared (8.5 μm) semiconductor lasers operating at room temperature / C. Sirtori, J. Faist, F. Capasso, D. Sivco, A. Hutchinson, and A. Cho // *IEEE Photon. Technol. Lett.* - 1997. - Vol.9. – P.294–296.
103. Faist, J. Mid-infrared (8.5 μm) semiconductor lasers operating at room temperature / J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D. Sivco, A. Hutchinson, and A. Cho // *Nature.* - 1997. - Vol.387. – P.777–782.
104. Scamarcio, G. High-power infrared (8-micrometer wavelength) superlattice lasers / G. Scamarcio, F. Capasso, C. Sirtori, J. Faist, A. Hutchinson, D. Sivco, and A. Cho // *Science.* – 1997. - Vol.276. - P.773–776.
105. Tredicucci, A. High performance interminiband quantum cascade lasers with graded superlattices / A. Tredicucci, F. Capasso, C. Gmachl, D. Sivco, A. Hutchinson, and A. Cho // *Appl. Phys. Lett.* - 1998. – Vol.73. – P.2101-2103.
106. Wanke, M. Injectorless quantum-cascade lasers / M. Wanke, F. Capasso, C. Gmachl, A. Tredicucci, D. Sivco, A. Hutchinson, S. Chu, and A. Cho // *Appl. Phys. Lett.* - 2001. - Vol.78. – P.3950–3952.
107. Tredicucci, A. High performance interminiband quantum cascade lasers with graded superlattices / Tredicucci, F. Capasso, C. Gmachl, D. Sivco, A. Hutchinson, and A. Cho // *Appl. Phys. Lett.* - 1998. - Vol.73. - P.2101–2103.
108. Tredicucci, A. High-power inter-miniband lasing in intrinsic superlattices / Tredicucci, F. Capasso, C. Gmachl, D. Sivco, A. Hutchinson, A. Cho, J. Faist, and G. Scamarcio // *Appl. Phys. Lett.* - 1998. - Vol.72. – P.2388–2390.
109. Tredicucci, A. High-performance quantum cascade lasers with electric-field-free undoped superlattice / Tredicucci, F. Capasso, C. Gmachl, D. Sivco, A. Hutchinson, and A. Cho // *IEEE Photon. Technol. Lett.* - 2000. - Vol.12. – P.260–262.

110. Faist, J. A quantum cascade laser based on a n-i-p-i superlattice / J. Faist, A. Müller, M. Beck, D. Hofstetter, S. Blaser, U. Oesterle, and M. Ilegems // IEEE Photon. Technol. Lett. - 2000. - Vol.12. – P.263–265.
111. Matlis, A. Low-threshold and high power 9.0 μm quantum cascade lasers operating at room temperature / Matlis, S. Slivken, A. Tahraoui, K. Luo, Z. Wu, A. Rybaltowski, C. Jelen, and M. Razeghi // Appl. Phys. Lett. - 2000. - Vol.77. - P.1741–1743.
112. Tahraoui, A. High-performance quantum cascade lasers (11 μm) operating at high temperature ($T > 425 \text{ K}$) / A. Tahraoui, A. Matlis, S. Slivken, J. Diaz, and M. Razeghi // Appl. Phys. Lett. - 2001. - Vol.78. - P.416–418.
113. Slivken, S. High-temperature continuous-wave operation of $\lambda = 8 \mu\text{m}$ quantum cascade lasers / S. Slivken, A. Matlis, C. Jelen, A. Rybaltowski, J. Diaz, and M. Razeghi // Appl. Phys. Lett. - 1999. - Vol.74. – P.173–175.
114. Tredicucci, A. Long wavelength superlattice quantum cascade lasers at $\lambda = 17 \mu\text{m}$ / A. Tredicucci, C. Gmachl, F. Capasso, D. Sivco, A. Hutchinson, and A. Cho // Appl. Phys. Lett. - 1999. - Vol.74. – P.638–640.
115. Tredicucci, A. Single-mode surface-plasmon laser / A. Tredicucci, C. Gmachl, F. Capasso, A. Hutchinson, D. Sivco, and A. Cho // Appl. Phys. Lett. - 2000. - Vol.76. – P.2164–2166.
116. Tredicucci, A. Single-mode surface-plasmon lasers at $\lambda = 19 \mu\text{m}$ / A. Tredicucci, C. Gmachl, M. Wanke, F. Capasso, A. Hutchinson, D. Sivco, S. Chu, and A. Cho // Appl. Phys. Lett. - 2000. - Vol.77. – P.2286–2288.
117. Gmachl, C. Long wavelength ($\lambda = 13 \mu\text{m}$) quantum cascade lasers / C. Gmachl, F. Capasso, A. Tredicucci, D. Sivco, A. Hutchinson, and A. Cho // Elec-tron. Lett. - 1998. - Vol.34. – P.1103–1104.
118. Tredicucci, A. A multiwavelength semiconductor laser / A. Tredicucci, C. Gmachl, F. Capasso, D. Sivco, A. Hutchinson, and A. Cho // Nature. - 1998. - Vol.396. - P.350–353.
119. Strasser, G. GaAs/AlGaAs superlattice quantum cascade lasers at $\lambda = 13 \mu\text{m}$ / G. Strasser, S. Gianordoli, L. Hvozdar, W. Schrenk, K. Unterrainer, and E. Gornik // Appl. Phys. Lett. - 1999. - Vol.75. – P.1345–1347.

120. Schrenk, W. Continuous-wave operation of distributed feedback AlAs/GaAs superlattice quantum-cascade lasers / W. Schrenk, N. Finger, S. Gianordoli, E. Gornik, and G. Strasser // *Appl. Phys. Lett.* - 2000. - Vol.77. – P.3328–3330.
121. Hyldgaard, P. Electron-electron scattering in far-infrared quantum cascade lasers / P. Hyldgaard, J.W. Wilkins // *Phys. Rev. B.* - 1996. - Vol.53. – P.6889–6892.
122. Maranovski, K.D. Far-infrared emission from parabolically graded quantum wells / K.D. Maranovski, A.C. Gossard, K. Unterrainer, E. Gornik // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. - Vol.69. – P.3522-3524.
123. Ulrich, J. Temperature dependence of far-infrared electroluminescence in parabolic quantum wells / J. Ulrich, R. Zobl, K. Unterrainer, G. Strasser, E. Gornik, K.D. Maranovski, AC. Gossard // *Appl. Phys. Lett.*– 1999. - Vol.74. – P.3158-3160.
124. Rochat, M. Electrically pumped Terahertz quantum well sources / M. Rochat, J. Faist, M. Beck, U. Oesterle // *Physica E.* – 2000. - Vol.7. - P.44-47.
125. Köhler, R. Terahertz semiconductor-heterostructure laser / R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, and F. Rossi // *Nature.* - 2002. – Vol.417. – P.156-159.
126. Rochat, M. Low-threshold terahertz quantum-cascade lasers / M. Rochat, L. Ajili, H. Willenberg, J. Faist, H. Beere, G. Davies, E. Linfield, and D. Ritchie // *Appl. Phys. Lett.* - 2002. – Vol.81. – P.1381-1383.
127. Scalari, G. Far-infrared ($\lambda \approx 87 \mu\text{m}$) bound-to-continuum quantum-cascade lasers operating up to 90 K / G. Scalari, L. Ajili, D. Hofstetter, M. Beck, J. Faist, H.E. Beere, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, A. G. Davies // *Appl. Phys. Lett.* - 2003. - Vol.82. - P.3165-3167.
128. Köhler, R. Terahertz quantum-cascade lasers based on an interlaced photon-phonon cascade / R. Köhler, A. Tredicucci, C. Mauro, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, and D. A. Ritchie // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. - Vol.84. – P.1266-1268.
129. Barbieri, S. 2.9 THz quantum cascade lasers operating up to 70 K in continuous wave / S. Barbieri, J. Alton, H.E. Beere, J. Fowler, E.H. Linfield, D.A. Ritchie // *Appl. Phys. Lett.* - 2004. - Vol.85. – P.1674-1676.

130. Williams, B.S. 3.4-THz quantum cascade laser based on longitudinal-optical-phonon scattering for depopulation. B.S. Williams, H. Callebaut, S. Kumar, Q. Hu, J.L. Reno // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – Vol.82. – P.1015-1017.
131. Williams, B.S. Terahertz quantum-cascade laser at $\lambda \approx 100\mu\text{m}$ using metal waveguide for mode confinement / B.S.Williams, S. Kumar, H. Callebaut, Q. Hu, J.L. Reno // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – Vol.83. – P.2124-2126.
132. Kumar, S. Continuous-wave operation of terahertz quantum-cascade lasers above liquid-nitrogen temperature / S. Kumar, B. S. Williams, S. Kohen, Q. Hu, and J.L. Reno // *Appl. Phys. Lett.* - 2004. – Vol.84. – P.2494-2496.
133. Williams, B.S. Terahertz quantum-cascade laser operating up to 137 K / B.S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, Q. Hu, and J. L. Reno // *Appl. Phys. Lett.* - 2003. – Vol.83. – P.5142-5144.
134. Capasso, F. High-performance superlattice quantum cascade lasers / F. Capasso, A. Tredicucci, C. Gmachl, D. Sivco, A. Hutchinson, A. Cho, and G. Scamarcio // *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* - 1999. - Vol.5. – P.792–807.
135. Müller, Electrically tunable, room-temperature quantum-cascade lasers / Müller, M. Beck, J. Faist, and U. Oesterle // *Appl. Phys. Lett.* - 1999. - Vol.75. – P.1509–1511.
136. Faist, J. Quantum cas-cade lasers in Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Applications II / J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D. Sivco, A. Cho, H. Liu and F. Capasso // Eds. New York: Academic. – 2000. - Vol.66. - Ch.1. – P.1–83.
137. Blaser, S. Characterization and modeling of quantum cascade lasers based on photon-assisted tunneling transition / S. Blaser, L. Diehl, M. Beck, J. Faist, U. Oesterle, J. Xu, S. Barbieri, and F. Beltram // *IEEE J. Quantum Electron.* - 2001. - Vol.37. – P.448–455.
138. Stroschio, M. A. Phonon enhanced inverse population in asymmetric double quantum wells / M. A. Stroschio, M. Kisin, G. Belenky, and S. Luryi // *Appl. Phys. Lett.* – 1999. – Vol.75. – P.3258-3260.
139. Ikeda, S. Asymmetric dual quantum well laser – wavelength switching controlled by injection current / S. Ikeda, A. Shimizu, T. Hara // *Appl. Phys. Lett.* – 1989. – Vol.55. – No.12. – P.1155-1157.

140. Ikeda, S. Evidence of wavelength switching caused by a blocked carrier transport in an asymmetric dual quantum well laser / S. Ikeda, A. Shimizu // *Appl. Phys. Lett.* – 1991. – Vol.59. – No.5. – P.504-506.
141. Furfaro, L. Mode-switching in semiconductor lasers / L. Furfaro, F. Pedaci, M. Giudici, X. Hachair, J. Tredicce, S. Balle // *IEEE J. Quantum Electronics.* – 2004. – Vol.40. – No.10. – P.1365-1376.
142. Chui, N.C. Tunable mid-infrared generation by difference frequency mixing of diode laser wavelengths in intersubband InGaAs/AlAs quantum wells / N.C. Chui, G.L. Woods, M.M. Fejer, E.L. Martinet, J.S. Harris // *Appl. Phys. Lett.* – 1995. – Vol.66. – No.3. – P.265-267.
143. Bengloan, J.-Y. Intracavity sum-frequency generation in GaAs quantum cascade lasers / J.-Y. Bengloan, A. De Rossi, V. Ortiz, X. Marcadet, M. Calligaro, I. Maurin C. Sirtori // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – Vol.84. – No.12. – P.2019-2021.
144. Hoffmann, S. Four-wave mixing and direct terahertz emission with two-color semiconductor lasers / S. Hoffmann, M. Hoffmann, E. Brundermann, [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – Vol.84. – No.18. – P.3585-3587.
145. Астахов, А.П. Одновременная интерфейсная и межзонная лазерная генерация в гетероструктуре InAs/InAsSbP, выращенной методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений / А.П. Астахов, Н.Д. Ильинская, А.Н. Именков, [и др.] // *Письма в ЖТФ.* – 2004. – Т.30. - Вып.24. – С.26-30.
146. Афоненко, А.А. Динамика генерации многочастотных квантово-размерных гетеролазеров / А.А. Афоненко, В.К. Кононенко, И.С. Манак // *Изв. АН. Сер. физ.* – 2001. – Т.65. - №2. – С.227-229.
147. Ikeda, S. Theoretical analysis of dynamic response of asymmetric dual quantum well lasers / S. Ikeda, A. Shimizu // *Appl. Phys. Lett.* – 1992. – Vol.61. – No.9. – P.1016-1018.
148. Huang, J.-J. Carrier capture competition between two different quantum wells in dual-wavelength semiconductor lasers / J.-J. Huang, C.C. Yang, D.-W. Huang // *IEEE Photonics Technology Lett.* – 1996. – Vol.8. – No.6. – P.752-754.
149. Наливко, С.В. Квантово-размерные лазеры со слабой зависимостью выходной мощности от температуры / С.В. Наливко, А.А. Афоненко, И.С. Манак // *Письма в ЖТФ.* – 2000. – Т.26. - Вып.5. – С.31-35.

150. Авруцкий, И.А. Лазеры с длиной волны излучения 0,98 мкм на основе гетероструктуры InGaP/GaAs/InGaAs, выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии / И.А. Авруцкий, Л.М. Батуков, Е.М. Дианов, Б.Н. Звонков, Г.А. Максимов, И.Г. Малкина, Л.В. Медведев, Т.Н. Янькова // Квантовая электроника. – 1994. – Т.21. - №10. – С.921-924.
151. Handbook of Optical Constants of Solids / ed. by E.D. Palik. - Orlando: Elsevier Science & Technology, 1985. – 956pp.
152. Басов, Н.Г. Динамика излучения инжекционных полупроводниковых лазеров / Н.Г. Басов, В.В.Никитин, А.С.Семенов // УФН. - 1969. – Т.97. – С.561-600.
153. Tsang, W.T. High-speed direct single-frequency modulation with large tuning rate and frequency excursion in cleaved-coupled-cavity semiconductor lasers / W.T. Tsang, N.A.Olsson, R.A.Logan // Appl. Phys. Lett. - 1983. – Vol.42. – P.650-652.
154. Goldren, L.A. Single longitudinal mode operation of two-section GaInAsP/InP lasers under pulsed excitation / L.A. Goldren, K.I.Ebeling, B.I.Miller, J.A.Rentscheler //IEEE. J. Quant. Electron. - 1983. - Vol.19. – No.6 – P.1057-1062.
155. Heil, T. Chaos synchronization and spontaneous symmetry-breaking in symmetrically delay-coupled semiconductor lasers / T. Heil, I. Fischer, W. Elsasser, J. Mulet, C. Mirasso // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol.86. – P.795-798.
156. Takahashi, H. Mid-infrared and THz coherent sources using semiconductor-based materials / H. Takahashi, H. Murakami, [et al.] // Topics Appl. Phys.– 2003. – Vol.89. – P.425-445.
157. Liu, R.-B. Tunable terahertz emission from difference frequency in biased superlattices / R.-B. Liu, B.-F. Zhu // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol.84. - No.15. – P.2730-2732.
158. Haus, J.W. Enhanced tunable terahertz generation in photonic band-gap structures / J.W. Haus, P. Powers, P. Wojja, [et al.] // Laser Physics. – 2004. – Vol.14. – No.5. – P.635-642.
159. Vorob'ev, L.E. Intraband population inversion and amplification of IR radiation through charge-carrier injection into quantum wells and quantum dots / L.E. Vorob'ev // JETP Lett. – 1998. – Vol.68. – No.5. – P.417-425.
160. Воробьев, Л.Е. Перспективы создания источников излучения среднего ИК диапазона на основе внутризонных межуровневых переходов носителей

- заряда в инжекционных лазерных гетероструктурах с квантовыми точками и ямами / Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Н. Тулупенко, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев [и др.] // УФН. – 2004. – Т.169. - №4. – С.459-464.
161. Haidar, R. Fresnel phase matching for three-wave mixing in isotropic semiconductors / R. Haidar, N. Forget, P. Kupecek, E. Rosencher // J. Opt. Soc. Amer. – 2004. – Vol.21. – No.8. – P.1522-1534.
162. Shi, W. Tunable terahertz waves generated by mixing two co-propagating infrared beams in GaP / W. Shi, Y. Ding // Opt. Lett. – 2005. – Vol.30. – P.265-267.
163. Tanabe, T. Frequency-tunable high-power terahertz wave generation from GaP / T. Tanabe, K. Suto, J. Nishizawa, T. Kimura, K. Saito // J. Appl. Phys. – 2003. – Vol.93. – No.8. – P.4610-4615.
164. Tochitsky, S.Ya. Generation of megawatt-power terahertz pulses by noncollinear difference-frequency mixing in GaAs / S.Ya. Tochitsky, J.E. Ralph, C. Sung, C. Joshi // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol.98. – P.026101(1-3).
165. Морозов, Ю.А. Генератор терагерцового излучения, основанный на нелинейном преобразовании частоты в двойном вертикальном резонаторе / Ю.А. Морозов, И.С. Нефедов, В.Я. Алёшкин, И.В. Красникова // ФТП. – 2005. – Т.39. - Вып.1. – С.124-130.
166. Vodopyanov, K.L. Phase-matched second harmonic generation in asymmetric double quantum wells / K.L. Vodopyanov, K.O' Neill, G.B. Serapiglia, [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 1998. – Vol.72. – No.21. – P.2654-2656.
167. Van der Ziel, J.P. Integrated multilayer GaAs lasers separated by tunnel junctions / J.P. van der Ziel, W.T. Tsang // Appl. Phys. Lett. – 1982. – Vol.41. – P.499-501.
168. Patterson, S.G. Temperature characteristics of bipolar cascade lasers / S.G. Patterson, E.K. Lau, K.P. Pipe, R.J. Ram // Appl. Phys. Lett. – 2000. – Vol.77. – P.172-174.
169. Fatimy, A. El Terahertz detection by GaN/AlGaN transistors / A. El Fatimy, S. Boubanga Tombet, F. Teppe, W. Knap, D.B. Veksler, S. Romyantsev, M.S. Shur, N. Pala, R. Gaska, Q. Fareed, X. Hu, D. Seliuta, G. Valusis, C. Gaquiere, D. Theron and A. Cappy // Electronics letters. – 2006. - Vol.42. - No.23.
170. Fujitsu Microwave Semiconductor Databook (1999), Fujitsu Compound Semiconductor, Inc., 2355 Zanker Rd., San Jose, CA 95131-1138, USA.

171. Deng, Y. Millimeter wave emission from GaN high electron mobility transistor / Y. Deng, R. Kersting, J. Xu, R. Ascazubi, Xi-Ch. Zhang, M. S. Shur, R. Gaska, G.S. Simin, M. A. Khan, V. Ryzhii // *J. Appl. Phys.* - 2004. – Vol.84. – P.70-72.
172. Knap, W. Terahertz emission by plasma waves in 60 nm gate high electron mobility transistors / W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V.V. Popov, M.S. Shur // *Appl. Phys. Lett.* - 2004. – Vol.84. – P.2331-2333.
173. Łusakowski, J. Voltage tuneable terahertz emission from a ballistic nanometer InGaAs/InAlAs transistor / J. Łusakowski, W. Knap, N. Dyakonova, L. Varani, J. Mateos, T. Gonzalez, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, K. Karpierz // *J. Appl. Phys.* – 2005 - Vol.97. – P.64307(1-7).
174. Dyakonova, N. Room-temperature terahertz emission from nanometer field-effect transistors / N. Dyakonova, A. El Fatimy, J. Łusakowski, W. Knap, M.I. Dyakonov, M.-A. Poisson E. Morvan, S. Bollaert, A. Shchepetov, Y. Roelens, Ch. Gaquiere, D. Theron, A. Cappy // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol.88. – P.141906.
175. Parenty, T. Design and realization of sub 100 nm gate length HEMTs / T. Parenty, S. Bollaert, J. Mateos, X. Wallart, and A. Cappy // *Indium Phosphide and Related Material (IPRM): Proc. International Conference, Nara, Japan, 2001*, P.626–629.
176. <http://www.iemn.univ-lille1.fr/workshop/exposes/knap.ppt>.
177. Todorov, Y. Etude de l'émission spontanée dans des structures à cascades quantiques en microcavité métallique: Диссертация на соискание степени РjD / Y. Todorov. — Париж, 2006. — 234pp.
178. Helm, M. Intersubband emission from semiconductor superlattices excited by sequential resonant tunneling / M. Helm, P. England, E. Colas, F. DeRosa, and S.J. Allen, Jr. // *Phys. Rev. Lett.* - 1989. – Vol.63. – P.74-77.
179. Митягин, Ю.А. Эффект схлопывания токового гистерезиса и условие образования электрополевых доменов в слаболегированных сверхрешетках / Ю.А. Митягин, В.Н. Мурзин // *Письма в ЖЕТФ.* – 1996. – Т.64. – Вып.3. – С.146-151.
180. Кейси, Х. Лазеры на гетероструктурах / Х. Кейси, М. Паниш. - М.: Мир, 1981. – Т.2. - гл.7. – С.204.

Основные публикации автора по теме диссертации

- A1. Алёшкин, В. Я. Исследование нелинейных оптических явлений в инжекционных полупроводниковых лазерах с квантовыми ямами InGaAs/GaAs / В. Я. Алёшкин, В. И. Гавриленко, Б. Н. Звонков, К. В. Маремьянин, С. В. Морозов, С. М. Некоркин. // ФТП. – 2005. – Т. 39. Вып. 1. – С. 153-156.
- A2. Aleshkin, V. Ya. Parametric Generation of Middle and Far Infrared Radiation in GaAs-Based Semiconductor Lasers and Waveguides / V. Ya. Aleshkin, A. A. Afonenko, A. A. Biryukov, V. I. Gavrilenko, A. A. Dubinov, Vl. V. Kocharovsky, S. V. Morozov, K. V. Maremyanin, S. M. Nekorkin, B. N. Zvonkov and N. B. Zvonkov // ACTA PHYSICA POLONICA A. – 2005. - Vol. 107. - P. 7-13.
- A3. Гавриленко, В. И. Электронный транспорт и детектирование терагерцового излучения в субмикронном полевом транзисторе GaN/AlGaN / В. И. Гавриленко, Е. В. Демидов, К. В. Маремьянин, С. В. Морозов, W. Кнар, J. Lusakowski // ФТП. – 2007. - Т. 41. - Вып. 2. - С. 238-241.
- A4. Biryukov, A. A. Experimental Study of Nonlinear Mode Mixing in Dual-Wavelength Semiconductor Lasers / A. A. Biryukov, S. M. Nekorkin, B. N. Zvonkov, V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. I. Gavrilenko, K. V. Maremyanin, S. V. Morozov, A. A. Belyanin, V. V. Kocharovsky and Vl. V. Kocharovsky // Laser Physics. – 2007. - Vol. 17. - No. 5. - P. 684–687.
- A5. Бирюков, А. А. Исследование межзонных каскадных лазеров с туннельным переходом / А. А. Бирюков, Б. Н. Звонков, С. М. Некоркин, В. Я. Алёшкин, В. И. Гавриленко, А. А. Дубинов, К. В. Маремьянин, С. В. Морозов, А. А. Белянин, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский // Известия РАН Серия физическая. – 2007. - Т. 71. - Вып. 1. - С. 100-103.
- A6. Nekorkin, S. M. Nonlinear mode mixing in dual-wavelength semiconductor lasers with tunnel junctions / S. M. Nekorkin, A. A. Biryukov, P. B. Demina, N. N. Semenov, B. N. Zvonkov, V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. I. Gavrilenko, K. V. Maremyanin, S. V. Morozov, A. A. Belyanin, V. V. Kocharovsky, Vl. V. Kocharovsky // Appl. Phys. Lett. – 2007. - Vol. 84. - No. 15. - P. 1106-1109.

- A7. Maren'yanin, K. V. Parametric generation of mid IR radiation in GaAs/InGaAs/InGaP lasers and waveguides / K. V. Maren'yanin, S. M. Nekorkin, A. A. Birukov, S. V. Morozov, V. Ya. Aleshkin, V. I. Gavrilenko, V. V. Kocharovsky // *Narrow Gap Semiconductors*, eds Kono & Leotin, Institute of Physics Conference Series Number 187, published by Taylor & Franics", ISBN No 0750310162. – 2006. - P. 365-370.
- A8. Алёшкин, В. Я. Управление интенсивностями линий генерации двухчастотного лазера / В. Я. Алёшкин, А. А. Афоненко, В. И. Гавриленко, Б. Н. Звонков, Ю. В. Кутергина, К. В. Маремьянин, С. В. Морозов, С. М. Некоркин // VI Российская конференция по физике полупроводников "Полупроводники 2003": Тезисы докладов, Санкт-Петербург, Россия, 27–31 октября 2003. – СПб: ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, 2003. – С. 512-513.
- A9. Алёшкин, В. Я. Наблюдение излучения среднего ИК диапазона в полупроводниковых лазерах, генерирующих две частотные полосы в ближнем ИК диапазоне / В. Я. Алёшкин, В. И. Гавриленко, Б. Н. Звонков, К. В. Маремьянин, С. В. Морозов, С. М. Некоркин // *Нанофотоника: Материалы всероссийского совещания*, Нижний Новгород, Россия, 2–6 мая 2004. – Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2004. – С. 220–223.
- A10. Aleshkin, V. Ya. Experimental observation of emission of mid IR in semiconductor lasers generating two frequency lines in the near IR range / V. Ya. Aleshkin, B. N. Zvonkov, V. I. Gavrilenko, S. V. Morozov, S. M. Nekorkin, K. V. Maremjanin // *Nanostructures: Physics and Technology: Proc. 12th International Symposium*, St. Petersburg, Russia, June 21–25, 2004. – St. Petersburg: Ioffe Institute, 2004. – P. 54–55.
- A11. Aleshkin, V. Ya. Detection of emission in the mid IR in semiconductor lasers generating two frequency lines in the near IR range / V. Ya. Aleshkin, B. N. Zvonkov, V. I. Gavrilenko, S. V. Morozov, S. M. Nekorkin, K. V. Maremjanin, G. A. Maximov, D. O. Filatov, V. V. Levichev, V. P. Mishkin // *Mid-Infrared Optoelectronics Materials and Devices: Proc. 6th International Conference*, St. Petersburg, Russia, June 26–30, 2004. – P. 80–81.
- A12. Aleshkin, V. Ya. Parametric generation of middle and far infrared radiation in gas-based semiconductor lasers and waveguides / V. Ya. Aleshkin, A. A. Afonenko,

- V. I. Gavrilenko, A. A. Dubinov, Vl. V. Kochrovsky, S. V. Morozov, K. V. Maremjanin, S. M. Nekorkin, B. N. Zvonkov, N. B. Zvonkov // *Ultrafast Phenomena in Semiconductors: Proc. 12th International Symposium, Vilnius, Lithuania, August 22-25, 2004.* - P. 15.
- A13. Некоркин, С. М. Генерация суммарной гармоника в полупроводниковых лазерах InGaP/GaAs/InGaAs с составным резонатором / С. М. Некоркин, А. А. Бирюков, К. В. Маремьянин, В. Я. Алёшкин, С. В. Морозов, Вл. В. Кочаровский // *Нанопизика и наноэлектроника: Материалы всероссийского симпозиума, Нижний Новгород, Россия, 25 - 29 марта 2005.* – Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2005. – С. 443–444.
- A14. Морозов, С. В. Генерация суммарной гармоника в двухчиповых полупроводниковых лазерах InGaP/GaAs/InGaAs с составным резонатором / С. В. Морозов, К. В. Маремьянин, С. М. Некоркин, А. А. Бирюков, В. Я. Алёшкин, В. И. Гавриленко, Б. Н. Звонков, Н. Б. Звонков, Вл. В. Кочаровский // *Полупроводниковые лазеры и системы на их основе: Сборник статей V Белорусско-Российского семинара, Минск, Беларусь, 1-5 июня 2005.* – Минск: Институт физики им. Б.И. Степанова НАНБ, 2005. – С. 95-98.
- A15. Aleshkin, V. Ya. Generation of sum harmonic in two-chips GaAs/InGaAs/InGaP laser with composite resonator / V. Ya. Aleshkin, A. V. Birukov, V. I. Gavrilenko, Vl. V. Kocharovsky, K. V. Maremyanin, S. V. Morozov, S. M. Nekorkin, B. N. Zvonkov, N. B. Zvonkov // *Nanostructures: Physics and Technology: Proc. 13th International Symposium, St. Petersburg, Russia, June 20–25, 2005.* – St. Petersburg: Ioffe Institute, 2005. – P. 106–107.
- A16. Маремьянин, К. В. Генерация суммарной гармоника в «двухчиповом» GaAs/InGaAs полупроводниковом лазере с составным резонатором / К. В. Маремьянин, С. М. Некоркин, С. В. Морозов, А. А. Бирюков, В. Я. Алёшкин, В. И. Гавриленко, Б. Н. Звонков, Н. Б. Звонков, Вл. В. Кочаровский // *VII Российская конференция по физике полупроводников "Полупроводники 2005": Тезисы докладов, Звенигород, Россия, 18-23 сентября 2005.* – С. 93.

- A17. Маремьянин, К. В. Электронный транспорт и детектирование терагерцового излучения субмикронным полевым транзистором GaN/AlGaN / К. В. Маремьянин, А. А. Пархоменко, С. В. Морозов, Е. В. Демидов, В. И. Гавриленко W. Кнар, J. Lusakowski, M. A. Poisson, E. Moran, C. Dua, C. Saquiere, D. Ducatteau // VII Российская конференция по физике полупроводников "Полупроводники 2005": Тезисы докладов, Звенигород, Россия, 18-23 сентября 2005. – С. 326.
- A18. Marem'yanin, K. V. Parametric generation of mid IR radiation in GaAs/InGaAs/InGaP lasers and waveguides / K. V. Marem'yanin, S. M. Nekorkin, A. V. Birukov, N. B. Zvonkov, S. V. Morozov, B. N. Zvonkov, V. Ya. Aleshkin, V. I. Gavrilenko, Vl. V. Kocharovskiy // Narrow Gap Semiconductors: Abstr. 12th International Conference, Toulouse, France, July 3-7, 2005. - P. 84.
- A19. Маремьянин, К. В. Электронный транспорт и детектирование терагерцового излучения субмикронным полевым транзистором GaN/AlGaN / К. В. Маремьянин, С. В. Морозов, Е. В. Демидов, В. И. Гавриленко, W. Кнар, J. Lusakowski, M. A. Poisson, E. Moran, C. Dua, C. Saquiere, D. Ducatteau // Нанопизика и нанозлектроника: Материалы всероссийского симпозиума, Нижний Новгород, Россия, 13 - 17 марта 2006. – Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2006. – С. 441-442.
- A20. Бирюков, А. А. Исследование возможности создания межзонных каскадных лазеров с туннельным переходом / А. А. Бирюков, Б. Н. Звонков, С. М. Некоркин, В. Я. Алёшкин, В. И. Гавриленко, А. А. Дубинов, К. В. Маремьянин, С. В. Морозов, А. А. Белянин, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский // Нанопизика и нанозлектроника: Материалы всероссийского симпозиума, Нижний Новгород, Россия, 13 - 17 марта 2006. – Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2006. – С. 133-136.
- A21. Biryukov, A. A. Interband cascade lasers with tunnel junction demonstrate dualwavelength generation / A. A. Biryukov, S. M. Nekorkin, B. N. Zvonkov, V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. I. Gavrilenko, K. V. Marem'yanin, S. V. Morozov, A. A. Belyanin, V. V. Kocharovskiy, Vl. V. Kocharovskiy // Nanostructures: Physics and Technology: Proc. 14th International Symposium, St. Petersburg, Russia, June 26-30, 2006.–St. Petersburg:Ioffe Institute.–P.17-18.

- A22. Morozov, S. V. Electron transport and detection of terahertz radiations by GaN/AlGaN submicronic field effect transistor / S. V. Morozov, K. V. Maremyanin, E. V. Demidov, V. I. Gavrilenko, W. Knap, J. Lusakowski, M. A. Poisson, E. Moran, C. Dua, C. Caquiere, D. Ducatteau // Nanostructures: Physics and Technology: Proc. 14th International Symposium, St. Petersburg, Russia, June 26-30, 2006. – St. Petersburg: Ioffe Institute, 2006. – P. 344-345.
- A23. Biryukov, A. A. Experimental study of nonlinear mode mixing in dual-wavelength semiconductor lasers / A. A. Biryukov, S. M. Nekorkin, B. N. Zvonkov, V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. I. Gavrilenko, K. V. Maremyanin, S. V. Morozov, A. A. Belyanin, V. V. Kocharovskiy, Vl. V. Kocharovskiy // Coherent Control of the Fundamental Processes in Optics and X-ray-Optics (CCFP'2006): Program and Abstracts of The International Conference, Nizhny Novgorod, Russia, June 29- July 3, 2006.
- A24. Гавриленко, В. И. Параметрическая генерация разностной частоты в лазерах и волноводах на основе полупроводников АЗВ5 / В. И. Гавриленко, В. Я. Алёшкин, А. А. Дубинов, К. В. Маремьянин, С. В. Морозов, А. А. Бирюков, Б. Н. Звонков, С. М. Некоркин, А. А. Афоненко // Квантовая электроника: Материалы VI Международной научно-технической конференции, Минск, Беларусь, 14-17 ноября 2006. – С. 67.
- A25. Бирюков, А. А. Экспериментальное исследование нелинейного смешения мод в двухчастотном межзонном каскадном лазере с туннельным переходом / А. А. Бирюков, Б. Н. Звонков, С. М. Некоркин, Н. Н. Семенов, В. Я. Алёшкин, В. И. Гавриленко, А. А. Дубинов, К. В. Маремьянин, С. В. Морозов, А. А. Белянин, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский // Нанопфизика и наноэлектроника: Материалы международного симпозиума, Нижний Новгород, Россия, 10 - 14 марта 2007. – Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2007. – С. 533-534.
- A26. Гавриленко, В. И. Генерация терагерцового излучения в квантовых каскадных структурах / В. И. Гавриленко, К. В. Маремьянин, М. Л. Орлов, N. Dyakonova, W. Knap, Y. Todorov, I. Sagnes, C. Minot // Нанопфизика и наноэлектроника: Материалы международного симпозиума, Нижний

- Новгород, Россия, 10 - 14 марта 2007. – Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2007. – С. 543-544.
- A27. Орлов, М. Л. Генерация терагерцового излучения в субмикронных полевых транзисторах с двумерным электронным газом / М. Л. Орлов, К. В. Маремьянин, С. В. Морозов, В. И. Гавриленко, N. Dyakonova, W. Кнар, A. Shchetov, Y. Roelens, S. Bollaert // Нанопизика и наноэлектроника: Материалы международного симпозиума, Нижний Новгород, Россия, 10 - 14 марта 2007. – Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2007. – С. 545-546.
- A28. Морозов, С. В. Генерация и детектирование терагерцового излучения в субмикронных полевых транзисторах с двумерным электронным газом / С. В. Морозов, В. И. Гавриленко, К. В. Маремьянин, М. Л. Орлов, F. Терре, N. Dyakonova, W. Кнар, A. Shchetov, Y. Roelens, S. Bollaert // Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн: Тезисы докладов, Нижний Новгород, Россия, 12 - 15 марта 2007. - Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2007. – С. 38-39.
- A29. Orlov, M. L. Generation of THz radiation in submicron HEMTs with two-dimensional electron gas / M. L. Orlov, K. V. Maremyanin, S. V. Morozov, V. I. Gavrilenko, N. Dyakonova, W. Кнар, A. Shepetov, Y. Roelens, S. Bollaert // Nanostructures: Physics and Technology: Proc. 15th International Symposium, Novosibirsk, Russia, June 25-29, 2007. – P. 143-144.
- A30. Гавриленко, В. И. Генерация терагерцового излучения в квантовых каскадных структурах / В. И. Гавриленко, К. В. Маремьянин, М. Л. Орлов, Д. В. Ушаков, N. Dyakonova, W. Кнар, Y. Todorov, I. Sagnes, C. Minot // VIII Российская конференция по физике полупроводников "Полупроводники 2007": Тезисы докладов, Екатеринбург, Россия, 30 сентября–5 октября 2007.
- A31. Гавриленко, В. И. Генерация и детектирование терагерцового излучения в субмикронных полевых транзисторах с двумерным электронным газом / В. И. Гавриленко, К. В. Маремьянин, С. В. Морозов, N. Dyakonova, W. Кнар // VIII Российская конференция по физике полупроводников "Полупроводники 2007": Тезисы докладов, Екатеринбург, Россия, 30 сентября – 5 октября 2007.