

**Институт физики микроструктур РАН – филиал  
Федерального государственного бюджетного научного  
учреждения «Федеральный исследовательский центр  
Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова  
Российской академии наук»**

*На правах рукописи*

Уточкин Владимир Васильевич

**Генерация излучения среднего ИК-диапазона в гетероструктурах  
с квантовыми ямами на основе HgCdTe**

2.2.2 — Электронная компонентная база микро- и нанoeлектроники,  
квантовых устройств

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
Доктор физико-математических наук  
Морозов Сергей Вячеславович

Нижний Новгород

2024 г.

## Оглавление

Введение.....	4
Актуальность темы исследования .....	4
Степень разработанности исследования.....	6
Цели и задачи.....	7
Научная новизна работы.....	8
Теоретическая и практическая значимость работы .....	9
Методология и методы исследования .....	10
Положения, выносимые на защиту .....	10
Степень достоверности полученных результатов.....	11
Апробация полученных результатов.....	11
Структура и объём работы .....	12
Личный вклад автора .....	12
1.    Методика эксперимента и исследованные образцы .....	14
1.1    Введение.....	14
1.2    Исследованные структуры с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe .....	14
1.3    Фурье-спектроскопия ИК-диапазона .....	17
1.4    Особенности фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v.....	29
1.5    Методология спектроскопии фотолюминесценции, стимулированного излучения и фотопроводимости .....	37
1.6    Методика постростовой характеристики структур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe методами спектроскопии фотопроводимости и фотолюминесценции .....	43
2.    Исследование стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в диапазоне длин волн 10–31 мкм.....	50
2.1    Введение.....	50
2.2    Обзор литературы.....	51
2.3    Исследованные структуры .....	56
2.4    Стимулированное излучение при непрерывной оптической накачке в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в диапазоне длин волн 10–14 мкм .....	58

2.5	Снижение модовых потерь и исследование стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в диапазоне длин волн 25–31 мкм .	63
2.6	Заключение .....	77
3.	Исследование стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в диапазоне длин волн 2.5–5 мкм.....	79
3.1	Введение.....	79
3.2	Обзор литературы.....	80
3.3	Исследованные образцы .....	84
3.4	Генерация стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в диапазоне 2.65–2.75 мкм при комнатной температуре .....	86
3.5	Определение оптимального числа квантовых ям для HgCdTe среднего ИК-диапазона с оптической накачкой .....	90
3.6	Заключение .....	99
4.	Исследование лазерного излучения в резонаторных мезаструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe .....	101
4.1	Введение.....	101
4.2	Обзор литературы.....	102
4.3	Исследованные образцы .....	105
4.4	Технология изготовления мезаструктур методом лазерной литографии и ионного травления.....	107
4.5	Спектроскопия стимулированного и лазерного излучения в изготовленных гребенчатых мезаструктурах.....	114
4.6	Заключение .....	120
	Заключение .....	122
	Список сокращений и условных обозначений .....	124
	Список литературы .....	125
	Список публикаций автора.....	141

## Введение

### Актуальность темы исследования

Создание оптического квантового генератора в 50-60-е гг., больше известного как лазер, по праву считается одним из крупнейших достижений прикладной физики XX века. За счёт когерентности испускаемого лазером излучения и возможности добиться высокой плотности мощности в пучке света, лазеры нашли широчайшее применение в современной науке и технике: от спектроскопии и метрологии до линий передачи данных, от лазерной сварки и лазерной хирургии до сканеров штрих-кодов и лидаров. Первые работы по исследованию лазеров были сконцентрированы в области видимого излучения и ближнем ИК-диапазоне, и одной из актуальных задач прикладной физики является разработка когерентных источников, излучающих в других областях электромагнитного спектра. В данной работе основное внимание будет уделено двум важным диапазонам – окну прозрачности атмосферы 3–5 мкм и т.н. терагерцовому зазору — terahertz gap — диапазону длин волн 5.7–12 ТГц (25–55 мкм), создание компактных когерентных излучателей в котором до сих пор представляет проблему.

Актуальность разработки лазеров в окне прозрачности атмосферы 3–5 мкм обусловлена наличием в нём наиболее сильных линий поглощения различных биологических, промышленных газов и газов-поллютантов, таких как метан, угарный газ, углекислый газ, оксиды азота и серы и ряда других важных газов [1, 2]. Реализация лазерной абсорбционной спектроскопии в данном диапазоне является эффективным методом [3, 4] экологического мониторинга качества атмосферного воздуха в городской среде, объектах сельского хозяйства, на промышленных предприятиях, химических производствах, техногенных объектах для добычи и транспортировки минеральных ресурсов. Коммерчески доступные системы мониторинга работают на гораздо меньших длинах волн — до 1.5 мкм. Это связано в первую очередь со сложностью создания перестраиваемых лазеров в диапазоне 3–5 мкм, способных работать при высокой температуре. Обзор существующих полупроводниковых лазеров диапазона 3–5 мкм приведён в обзоре литературы в подразделе 3.2.

Что касается терагерцового зазора, то актуальность разработки когерентных источников в этом диапазоне подтверждается значительным числом различных научных групп, работающих над этой проблемой. Строго говоря, вблизи терагерцового зазора и в нём самом существуют различные классы когерентных излучателей, в том числе лазеров или близких к ним устройств. Так, в субтерагерцовом диапазоне представлены устройства вакуумной электроники: лампы обратной

волны [5, 6], клистроны [7, 8], лампы бегущей волны [9], гиротроны [10, 11] и синхротроны [12, 13]. Эти источники обычно имеют высокую мощность [14]. Для конвертации субтерагерцового излучения вакуумных ламп в терагерцовое прорабатывается вопрос использования умножителей частоты [15]. Но устройства вакуумной электроники даже с умножением частоты работают лишь в длинноволновой части ТГц-диапазона и имеют внушительные габариты, в то время как для многих применений интересны компактные источники ТГц-излучения. Такой выделенный класс вакуумных приборов, как лазеры на свободных электронах, перекрывает весь ТГц-диапазон [16, 17], но из-за габаритов и стоимости говорить о каком-либо их практическом применении не приходится.

С высокочастотной стороны терагерцового зазора представлены различные газовые лазеры, и хотя в некоторых из них можно добиться достаточно высокой мощности генерации при относительно небольших габаритах, длины волн генерации привязаны к конкретной газовой смеси и не подлежат значительной перестройке [18]. Другим известным подходом к разработке излучателей ТГц-диапазона является генерация разностной гармоник лазеров видимого или ближнего инфракрасного диапазонов. При гетеродинировании излучения от двух различных лазеров или различных мод одного лазера разностная частота может находиться в терагерцовом диапазоне. Для компактных дизайнов генераторов разностной частоты рассматривались различные полупроводниковые лазерные источники: диодные лазеры [19, 20], двухмодовые лазеры [21] и даже двухцветный VCSEL [22]. Известны также работы по параметрической генерации излучения терагерцового диапазона в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$ , накачиваемых Nd:YAG лазерами [23, 24]. Однако несмотря на свои достоинства, генерация терагерцового излучения посредством нелинейно-оптических эффектов, как правило, требует отладки оптических схем, и готовые приборы имеют достаточно сложное устройство.

Для межзонных полупроводниковых лазеров, широко представленных в видимом и ближнем ИК-диапазонах, продвижение в средний ИК- и ТГц-диапазоны сопряжено с рядом трудностей. Основным фундаментальным ограничением является понижение вероятности излучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда и рост вклада безызлучательных каналов рекомбинации – оже-рекомбинации и рекомбинации Шокли-Рида-Холла. Таким образом, конструкции лазеров для коротковолновой области электромагнитного спектра оказываются менее эффективными в среднем ИК- и ТГц-диапазонах, что привело к разработке альтернативных решений, из которых наибольшее распространение в последние десятилетия получили полупроводниковые квантовые каскадные лазеры (ККЛ) и межзонные каскадные лазеры (МКЛ). Подробный обзор существующих полупроводниковых лазеров в среднем ИК- и ТГц-диапазонах приведён в обзоре литературы в подразделе 2.2. Как будет показано в дальнейшем, гетероструктуры с КЯ

$\text{HgCdTe}/\text{CdHgTe}$  являются одной из немногих узкозонных полупроводниковых систем, в которых можно эффективно подавить безызлучательную оже-рекомбинацию и получить лазерную генерацию во всём среднем ИК-диапазоне.

### Степень разработанности исследования

Твердые растворы  $\text{HgCdTe}$  — один из основных полупроводниковых материалов для изготовления приёмников среднего ИК-диапазона [25]. Поэтому основное внимание в исследовании твёрдых растворов  $\text{HgCdTe}$ , в том числе структур с квантовыми ямами, было направлено на совершенствование характеристик приёмников на основе данного полупроводника.

Предшествующие исследования стимулированного и лазерного излучения в  $\text{HgCdTe}$  структурах среднего ИК-диапазона, пик которых пришёлся на 90-е годы, проводились исключительно в коротковолновой части обозначенного диапазона. Подробный обзор тех исследований приводится в обзоре литературы в Разделе 3. Так, Рисунок 3.2 демонстрирует состояние дел по данному направлению исследований к моменту начала серии работ, проведённых нашей научной группой. Наиболее длинноволновая генерация была получена на длине волны 5.3 мкм при температурах ниже температуры жидкого азота в инжекционном лазере с активной средой на основе объёмных эпитаксиальных плёнок  $\text{HgCdTe}$  [26]. За исключением работ научной группы, в которую входит автор диссертации, ранее в  $\text{HgCdTe}$  структурах на длинах волн более 5.3 мкм систематически проводились исследования лишь спонтанной фотолюминесценции (ФЛ).

Генерацию стимулированного излучения в гораздо более длинноволновом диапазоне (в окрестности длины волны 10 мкм) удалось получить уже в первых работах нашей группы по исследованию гетероструктур с узкими КЯ  $\text{HgCdTe}/\text{CdHgTe}$  [27]. Кроме того, было определено, что температурный предел генерации в исследованных структурах лежит выше 77 К, а порог по мощности накачки при 20 К по порядку величины равен всего лишь  $0.1 \text{ кВт}/\text{см}^2$ . В последующих работах удалось увеличить длину волны генерации СИ при низких температурах до 14 мкм [28], 19.5 мкм [29] и 31 мкм [30]. При этом диапазон длин волн вплоть до  $\sim 25$  мкм непрерывно перекрывался различными конструкциями  $\text{HgCdTe}$  лазеров, в диапазоне длин волн от 25 до 31 мкм генерацию СИ пронаблюдать не удалось, а результат на 31 мкм не имел температурного сдвига, более подробно полученный результат обсуждается в подразделе 2.5.

Что касается альтернативных конструкций лазеров среднего ИК-диапазона на основе твёрдых растворов  $\text{HgCdTe}$ , то можно выделить два направления исследований. Недавно нашей группой была предложена концепция квантово-каскадного лазера на основе  $\text{HgCdTe}$ , и

представлены рассчитанные конструкции активной области такого лазера для генерации излучения в терагерцовом зазоре [31, 32].

Также не так давно в журнале Nature Photonics появилась работа, в которой рассматривается возможность создания лазера на переходах между уровнями Ландау в бесщелевом HgCdTe, помещенном в магнитное поле [33]. Авторы показывают, что в отличие от графена и материалов с параболическим законом дисперсии носителей, в наборе уровней Ландау для фермионов Кейна отсутствуют эквидистантные состояния, что позволяет подавить рассеяние носителей по механизму Оже и наблюдать циклотронную эмиссию в ТГц-диапазоне. Авторы приводят оценку инверсии населенностей для получения усиления, но в работе представлены лишь спектры спонтанного излучения при температуре 4.2 К. Кроме того, очевидно, что для получения генерации на длинах волн в диапазоне 20–30 мкм потребуются магнитные поля выше 4 Тл, что ограничивает практическую применимость предложенного дизайна лазера.

Настоящая работа является естественным продолжением исследований стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с различными параметрами квантовых ям и конструкций диэлектрического волновода, в частности, таких его характеристик как максимальной температуры наблюдения, пороговых интенсивностей генерации, спектральных особенностей. Основной целью данных исследований является продвижение максимальной длины волны генерации вглубь терагерцового зазора и улучшение характеристик стимулированного излучения. Проведённое диссертационное исследование является актуальным, оригинальным, соответствует современным тенденциям развития оптоэлектроники среднего ИК-диапазона и определяет мировой уровень в направлении генерации когерентного излучения среднего ИК-диапазона в материалах на основе HgCdTe.

## Цели и задачи

Основной целью диссертационной работы является получение нового научного знания о процессах стимулированного излучения в структурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe, улучшение характеристик СИ в них и разработка основ технологии изготовления лазеров среднего инфракрасного диапазона на основе гетероструктур HgCdTe с узкими КЯ, обогащёнными ртутью. Вышеперечисленное можно разбить на следующие задачи:

1. Постростовая характеристика волноводных гетероструктур с КЯ HgTe/HgCdTe методом спектроскопии фотолюминесценции в широком диапазоне температур. Определение ширины запрещенной зоны и параметров КЯ в структурах.

2. Исследование стимулированного излучения в непрерывном режиме в волноводных HgCdTe структурах среднего ИК-диапазона с квантовыми ямами при оптическом возбуждении. Определение оптимальных параметров КЯ и волновода для генерации СИ в непрерывном режиме.

3. Исследование стимулированного излучения в HgCdTe гетероструктурах с улучшенными конструкциями диэлектрического волновода, снижающими модовые потери в диапазоне длин волн 24–31 мкм, плохо покрываемого каскадными лазерами и межзонными HgCdTe лазерами на GaAs подложке с неоптимальным дизайном волновода и высокими модовыми потерями.

4. Исследование стимулированного излучения в HgCdTe гетероструктурах с КЯ в диапазоне длин волн 2.5–5 мкм — окне прозрачности атмосферы 3–5 мкм и прилегающей к нему спектральной области для разработки методов увеличения температуры генерации СИ до комнатной температуры.

5. Изготовление гребенчатых резонаторов с модами Фабри-Перо на поверхности волноводных гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe среднего ИК-диапазона с последующим исследованием в них лазерного излучения при оптической накачке.

### Научная новизна работы

Научная новизна работы состоит в следующем:

1. Впервые получено стимулированное излучение в структурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe при непрерывном оптическом возбуждении на длине волны больше 10 мкм при температурах, близких к температурам жидкого гелия. Показано, что для генерации СИ в непрерывном режиме предпочтительны широкие КЯ с ненулевым остаточным содержанием Cd за счёт уменьшения неоднородности параметров КЯ и сопутствующего ей неоднородного уширения спектра усиления.

2. Впервые предложены и исследованы дизайны диэлектрических волноводов с увеличенной толщиной CdTe буфера или сильнолегированной GaAs подложкой для лазерных структур с КЯ HgCdTe/CdHgTe для диапазона длин волн генерации 24–31 мкм, обеспечивающие подавление модовых потерь (параметр  $\alpha/\Gamma$ ) за счёт уменьшения «вытекания» лазерной моды в GaAs подложку. В структурах, выращенных на основе предложенных дизайнов волноводов, впервые наблюдалось СИ на длинах волн до 26–27 мкм, не покрываемых структурами с толщиной буфера CdTe 10 мкм, в которых модовые потери высоки на приведённых длинах волн. Более того, за счёт



уменьшения модовых потерь на полтора порядка в структурах с новым дизайном волновода наблюдается сравнимое снижение пороговых интенсивностей генерации СИ.

3. Экспериментально подтверждено, что в структурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe, рассчитанных на генерацию СИ в диапазоне  $\lambda > 20$  мкм при понижении остаточного содержания кадмия в КЯ с  $\sim 6\%$  до  $\sim 2.5\%$ , за счёт увеличения пороговой энергии оже-рекомбинации (которое подавляет разогрев носителей заряда при большой разнице в энергии квантов накачки и стимулированного излучения), наблюдается увеличение максимальной температуры генерации стимулированного излучения с 70–80 К до значений в 100 К и выше

4. Впервые получено СИ в гетероструктуре с КЯ HgCdTe/CdHgTe на длине волны 2.75 мкм при комнатной температуре. Для структур, рассчитанных на генерацию СИ в диапазоне пропускания атмосферы 3–5 мкм, впервые были проведены экспериментальные оценки величины модовых потерь и оценено оптимальное число КЯ для реализации оптических конвертеров излучения HgCdTe лазеров с оптической накачкой.

5. Впервые получена лазерная генерация среднего ИК-диапазона при оптической накачке (длина волны излучения — 9 мкм и короче при криогенных температурах) в мезоструктуре, изготовленной из волноводной гетероструктуры с КЯ HgCdTe/CdHgTe методом ионного травления в гребенчатой геометрии с модами Фабри-Перо. В отличие от предшествующих работ других научных групп, лазеры изготавливались из волноводных структур с активной областью в виде массива узких квантовых ям с минимальным остаточным содержанием Cd, что накладывало ограничения на постростовую обработку структур.

### **Теоретическая и практическая значимость работы**

Научная значимость работы заключается в расширении знаний об оптических свойствах гетероструктур с КЯ HgTe/CdHgTe. Представленные во втором разделе исследования влияния параметров квантовых ям HgCdTe/CdHgTe, а также конструкций диэлектрического волновода на характеристики стимулированного излучения в диапазоне длин волн 25–31 мкм представляют практическую значимость для разработки межзонных HgCdTe лазеров или оптических конвертеров для данного диапазона, работающих при температурах, превышающих температуру жидкого азота. Разработка таких лазеров позволит перекрыть часть терагерцового зазора, не покрываемую существующими конструкциями ККЛ.

Проводимые в третьем разделе исследования стимулированного излучения в квантовых ямах HgCdTe/CdHgTe в диапазоне длин волн 2.5–5 мкм важны для разработки HgCdTe лазеров

этого диапазона, перестраиваемых в широком интервале длин волн и работающих при комнатной температуре или температурах, доступных при термоэлектрическом охлаждении. Компактные межзонные лазеры в окне прозрачности атмосферы 3–5 мкм могут найти широкое применение в спектроскопии газовых смесей, экологическом мониторинге и контроле производственных процессов.

В четвёртой главе представлены результаты первых опытов по изготовлению гребенчатых мезоструктур с модами Фабри-Перо на основе волноводных гетероструктур с узкими квантовыми ямами HgCdTe с высоким содержанием ртути и рассчитанными на генерацию стимулированного излучения вблизи длины волны 10 мкм. Полученные результаты могут быть напрямую использованы при разработке и изготовлении упомянутых ранее межзонных лазеров или оптических конвертеров на основе твёрдых растворов HgCdTe.

### **Методология и методы исследования**

В работе использовались апробированные методы исследования оптических свойств полупроводниковых структур, используемые в Институте физики микроструктур, г. Нижний Новгород:

1. Исследование спектров фотопроводимости в терагерцовом и среднем ИК-диапазонах проводилась методом фурье-спектроскопии.
2. Исследования стационарной фотолюминесценции в среднем ИК-диапазоне в широком температурном диапазоне осуществлялись методом фурье-спектроскопии.
3. Исследования стимулированного излучения среднего ИК-диапазона в широком температурном диапазоне при оптическом возбуждении осуществлялись методами времязрешённой фурье-спектроскопии.
4. Расчеты зонного спектра гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe проводились в рамках четырехзонной модели Кейна  $8 \times 8$ .

### **Положения, выносимые на защиту**

1. В гетероструктурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe, выращенных методом МПЭ и рассчитанных на генерацию стимулированного излучения в диапазоне 10–14 мкм при гелиевых температурах,

снижение порогового уровня возбуждения и генерация стимулированного излучения при непрерывной оптической накачке наблюдается в структурах с большей шириной КЯ (и, соответственно, с ненулевой долей Cd в яме), а не в структурах с более узкими КЯ HgTe/CdHgTe, в которых флуктуации ширины КЯ приводят к более сильному размытию плотности состояний и, соответственно, к уменьшению коэффициента усиления.

2. В гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe, рассчитанных на генерацию в диапазоне  $\lambda > 20$  мкм, при оптимизации параметров квантовых ям и волноводных слоёв наблюдается генерация стимулированного излучения при температурах, превышающих температуру жидкого азота.

3. В гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe при импульсном внутриямном оптическом возбуждении наблюдается генерация стимулированного излучения на длинах волн вплоть до 2.75 мкм при комнатной температуре.

4. Увеличение числа квантовых ям HgCdTe/CdHgTe в пучности волноводной моды позволяет увеличить температуру генерации СИ в диапазоне 3–5 мкм при внутриямной оптической накачке и имеет оптимум в 15–30 КЯ, выше которого добавление большего количества квантовых ям не приводит к пропорциональному росту температуры генерации вследствие установления баланса между оптическим усилением и потерями.

### **Степень достоверности полученных результатов**

Представленные в настоящей работе результаты обладают высокой степенью достоверности, что подкрепляется использованием для их получения ряда апробированных в ИФМ РАН и других лабораториях экспериментальных методик и подтверждается хорошим согласием между результатами, полученными в рамках применения этих методик, а также хорошим согласием эксперимента и теории (в том числе и в случаях, когда теоретическое рассмотрение предшествовало эксперименту). Полученные результаты также согласуются и с изложенными в литературе данными по теме исследования.

### **Апробация полученных результатов**

Основные результаты работы докладывались и обсуждались на XXIII, XXIV, XXV, XXVI, XXVII, XXVIII Международных симпозиумах «Нанозифика и нанозлектроника» (Нижний Новгород 2019 – 2024 г.), XIV и XV Российских конференциях по физике полупроводников (Новосибирск, 2019 г. и Нижний Новгород, 2022 г.), 44<sup>th</sup> и 46<sup>th</sup> International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (Париж, Франция, 2019 и Чэнду, Китай, 2021), 8<sup>th</sup> Russia-Japan-USA-Europe Symposium on Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies & GDR-I FIR-LAB Workshop (Нижний Новгород, 2019), ALT19 Advanced Laser Technologies (Прага, Чехия, 2019), XXI, XXII, XXIII Всероссийских молодежных конференциях по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и нанозлектронике (Санкт-Петербург, 2019, 2020, 2021), VIII Международном Симпозиуме по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур (Москва, 2021), Международной конференции Физика.СПб 2021, 2022 (Санкт-Петербург, 2021, 2022). По теме научно-квалификационной работы опубликовано 48 печатных работы, в том числе 17 статей в рецензируемых журналах и 31 публикаций в сборниках тезисов докладов и трудов конференций и симпозиумов.

### **Структура и объём работы**

Работа состоит из введения, основной части, состоящей из 4 разделов, заключения, списка сокращений и условных обозначений, списка цитируемой литературы и списка основных публикаций автора по теме работы. Объём диссертации составляет 142 страницы, включая 60 иллюстраций и 6 таблиц. Список цитируемой литературы составляет 160 публикаций.

### **Личный вклад автора**

Постановка задач работы осуществлялась совместно диссертантом и его научным руководителем, С.В. Морозовым. Рост структур на основе HgCdTe, исследованных в работе, проводился в ИПФ СО РАН им. Ржанова группой под руководством Н.Н. Михайлова. Формирование резонаторных мезоструктур методом лазерной литографии и ионного травления осуществлялось в ИФМ РАН Д.В. Шенгуровым, Е.Е. Морозовой и Н.С. Гусевым. Микроскопия изготовленных лазерных мез на сканирующем электронном микроскопе осуществлялась А.А. Разовой, С.А. Гусевым и Е.В. Скороходовым (ИФМ РАН). Расчёты зонного спектра исследуемых гетероструктур

выполнялись автором диссертационной работы в программном обеспечении, разработанном В.Я. Алёшкиным (ИФМ РАН). Расчёт локализации мод  $TE_0$  в волноводных структурах и оценка коэффициентов материального усиления в квантовых ямах проводились А.А. Дубиновым (ИФМ РАН). Все основные экспериментальные результаты данной работы, включая, но не ограничиваясь: спектры фотопроводимости, фотолюминесценции, стимулированного и лазерного излучения, зависимости интегрального излучения от мощности накачки, температурные зависимости порогов генерации СИ, получены автором лично, либо при его непосредственном участии. Коллектив, участвовавший в обсуждении полученных результатов и подготовке публикаций указан в качестве соавторов в работах А1 — А11.

## 1. Методика эксперимента и исследованные образцы

### 1.1 Введение

В данном разделе обсуждаются свойства твёрдых растворов HgCdTe, квантовых ям HgCdTe/CdHgTe, конструкции исследованных структур с КЯ HgCdTe/CdHgTe и особенности их роста. Также обсуждаются общие вопросы о методике фурье-спектроскопии ИК-диапазона и особенности использованного в работе фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. Обсуждаются методики спектроскопии фотопроводимости, фотолюминесценции, стимулированного и лазерного излучения, включая параметры использованных в работе источников оптического возбуждения. Наконец, в последнем подразделе обсуждается методика постростовой характеристики структур с КЯ HgCdTe/CdHgTe для уточнения параметров ям, предоставленных технологами.

### 1.2 Исследованные структуры с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe

Теллурид ртути HgTe является бесщелевым полупроводником с т.н. инвертированной зонной структурой. Благодаря тому, что теллурид кадмия CdTe имеет нормальную зонную структуру, твёрдые растворы  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  представляют собой прямозонный полупроводник с переменной шириной запрещенной зоны – при переходе от чистого CdTe к твёрдому раствору с содержанием Cd около 17% можно изменять ширину запрещенной зоны от 1.6 эВ вплоть до 0 эВ, что перекрывает средний ИК- и ТГц-диапазоны, см. Рисунок 1.1.

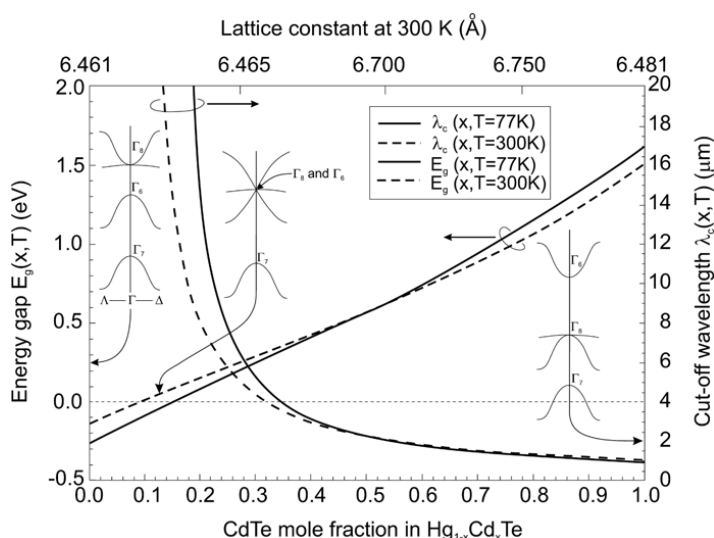


Рисунок 1.1. Зависимость  $E_g$  твёрдого раствора  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  от содержания кадмия  $x_{\text{Cd}}$  [25].

В квантовых ямах (КЯ) Hg(Cd)Te/CdHgTe путём уменьшения толщины можно перейти от инвертированной зонной структуры объёмного HgTe к нормальной с шириной запрещённой зоны от нуля до сотен мэВ, как показано на Рисунке 1.2. При критической толщине ямы  $d_c$  зонный спектр имеет линейный вид, при толщинах ямы вблизи критической зонный спектр квазигиперболический в окрестности  $\Gamma$ -точки.

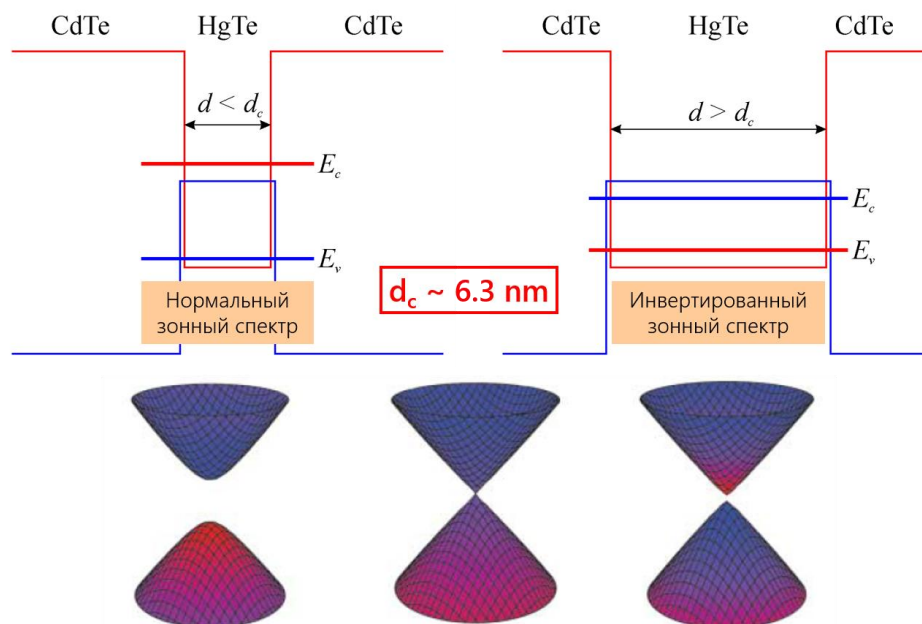


Рисунок 1.2 Переход от инвертированного зонного спектра (справа) к нормальному (слева) через линейный графеноподобный (в центре) в КЯ HgTe/CdTe при уменьшении толщины ямы. Взято с изменениями из [34].

Технология роста эпитаксиальных структур на основе HgCdTe достаточно хорошо развита, т.к. HgCdTe является лидирующим материалом для создания фотоэлектрических детекторов оптического излучения в среднем и дальнем ИК-диапазонах [25]. Молекулярно-пучковая эпитаксия (МПЭ) в настоящее время позволяет выращивать качественные эпитаксиальные структуры (как объёмные слои, так и гетероструктуры с КЯ) на основе HgCdTe на альтернативных GaAs подложках [35, 36, 37]. В частности, возможен рост квантовых ям толщиной в единицы нм с точностью до ~ангстрема в широком диапазоне содержания Cd в барьерных слоях — от ~40 до ~85%. Содержание Cd в КЯ также можно варьировать в широком диапазоне, нижняя граница которого, тем не менее, соответствует не нулевому остаточному содержанию Cd, а доле Cd в единицы процентов. Как будет обсуждаться в дальнейшем, при одинаковой  $E_g$  именно в ямах с нулевым содержанием Cd пороговая энергия безызлучательной оже-рекомбинации максимальна. Таким образом, технологическая проблема доведения остаточного содержания Cd в ямах до нулевого уровня является актуальной задачей.

Все исследованные структуры были выращены методом МПЭ на подложке GaAs с вициальной ориентацией (013) с буферными слоями ZnTe (толщиной ~100 нм) и CdTe (толщиной 5–15 мкм) с *in situ* эллипсометрическим контролем состава и толщины слоёв (см. Рисунок 1.3). Волновод выращенных структур закрывался покрывным слоем CdTe толщиной ~ 50 нм.

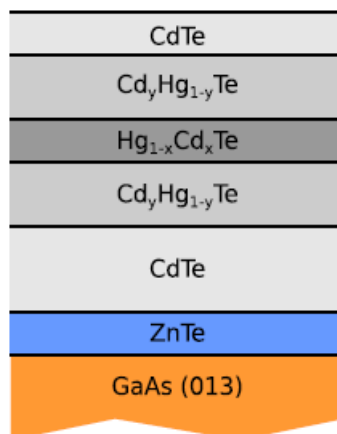


Рисунок 1.3. Схематическое изображение состава слоев в исследованных структурах (не в масштабе).

Десорбцию оксида с GaAs подложки проводили в атмосфере, обогащённой мышьяком, при температуре ~580°C. Буферы из ZnTe и CdTe растились на GaAs подложке при ~280–300°C и ~285–295°C соответственно, за которыми следовал волноведущий слой с массивом квантовых ям, выращенный при 180–190°C. Активная область исследованных структур представляла собой (см. Рисунок 1.4) тонкие слои узкозонного  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  (с долей кадмия  $x_{Cd} = 0.02–0.18$ ), разделенные барьерами из широкозонного твёрдого раствора  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x_{Cd} = 0.57–0.8$ ) толщиной 25–30 нм.

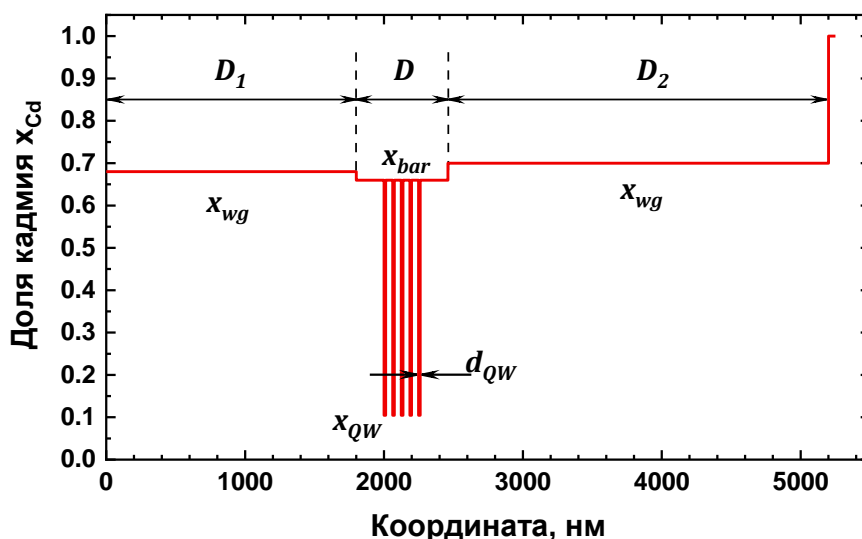


Рисунок 1.4. Типичное пространственное распределение содержания Cd в структуре (на примере структуры 170127), за начало отсчёта принята граница буфера CdTe и основной части структуры.



Для возможности генерации стимулированного излучения массив КЯ растился в толстом волноводном слое широкозонного CdHgTe (с толщиной, по величине близкой к целевой длине волны стимулированного излучения в структуре). Поскольку в длинноволновых структурах для эффективной локализации моды необходимо растить толстые волноводы, что ограничивается возможностями технологии, а также для минимизации вытекания лазерной моды в подложку, некоторые длинноволновые структуры растились не на полуизолирующей GaAs подложке, а  $n^{++}$ -GaAs подложке. На Рисунке 1.5 представлено типичное пространственное распределение действительной части показателя преломления, а также локализацию  $TE_0$ -моды излучения на примере образца 170127.

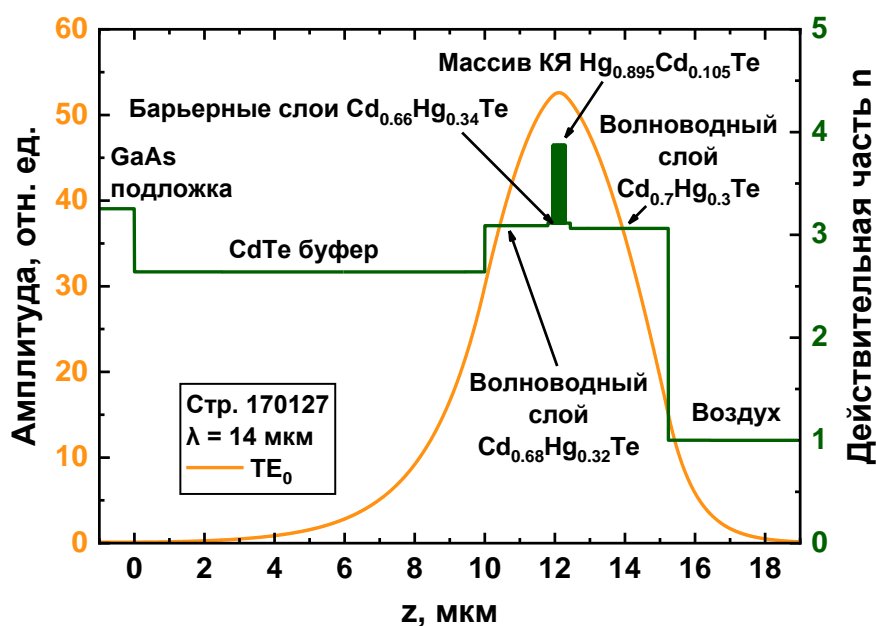


Рисунок 1.5. Пространственное распределение действительной части показателя преломления (зелёный) и локализация  $TE_0$  моды (оранжевый) в структуре 170127, за начало отсчёта принята граница GaAs подложки и CdTe буфера.

*Ex situ* характеристика структур проводилась при помощи измерений спектров межзонной фотопроводимости (ФП) (при 4.2 и 77 К) и фотолюминесценции (ФЛ) при комнатной температуре (т.н. методика экспресс-характеризации, см. [38]) или в широком температурном диапазоне (более подробно описывается в подразделе 1.5), из которых извлекалась температурная зависимость ширины запрещенной зоны в КЯ. Ширина КЯ и содержание Cd в ней определялись путем сравнения этой зависимости с результатами расчетов в рамках модели Кейна  $8 \times 8$ , аналогично работе [39].

### 1.3 Фурье-спектроскопия ИК-диапазона

Основной экспериментальной методикой исследования спектров излучения и оптических свойств структур в работе служила инфракрасная фурье-спектроскопия (FTIR) — широко распространённая методика спектроскопии, которая имеет значительные преимущества перед классической дисперсионной спектроскопией, но требует учёта особенностей работы фурье-спектрометра для правильной интерпретации записанных спектров. В настоящем подразделе обсуждаются общие преимущества и ограничения инфракрасной фурье-спектроскопии.

Как видно из названия, в основе фурье-спектроскопии лежит преобразование Фурье. Обычное непрерывное преобразование Фурье (1) ставит некоторой функции  $f(x)$  в прямом пространстве во взаимнооднозначное соответствие некую, вообще говоря, комплекснозначную функцию  $\hat{f}(\xi)$  в обратном пространстве. В случае, когда переменная  $x$  отражает какую-либо размерную физическую величину, переменная  $\xi$  будет иметь обратную размерность. Наиболее распространёнными парами таких переменных в физике являются время ( $t$ ) – частота (линейная  $\nu$  или круговая  $\omega$ ) и координата ( $x$ ) – волновое число ( $k$ , определяемое как  $x^{-1}$  или  $2\pi x^{-1}$ ). Точный вид преобразования Фурье может варьироваться в зависимости от выбора обратной координаты с точностью до положения константы  $2\pi$  в формулах. В данной работе преобразование Фурье определяется следующей парой симметричных преобразований вслед за другими работами в области спектроскопии:

$$\text{Прямое:} \quad \hat{f}(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-2i\pi\xi x} dx \quad (1)$$

$$\text{Обратное:} \quad f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(\xi) e^{+2i\pi\xi x} dx \quad (2)$$

Как видно из формул, при такой форме преобразования Фурье  $\xi$  задаётся как  $x^{-1}$ , поэтому в спектроскопии волновое число традиционно определяется как обратная длина волны излучения без множителя  $2\pi$ . Подробный обзор свойств преобразования Фурье представлен в курсе математического анализа, в данной же работе обсуждение ограничено лишь наиболее важными для дальнейшего повествования свойствами преобразования Фурье:

- Линейность:

$$h(x) = af(x) + bg(x), \text{ тогда } \hat{h}(\xi) = a\hat{f}(\xi) + b\hat{g}(\xi) \quad (3)$$

- Масштабирование:

$$h(x) = f(ax), a \in \mathbb{R}, a \neq 0, \text{ тогда } \hat{h}(\xi) = \frac{1}{|a|} \hat{f}\left(\frac{\xi}{a}\right) \quad (4)$$

- Сдвиг в прямом пространстве:

$$h(x) = f(x - x_0), x_0 \in \mathbb{R}, \text{ тогда } \hat{h}(\xi) = e^{2\pi i x_0 \xi} \hat{f}(\xi) \quad (5)$$

- И обратном:

$$h(x) = e^{2\pi i x \xi_0} f(x), \xi_0 \in \mathbb{R}, \text{ тогда } \hat{h}(\xi) = \hat{f}(\xi - \xi_0) \quad (6)$$

- Теорема о свёртке:

$$h(x) = (f * g)(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(y)g(x - y)dy, \text{ тогда } \hat{h}(\xi) = \hat{f}(\xi) \cdot \hat{g}(\xi) \quad (7)$$

- И обратная теорема:

$$h(x) = f(x) \cdot g(x), \text{ тогда } \hat{h}(\xi) = (\hat{f} * \hat{g})(\xi) \quad (8)$$

- Теорема Хинчина-Колмогорова:

$$h(x) = (f * f)(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \overline{f(y)}f(x + y)dy, \text{ тогда } \hat{h}(\xi) = \overline{\hat{f}(\xi)}\hat{f}(\xi) = |\hat{f}(\xi)|^2 \quad (9)$$

На Рисунке 1.6 приведены пары некоторых важных функций и их фурье-образов. Для прямоугольной функции (которая представляет собой простейшую оконную функцию) фурье-образом является кардинальный синус  $\sin(x)/x$ . Функция Гаусса является одним из примеров функции, переходящей саму в себя. Функции косинуса, часто применяемой для описания колебаний и волн, соответствует пара равноудалённых от нуля координат дельта-функций. В вырожденном случае косинуса нулевой частоты — константы — пара дельта-функций вырождается в единственную дельта-функцию в нуле координат. Гребню Дирака — набору эквидистантно отстоящих друг от друга дельта-функций — соответствует гребень Дирака с обратным периодом. Фурье-образ белого шума — белый шум.

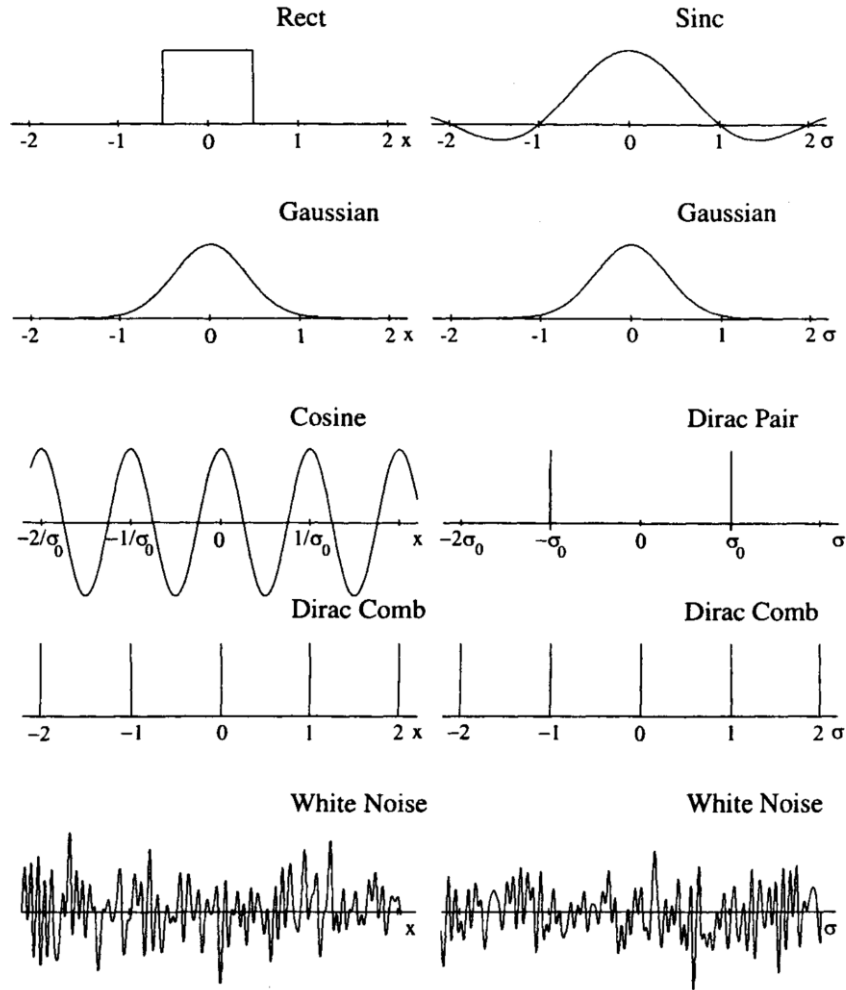


Рисунок 1.6. Примеры различных функций и их фурье-образов (в силу симметрии преобразования Фурье в каждой паре функций одна функция является фурье-образом другой), сверху вниз с левой стороны: прямоугольная функция, гауссиана, косинус, гребень Дирака, белый шум. Взято с изменениями из [40, с. 66].

Далее рассмотрим идеализированный фурье-спектрометр. Рисунок 1.7 представляет собой принципиальную оптическую схему типичного фурье-спектрометра. В основе фурье-спектрометра обычно лежит интерферометр Майкельсона, при этом положение подвижного зеркала с высокой точностью определяется при помощи интерферометрии излучения известного когерентного источника, обычно — гелий-неонового лазера. Исследуемое излучение из источника 1 при помощи полупрозрачного зеркала — светоделителя 13 — делится на два пучка условно равной интенсивности, пучки направляются в плечи с подвижным 8 и неподвижным 7 зеркалом, после прохода которых снова собираются вместе и направляются на приёмник 11.

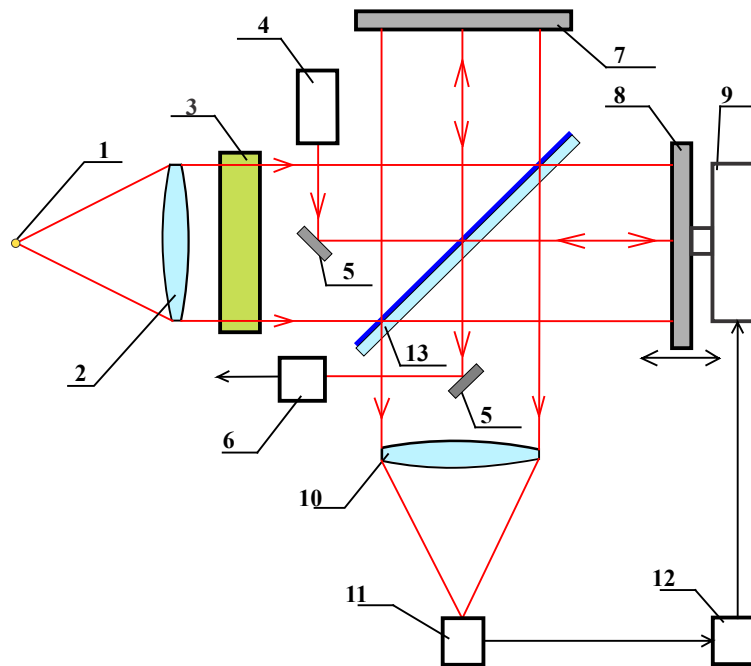


Рисунок 1.7. Оптическая схема типичного фурье-спектрометра: 1 — исследуемый источник излучения или известный широкополосный источник; 2 — коллимирующая оптика; 3 — кювета с исследуемым веществом (опционально); 4 — опорный лазер; 5 — оптика для излучения опорного лазера; 6 — детектор опорного излучения; 7 — неподвижное зеркало; 8 — подвижное зеркало; 9 — привод подвижного зеркала; 10 — оптика приёмника; 11 — приёмник излучения; 12 — АЦП; 13 — светоделитель (BMS) [41].

Для объяснения физической основы работы фурье-спектрометра можно воспользоваться подходами статистической оптики, следуя [42, с. 156-165] и [43, с. 22-23]. В предположении, что входная волна описывается функцией  $E(t)$ , после деления пучка на светоделителе и прохода по плечам интерферометра с неподвижным и подвижным зеркалами на приёмник будут падать две волны  $E(t)$  и  $E(t + \tau)$  соответственно, причём временная задержка  $\tau$  будет пропорциональна отстройке положения подвижного зеркала от положения т.н. «нулевой разности хода», при которой длина плеч одинакова. Тогда сигнал на приёмнике будет пропорционален (угловые скобки обозначают операцию статистического усреднения  $\langle f \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) dt$ , условия применимости более подробно обсуждаются в [42]) следующей величине:

$$\begin{aligned} \langle |E(t) + E(t + \tau)|^2 \rangle &= \langle |E(t)|^2 \rangle + \langle |E(t + \tau)|^2 \rangle + 2 \langle \overline{E(t)} \cdot E(t + \tau) \rangle = \\ &= 2 \langle |E(t)|^2 \rangle \cdot (1 + \langle \overline{E(t)} \cdot E(t + \tau) \rangle / \langle |E(t)|^2 \rangle) \propto const + \langle \overline{E(t)} \cdot E(t + \tau) \rangle \end{aligned}$$

где второе слагаемое — автокорреляционная функция для  $E(t)$ . По теореме Хинчина-Колмогорова (9), фурье-образ автокорреляционной функции стационарного случайного процесса представляет собой функцию спектральной плотности мощности. В рассматриваемом случае функция  $f(x)$  —  $E(t)$ , а соответствующая ей спектральная плотность мощности  $|\hat{f}(\xi)|^2$  — спектр

излучения  $S(\nu)$ . Таким образом, процесс измерения спектра излучения на фурье-спектрометре заключается в измерении интерферограммы  $IFG(x)$  — зависимости сигнала на приёмнике от величины сдвига подвижного зеркала относительно нулевой разности хода — и нахождения фурье-образа измеренной интерферограммы. Таблица 1 содержит краткое сравнение традиционной дисперсионной спектроскопии с фурье-спектроскопией, взятое с изменениями из [44, с. 197].

Таблица 1. Сравнение дисперсионной и фурье-спектроскопии

Дисперсионная спектроскопия	Фурье-спектроскопия
Значительное число подвижных частей в составе спектрометра, что снижает надёжность и увеличивает погрешность измерений из-за механического люфта	В процессе измерения происходит поступательное движение лишь одного зеркала
Для точных измерений частот/волновых векторов требуется калибровка по спектру заранее известного источника	Использование высокостабильного гелий-неонового лазера для измерения положения подвижного зеркала не требует калибровки и даёт точность измерения частот/волновых векторов до $\sim 0.01 \text{ см}^{-1}$ . ( <i>Преимущество Конна</i> )
Рассеянное излучение измеряемого источника внутри спектрометра может вносить искажения в спектр	Рассеянное излучение измеряемого источника внутри спектрометра слабо влияет на итоговый спектр за счёт измерения модулированного сигнала.
Для достижения высокого разрешения ширины входной и выходной щелей спектрометра устанавливаются максимально узкими, на приёмник падает лишь малая доля излучения	В спектрометре используются диафрагмы с гораздо большими апертурами, в результате — более высокая светосила оптической схемы спектрометра ( <i>Преимущество Жакино</i> )
Лишь узкая полоса частот падает на приёмник в каждый момент измерения спектра	Все частоты излучения падают на детектор одновременно в каждый момент измерения спектра, значительно улучшается отношение сигнал/шум ( <i>Преимущество Фелгетта</i> )
Большие времена записи спектра в широком диапазоне, возможность осуществления	За счёт высоких скоростей движения подвижного зеркала и преимущества Фелгетта достигается малое время записи спектра и

времяразрешённой спектроскопии лишь для крайне медленных процессов	возможность осуществлять времяразрешён- ную спектроскопию для исследования скоро- течных процессов.
---	---

Выше обсуждался идеализированный фурье-спектрометр, но реальные спектрометры являются лишь приближением к нему. Из-за различий между модельным и реальным прибором на записанных спектрах могут проявляться разнообразные особенности, которые не отражают настоящие свойства измеряемой системы, а являются лишь артефактом обработки. Обычно выделяют три главные особенности (проблемы) фурье-спектроскопии: проблема утечки (leakage в англоязычных источниках), проблема наложения (aliasing) и эффект частотола (picket-fence effect).

Первая проблема, проблема утечки, связана с конечными размерами реальных фурье-спектрометров — диапазон оптического хода подвижного зеркала в массовых коммерческих моделях не превышает пары десятков сантиметров, в то время как в формуле фурье-преобразования из прямого пространства ( $x$ ) в пространство волновых чисел ( $k$ ) область интегрирования равна множеству вещественных чисел. Для обсуждения эффекта, оказываемого ограниченной в пространстве интерферограммой на результирующий спектр, можно представить подобную ограниченную интерферограмму  $IFG_{\Pi}(x)$  как поточечное произведение интерферограммы  $IFG(x)$ , соответствующей спектру исследуемого излучения и определённой на всём пространстве действительных чисел, на прямоугольную функцию  $\Pi(x)$ , равную единице в диапазоне оптического хода подвижного зеркала и нулю — вне него. По теореме о свёртке (8), фурье-образ поточечного произведения двух функций равен свёртке фурье-образов перемножаемых функций. Фурье-образ прямоугольной функции — кардинальный синус  $\sin(x)/x$  (см. Рисунок 1.6).

В простейшем случае монохроматического сигнала интерферограмма  $IFG(x)$  представляет собой  $\cos(2\pi k_0 x)$ , фурье-образ которого представляет собой две дельта-функции  $\delta(k \pm k_0)$  (см. Рисунок 1.6). В этом случае результирующий спектр будет представлять собой пару кардинальных синусов на месте дельта-функций, параметры которых будут определяться интенсивностью линии реального спектра и областью определения прямоугольной функции — диапазоном перемещения подвижного зеркала спектрометра. В обобщённом случае произвольного спектра излучения дать аналитическое описание искажений спектра не представляется возможным. Однако из свойств свёртки можно сделать достаточно общие замечания, что результирующий спектр будет шире реального спектра излучения на величину характерного масштаба кардинального синуса, а в местах с резкими скачкообразными спектральными особенностями будут

наблюдаться характерные для кардинального синуса «боковые лепестки» — затухающие переколебания спектра вдоль оси волновых чисел.

Для многих прикладных задач спектроскопии снижение высоты линий излучения и уширение спектра не представляют существенной проблемы, но присущие кардинальному синусу «боковые лепестки» вблизи резких спектральных особенностей могут осложнять интерпретацию полученных данных, давая дополнительные ложные линии излучения. Для подавления ложных боковых максимумов кардинального синуса применяют процедуру аподизации — домножения измеренной интерферограммы на одну из оконных функций — функций с областью определения, равной области определения измеренной интерферограммы, симметричных относительно центра области определения с максимумом в нём и спадающих до нуля к краям области определения (см. Рисунок 1.8).

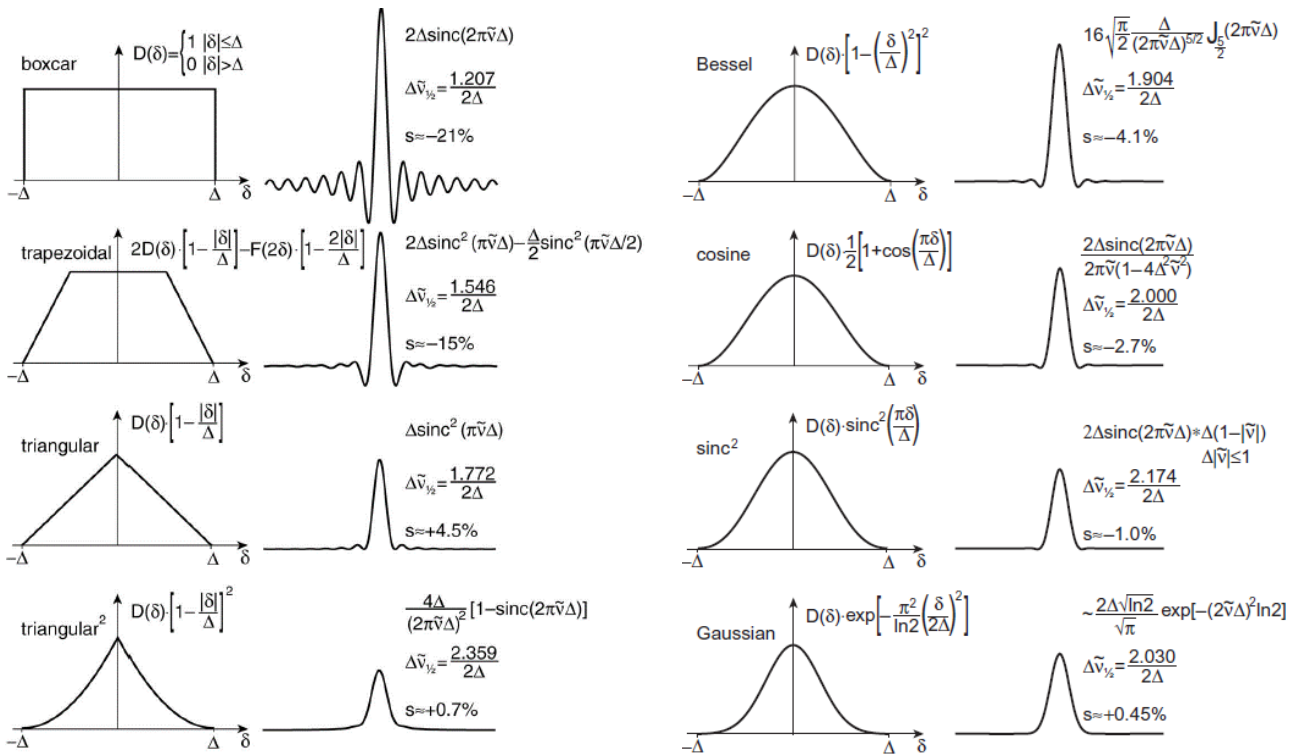


Рисунок 1.8. Примеры оконных функций, используемых для аподизации интерферограмм [45, с. 34-35].

Отчётливо видно, что при использовании оконных функций, отличных от прямоугольной (boxcar на рисунке), боковые максимумы становятся менее выраженными, но достигается это ценой увеличения полной ширины спектра на полувысоте и уменьшения максимума спектра. Стоит отметить, что не существует однозначно лучшей оконной функции, она подбирается в зависимости от поставленной задачи. В настоящей работе все спектры записывались с трёхчленной функцией аподизации Блэкмана-Харриса (Blackmann-Harris 3-term).

Неразрывно связан с проблемой утечки вопрос о спектральном разрешении фурье-спектрометра. Спектральное разрешение прибора обычно определяют как минимальное расстояние в



к-пространстве между двумя линиями монохроматического излучения, при котором на измеренном спектре они предстают в виде двух разнесённых линий (см. Рисунок 1.9). Обычно за критерий различимости линий принимают критерий Рэлея – максимум спектра второй линии должен приходиться на первый минимум спектра первой линии. Если расстояние между линиями в к-пространстве равно  $d$ , то интерферограмма будет представлять собой косинусоиду на разностной частоте (низкочастотную), замодулированную косинусоидой на суммарной частоте (высокочастотной), причём характерный период биений будет равен  $1/d$ . Тогда для различимости линий излучения необходимо прописать интерферограмму длиной хотя бы  $1/d$ , т.е. один период биений. Таким образом, для повышения спектрального разрешения спектрометра (уменьшения абсолютного значения параметра  $d$ ) необходимо увеличивать длину интерферограммы, длину оптического хода зеркала.



Рисунок 1.9. Слева: Две близкорасположенные линии монохроматического излучения, справа: интерферограмма, им соответствующая.

Вторая проблема, проблема наложения, связана с существенно дискретным характером работы спектрометра — положение подвижного зеркала измеряется с высокой точностью при помощи интерферометрии гелий-неонового лазера в том смысле, что возможно с высокой точностью контролировать момент прохода подвижным зеркалом очередного нуля интерференционной картины гелий-неонового лазера (см. Рисунок 1.10). Моменты прохода подвижным зеркалом промежуточных точек между соседними нулями возможно контролировать лишь в приближении равномерного движения зеркала, имея в распоряжении точную электронику для выдачи временных отсчётов. В любом случае, имеется привязка к дискретному набору нулей гелий-неонового лазера, и интерферограмма измеряется поточечно, а не непрерывно, с шагом, привязанным к длине волны опорного источника.

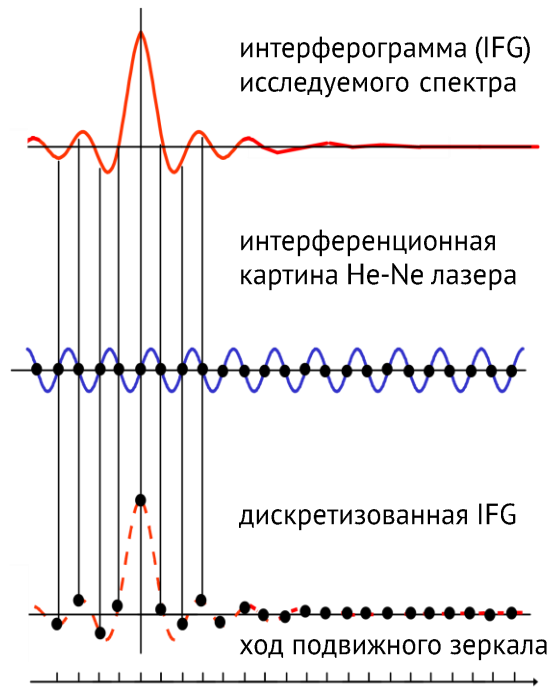


Рисунок 1.10. Вид интерферограммы, получаемой в реальном фурье-спектрометре.

Таким образом, в реальных приборах, вообще говоря, вместо обсуждаемого выше непрерывного преобразования Фурье используется дискретное преобразование Фурье (DFT), задаваемое формулами:

$$\xi_k = \sum_{n=0}^{N-1} x_n \cdot e^{-i2\pi \frac{k}{N}n} \quad x_n = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \xi_k \cdot e^{i2\pi \frac{k}{N}n}$$

Но подробный анализ особенностей дискретного преобразования Фурье выходит за рамки настоящей работы. Для объяснения эффекта наложения на качественном уровне достаточно рассмотреть результат применения непрерывного преобразования Фурье к дискретной выборке модельной функции. Подобную дискретную выборку можно представить как произведение (в смысле произведения обобщённых функций) изначальной непрерывной функции и гребня Дирака с периодом, равным шагу выборки. Поскольку мы имеем дело с произведением функций, то, по теореме о свёртке, результирующий фурье-образ будет представлять собой свёртку фурье-образа изначальной функции и фурье-образа гребня Дирака. Фурье-образ гребня Дирака — также гребень Дирака, но с обратным периодом (см. Рисунок 1.6), поэтому, с учётом свойства свёртки любой функции с дельта-функцией со смещением, итоговый спектр будет представлять собой набор эквидистантно разнесённых спектров оригинальной функции с периодом, равным обратному шагу выборки (шагу дискретизации) (см. Рисунок 1.11).

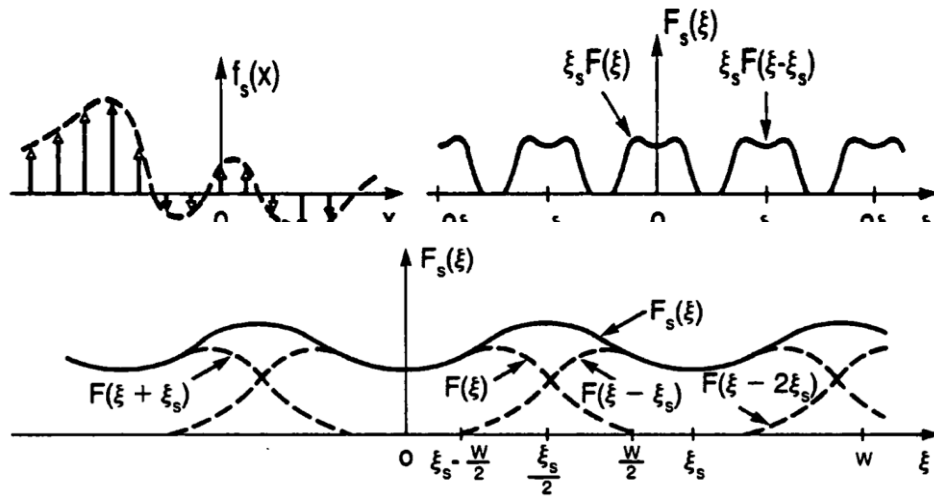


Рисунок 1.11. Сверху слева: Исходная дискретизованная функция в прямом пространстве, шаг выборки равен  $1/\xi_s$ , сверху справа: фурье-образ дискретизованной функции в случае, если фурье-образ оригинальной непрерывной функции локализован в области  $|\xi| < \xi_s/2$ , снизу: и если не локализован в области  $|\xi| < \xi_s/2$  [46, с. 78-79].

Очевидно, что шаг выборки следует выбирать достаточно малым, чтобы в результирующем спектре дискретизованной функции не наблюдалось взаимных пересечений спектров непрерывной функции, свёрнутых с гребнем Дирака. В общем случае при неправильно выбранном шаге дискретизации функции восстановить спектр исходной функции из спектра дискретизованной не представляется возможным. Точное условие на шаг выборки интерферограммы задаётся теоремой Котельникова (теоремой отсчётов): в случае, если исследуемый спектр ограничен сверху волновым числом  $k_{max}$ , то при шаге дискретизации интерферограммы  $\Delta x < 1/2k_{max}$  наложения спектров происходить не будет, и спектр исходной функции может быть восстановлен без искажений. При обычном непрерывном сканировании величина шага дискретизации интерферограммы не влияет на время записи одного спектра, оно в первую очередь определяется длиной оптического хода зеркала и скоростью зеркала. Таким образом, при непрерывном сканировании желательно выбирать верхнюю границу диапазона волновых чисел, перекрывающую диапазон работы оптики и диапазон чувствительности приёмника, тем самым избежав возможных проблем, связанных с эффектом наложения.

Тем не менее, в некоторых применяемых на практике режимах записи спектров (пошаговом сканировании, обсуждается в следующем подразделе) время записи одного спектра зависит от общего числа точек в интерферограмме, т.е. в том числе и от шага дискретизации. Для оптимизации времени записи спектра, уменьшения общего числа точек интерферограммы, желательно брать шаг дискретизации как можно бóльшим, уменьшая верхнюю границу диапазона волновых чисел до предполагаемого местоположения спектра исследуемого излучения. При

подобных манипуляциях с верхней (и, вообще говоря, также нижней) границей диапазона измерения спектра необходимо учитывать эффект наложения. В некоторых типах экспериментов, таких как исследование межзонного излучения при оптической накачке (типичный эксперимент в данной работе) спектр излучения, попадающего в спектрометр, представляет собой набор отдельных спектров различных источников (см. Рисунок 1.12), и выбор неправильного спектрального диапазона записи может повлечь «переотражение» спектра со своей настоящей позиции в выбранный диапазон записи.

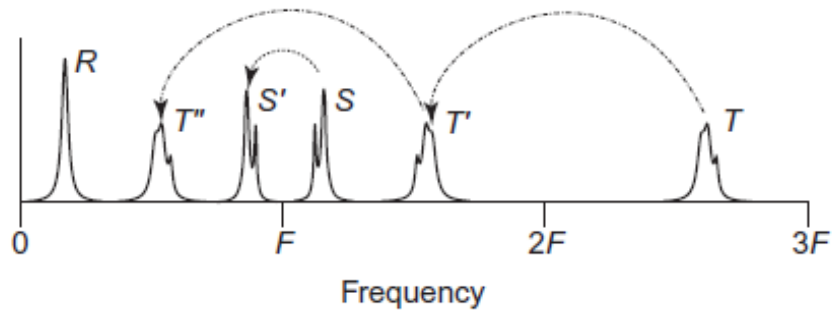


Рисунок 1.12. Спектр излучения из трёх отдельностей линий – R, S и T. При неправильно подобранном шаге дискретизации, соответствующем верхней границе диапазона записи F, R остаётся на своём месте, поскольку лежит в диапазоне от 0 до F, S переотражается из диапазона от F до 2F в выбранный диапазон от 0 до F симметрично относительно точки F, а лежащая в более высокочастотном диапазоне T также переотражается в диапазон от 0 до F, при этом в полученном спектре (R, T'', S') нарушается даже порядок следования линий по возрастанию частоты [45, с. 59].

Более того, при некоторых комбинациях положения высокочастотной линии, верхней границы диапазона волновых чисел и предполагаемого положения спектра исследуемого излучения, переотражение линии лазера накачки может произойти в окрестность спектра исследуемого излучения и скомпрометировать результаты измерения. С целью избежать появления подобных артефактов на измеряемом спектре, обусловленных эффектом наложения, перед записью всех спектров, приведённых в работе, излучение лазера накачки на входе в спектрометр подавлялось фильтрами. После чего проводилась запись предварительного тестового спектра в широком диапазоне волновых чисел, захватывающим положение линии лазера накачки с целью зафиксировать отсутствие рассеянного лазерного излучения на приёмнике. В случае, если рассеянное излучение лазера накачки невозможно было полностью отфильтровать, верхняя граница диапазона записи выбиралась лежащей выше лазерной линии или такой, чтобы переотражённая линия лазера лежала заведомо вне предполагаемого диапазона нахождения спектра исследуемого излучения. При сомнении в достоверности записанного спектра проводилась запись спектра с аналогичными условиями эксперимента, но с изменённой верхней границей диапазона волновых чисел, за счёт

чего переотражённые линии лазера накачки меняли своё положение на спектре и легко выявлялись.

Последняя из упомянутых особенностей фурье-спектроскопии — эффект частотола. Его суть достаточно проста — как видно из формул дискретного преобразования Фурье,  $N$  точкам дискретизованной интерферограммы ставится в соответствие  $N$  точек спектра. Поскольку получаемый спектр также дискретизован, высота резких спектральных особенностей (например, монохроматической линии излучения), одна из которых попадает в точку дискретизации, а вторая лежит на отрезке между двумя точками дискретизации, на итоговом спектре без интерполяции может отличаться на величину до десятков процентов при одинаковой спектральной мощности линий в реальности. Для уменьшения погрешности при отрисовке спектра применяют интерполяцию дискретизованного спектра за счёт добавления большого числа нулей на края измеренной интерферограммы. Самый распространённый алгоритм DFT — быстрое преобразование Фурье (FFT) — требует количество точек на входе, равное степени двойки, поэтому даже без намерения интерполировать спектр число точек полученной интерферограммы увеличивают до ближайшей степени двойки за счёт добавления нулей на краях интерферограммы. При сглаживании спектра за счёт интерполяции полученную интерферограмму дополняют нулями, доводя общее число точек в интерферограмме до следующих степеней двойки. Таким образом, общее число точек может быть увеличено в 2, 4, 8, 16 и так далее раз, данный коэффициент называется фактором заполнения нулями (zero filling factor, ZFF). Приведённые в работе спектры были записаны с ZFF, равным 8.

#### 1.4 Особенности фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v

В данном подразделе обсуждаются характеристики использованного в эксперименте фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, а также особенности различных режимов записи спектров, доступных на нём. К одной из ключевых особенностей спектрометра можно отнести спектроскопию высокого разрешения с разрешением вплоть до  $0.07 \text{ см}^{-1}$ . За счёт этого разрешающая сила спектрометра (отношение волнового числа  $k$  к разрешению  $\Delta k$ ) превышает  $3 \times 10^5:1$  (в видимом диапазоне). Доступный для измерения спектральный диапазон простирается от УФ ( $50000 \text{ см}^{-1}$ ) до дальней ИК-/ТГц-области ( $5 \text{ см}^{-1}$ ). Среди режимов записи спектров доступны: непрерывное (быстрое) сканирование, пошаговое сканирование и «вложенное» сканирование (Rapid Scan/Step Scan/Interleaved TRS). Также стоит отметить возможность вакуумирования

оптического тракта спектрометра, что важно при измерениях в дальнем ИК-/ТГц-диапазонах, а также в полосах поглощения атмосферы в среднем ИК-диапазоне.

Рисунок 1.13 демонстрирует устройство оптической системы фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. В основе оптической схемы лежит интерферометр Майкельсона со светоделителем BMS, неподвижным зеркалом W 108/8V2 и подвижным зеркалом S 125/8V. Исследуемое излучение в спектрометр можно заводить через входы E<sub>1</sub> и E<sub>2</sub>, возможно изменение апертуры светового пучка при помощи набора диафрагм с диаметрами от 0.25 мм до 8 мм (APT), доступны два внутренних посадочных места D<sub>1</sub> и D<sub>2</sub> под совместимые пиро- и фотоэлектрические приёмники, также возможен вывод излучения, прошедшего интерферометр Майкельсона, на внешние приёмники через окна X<sub>1-5</sub>.

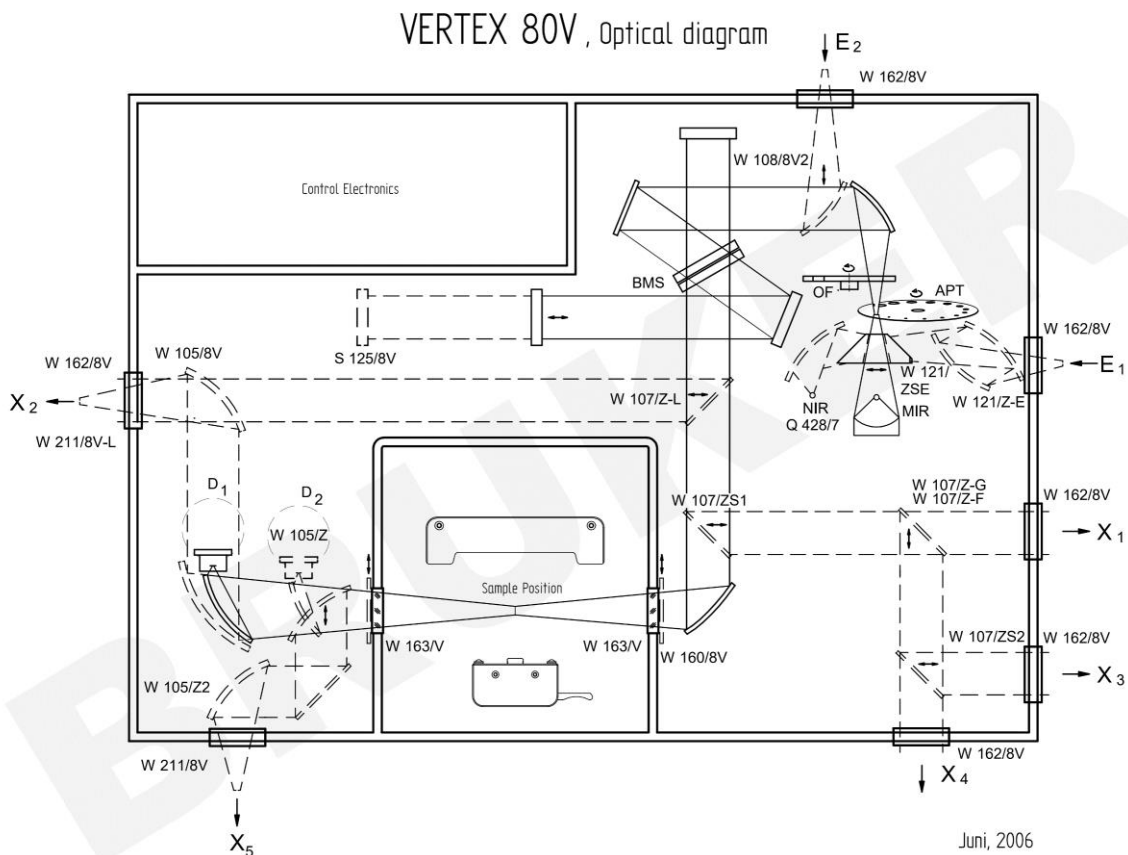


Рисунок 1.13. Оптическая схема использованного в работе фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v.

Для экспериментов по измерению спектров пропускания и фотопроводимости доступен ряд совместимых источников излучения, покрывающих фактически весь диапазон работы спектрометра (см. Рисунок 1.14). Из них галогеновая лампа и глобар устанавливаются внутрь спектрометра (NIR и MIR на рисунке соответственно), а ртутная и дейтериевая лампы могут устанавливаться на входы E<sub>1</sub> и E<sub>2</sub> в качестве внешних источников.

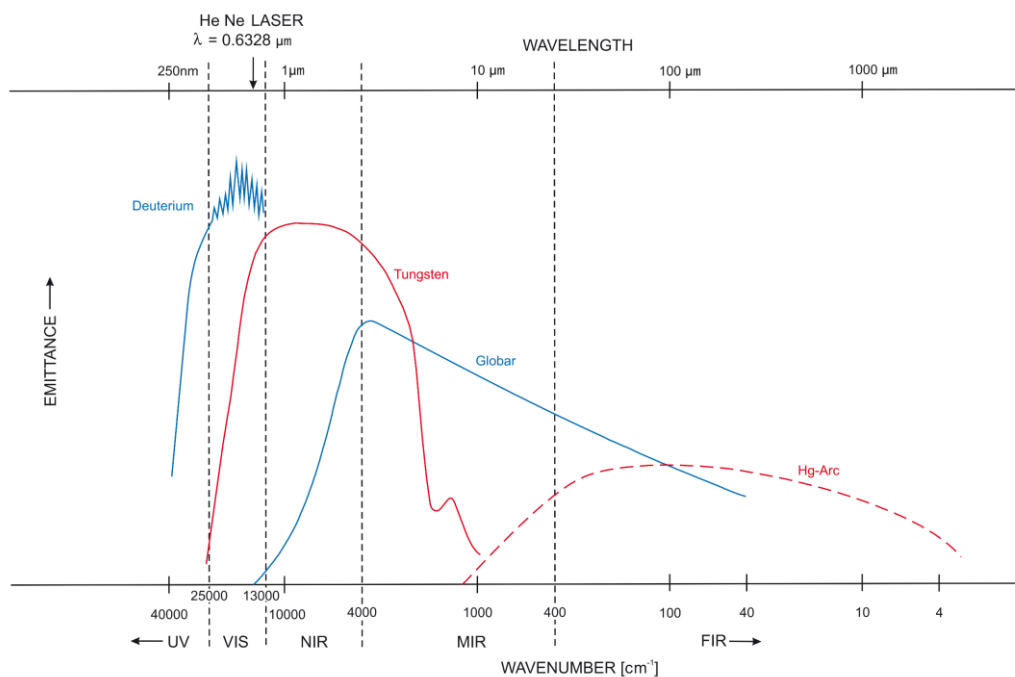


Рисунок 1.14. Спектры излучения доступных источников излучения: дейтериевой лампы (Deuterium), галогеновой лампы (Tungsten), SiC глобар, ртутная лампа (Hg-Arc).

В работе применялся набор светоделителей, охватывающий весь ИК-диапазон: кристаллические светоделители на основе  $\text{CaF}_2$  для ультрафиолетового, видимого и ближнего ИК-диапазонов ( $50000\text{--}4000\text{ см}^{-1}$ ),  $\text{KBr}$  для коротковолновой части среднего ИК-диапазона ( $8000\text{--}350\text{ см}^{-1}$ ), а также набор полимерных светоделителей для длинноволновой части среднего и дальнего ИК-диапазонов — многослойный на основе полиэтилентерефталата Mylar Multilayer ( $680\text{--}30\text{ см}^{-1}$ ) и плёнки на основе того же полимера различной толщины, от 25 до 125 мкм ( $120\text{--}5\text{ см}^{-1}$ ).

Далее будут рассмотрены основные техники измерения интерферограмм с временным разрешением, доступные на спектрометре Vertex 80v.

### Непрерывное сканирование

«Наиболее очевидная» техника фурье-спектроскопии. В ходе измерения интерферограммы подвижное зеркало непрерывно и равномерно перемещается с заданной скоростью (обычно измеряется в длинах полуволн He-Ne лазера и имеет размерность  $\text{с}^{-1}$  (Гц), в Vertex 80v доступен диапазон от 10 Гц до 200 кГц), что позволяет получать за один полный возвратно-поступательный проход подвижного зеркала до 4 спектров (за счёт свойства симметрии интерферограммы относительно точки нулевой разности хода, возможно восстановить полноценные интерферограммы из 4-х измеренных половин). Разрешение во времени для данной методики достигается путём последовательной записи условно стационарных, «мгновенных» спектров непрерывно меняющегося исследуемого процесса. Поскольку продолжительность одного

прохода зависит не только от скорости зеркала, но и от величины общего перемещения подвижного зеркала, достижимое количество спектров в секунду также зависит от спектрального разрешения. Bruker Vertex 80v обеспечивает скорость измерения  $>110$  спектров/с при спектральном разрешении  $16 \text{ см}^{-1}$ , но лишь  $55$  спектров/с при  $4 \text{ см}^{-1}$ . Методика непрерывного сканирования использовалась при записи стационарных спектров фотопроводимости и пропускания.

К преимуществам режима непрерывного сканирования можно отнести:

- Подходит для исследования невоспроизводимых процессов, например, химических реакций;
- Эффективное использование времени измерения (зеркало движется непрерывно).

К ограничениям:

- Временное разрешение определяется временем полного хода зеркала, т.е. ограничено скоростью работы механики, для Vertex 80v — десятки-сотни мс;
- Пространственное и временное разрешения взаимосвязаны – при улучшении спектрального разрешения (увеличении длины оптического хода зеркала) временное разрешение неизбежно падает.

### Пошаговое сканирование

Метод пошагового сканирования позволяет отследить временное протекание гораздо более скоротечных воспроизводимых событий, а также подходит для измерений модулированного сигнала. В процессе измерения подвижное зеркало интерферометра в ходе эксперимента пошагово, ступенчато перемещается в отдельные точки интерферограммы, останавливается и стабилизируется, после чего по импульсу синхронизации осуществляется запись сигнала с приёмника с заданным набором временных отсчётов (см. Рисунок 1.15). Поскольку зеркало в моменты измерения сигнала неподвижно, то параметры выборки приходящего на приёмник сигнала ограничиваются только частотой выборки используемого АЦП — в самом спектрометре (а также в качестве выносного модуля) доступен относительно медленный (6 мкс и выше) 24-битный АЦП, но также в качестве стандартных опций доступны АЦП платы стандартов PCI, PCIe разрядностью 12-14 бит и временным разрешением вплоть до 5 нс. Таким образом, после полного прохода подвижного зеркала получается двумерная матрица точек — трёхмерная интерферограмма в осях координата-время-сигнал. Далее к каждому временному срезу трёхмерной интерферограммы (обычной двумерной интерферограмме в осях координата-сигнал) применяется дискретное преобразование Фурье, на выходе получается трёхмерный спектр излучения в осях волновое число-время-интенсивность. При этом ось координат трёхмерной интерферограммы с временным разрешением обращается, а временная ось наследуется.



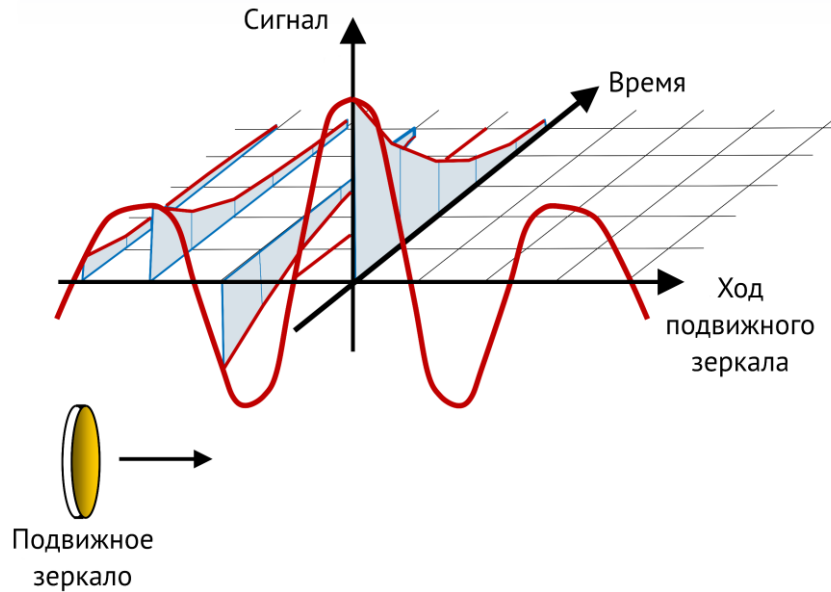


Рисунок 1.15. Измерение трёхмерной времяразрешённой интерферограммы при пошаговом сканировании. Тонкими линиями показаны положения точек интерферограммы (точек остановки подвижного зеркала) и точек временной выборки приходящего на приёмник сигнала. Сплошной красной линией отображена интерферограмма в нулевой момент времени, изображённая непрерывной для удобства восприятия.

За счёт возможности реализации модуляционной методики измерений оказывается возможным подавить фоновое тепловое излучение комнаты, что важно для измерений относительно слабых на фоне комнатного фона сигналов в средней ИК-области спектра. Для реализации пошагового режима измерения исследуемый процесс должен быть воспроизводимым и повторяемым, но необязательно периодическим, поскольку измерение сигнала происходит по импульсу внешней синхронизации. Безусловно, неподвижность подвижного зеркала в очередной точке интерферограммы является лишь приближением, зеркало при этом совершает случайные колебания с характерной амплитудой до нескольких половин длин волн гелий-неонового лазера (более того, эта величина зависит от внешних воздействий на спектрометр — вибрации и акустических волн). Этот фактор заметно ухудшает отношение сигнал/шум относительно режима непрерывного измерения, в котором сигнал с приёмника измеряется точно в момент прохождения зеркалом очередной точки интерферограммы, и ограничивает возможность подавления шумов на спектре за счёт усреднения интерферограммы путём многократного измерения временного профиля сигнала в каждой точке интерферограммы. Пошаговое сканирование являлось основной экспериментальной методикой работы и использовалось при записи спектров фотолюминесценции и стимулированного/лазерного излучения.

Преимущества пошагового сканирования:

- Высокое временное разрешение (нет фундаментальных ограничений; на практике возможно временное разрешение до единиц нс, определяется характерными временами приёмника и полосой пропускания усилителей/АЦП);
- Максимальная гибкость: разнообразные параметры эксперимента, модуляционные методики, дифференциальные сигналы;
- Независимая настройка временного и спектрального разрешений.

Ограничения:

- Исследуемые процессы должны быть воспроизводимы;
- Крайне неэффективное использование времени эксперимента (стабилизация зеркала требуется на каждом шаге и занимает времени в некоторых случаях на порядки больше, чем время измерения сигнала);
- Отношение сигнал/шум хуже, чем при непрерывном сканировании, из-за принципиально неустранимых осцилляций подвижного зеркала в номинально неподвижном положении в процессе измерения.

### **«Вложенное» сканирование**

Interleaved TRS — относительно новая методика фурье-спектроскопии, в русскоязычных источниках устоявшегося названия нет, требует последнюю версию электроники спектрометра. Данная методика может применяться для измерения определённого класса воспроизводимых процессов, при этом время измерения может быть использовано более эффективно, чем в режиме пошагового сканирования.

Зеркало интерферометра в процессе измерения движется непрерывно, как в режиме непрерывного сканирования, при этом эксперимент (исследуемый процесс) запускается по сигналу синхронизации с фурье-спектрометра при переходах зеркала через очередной ноль внутреннего гелий-неонового лазера (см. Рисунок 1.16). При этом сигнал с приёмника регистрируется не только в момент перехода через ноль гелий-неонового лазера — момент запуска исследуемого процесса ( $t = 0$ ) — но и в фиксированных промежуточных позициях зеркала с заданным шагом задержки:  $\Delta t$ ,  $2\Delta t$  и т.д. За счёт этого обеспечивается непрерывный сбор данных системой без необходимости остановки подвижного зеркала, и запись серии интерферограмм с временным разрешением может быть осуществлена за один проход зеркала. Интерферограммы различных временных срезов «чередуются», сначала записывается первая точка каждого временного среза, потом вторая и так далее. За счёт непрерывного движения зеркала отношение сигнал/шум в методике получается более высоким, чем в пошаговом сканировании, и близким к таковому при непрерывном сканировании.

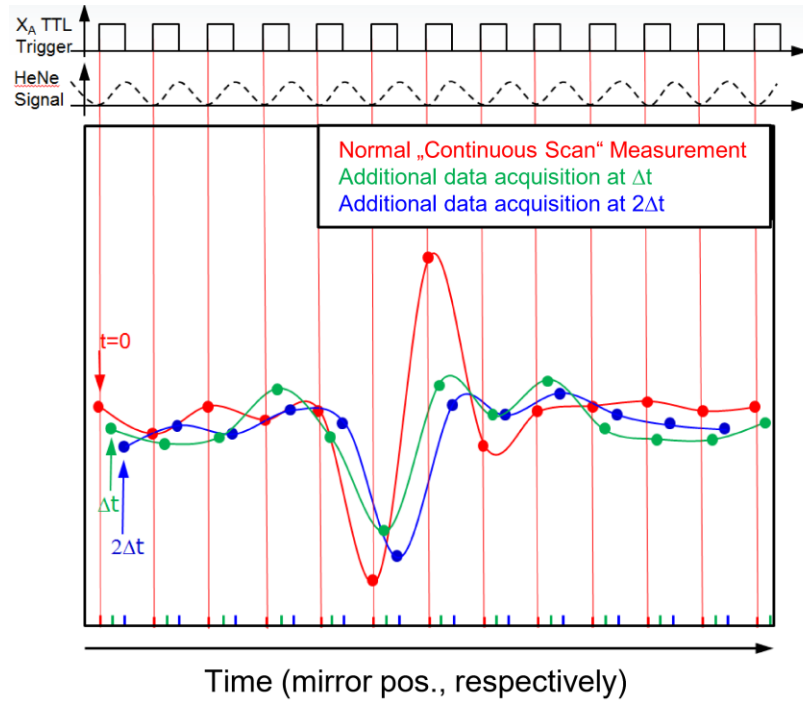


Рисунок 1.16. Измерение трёхмерной времяразрешённой интерферограммы при «вложенном» сканировании. Сверху: импульсы синхронизации для запуска исследуемого процесса ( $X_A$  TTL Trigger), совмещённые с моментом прохода нуля гелий-неонового лазера (HeNe Signal). Цветами на основном графике изображены серии измеренных точек, принадлежащих различным временным срезам.

Для этого режима измерения на исследуемый процесс накладываются более строгие условия, чем для пошагового сканирования — исследуемый процесс должен быть не просто воспроизводимым, но и запускаться по импульсу внешней синхронизации от спектрометра. При этом эксперимент должен быть завершён до момента прихода следующего импульса синхронизации  $X_A$  ( $t_{\text{exp}} < 1/X_A$ ). Скорость зеркала должна быть подстроена под время эксперимента (например, скорость зеркала  $v = 10$  кГц соответствует общему времени эксперимента  $t_{\text{exp}} < 100$  мкс, в общем случае  $t_{\text{exp}} < 1/v$ ) с учётом шага дискретизации интерферограммы, т.е. спектрального диапазона записи. Наибольший выигрыш во времени по сравнению с пошаговым сканированием достигается при исследовании процессов с высокой частотой повторения импульсов. Типичные условия эксперимента в настоящей работе — использование в качестве оптического возбуждения структур импульсных лазеров с частотой повторения импульсов в десятки Гц. Тогда скорость движения непрерывного зеркала будет близка к минимальной возможной скорости движения (10 Гц), и время записи спектра будет сравнимо с временем записи спектра при пошаговом сканировании или превышать его, поэтому этот режим записи широкого применения в работе не нашёл.

Преимущества «вложенного» сканирования:

- Временное разрешение как у пошагового сканирования (до ~нс, определяется электронной платой АЦП);
- Эффективное использование времени эксперимента;

Ограничения:

- Требует воспроизводимых процессов, запускаемых по импульсу внешней синхронизации;
- Менее гибкая методика, чем пошаговое сканирование (без модуляционных методик, без дифференциальной спектроскопии);
- Число временных срезов ограничено и определяется скоростью зеркала и интервалом дискретизации.

Таблица 2 подытоживает особенности и ограничения всех трёх режимов записи спектров при фурье-спектроскопии:

Таблица 2. Сравнение различных режимов измерения спектров, доступных в спектрометре Bruker Vertex 80v

	Rapid Scan	Step Scan	Interleaved TRS
Временное разрешение	низкое (10–100 мс)	высокое (до ~5 нс)	высокое (до ~5 нс)
Ограничения на временное разрешение	зависит от спектрального разрешения	нет	нет (но ограничено общее время выборки)
Эффективность использования времени эксперимента	высокая	низкая (длительная задержка для стабилизации зеркала)	высокая
Ограничения на исследуемый процесс	нет	воспроизводимость	воспроизводимость, запуск по синхронизации
Гибкость эксперимента	минимальная	максимальная	промежуточная

## 1.5 Методология спектроскопии фотолюминесценции, стимулированного излучения и фотопроводимости

Спектры фотопроводимости, фотолюминесценции и стимулированного излучения измерялись методом фурье-спектроскопии. Для спектроскопии фотолюминесценции и стимулированного излучения в широком температурном диапазоне образцы устанавливались на холодный палец оптического гелиевого криостата замкнутого цикла DE-202NE компании Advanced Research Systems с возможностью регулировки температуры в диапазоне 8–300 К, для спектроскопии при комнатной температуре, с целью исключить потери мощности на окнах криостата и упростить эксперимент образцы устанавливались на объёмную пластину из алюминия. Образец на холодном пальце криостата или алюминиевом теплоотводе оптически сопрягался с фурье-спектрометром Bruker Vertex 80v. Для этого применялось эллиптическое зеркало, один из фокусов которого был совмещён с наружным фокусом оптической системы фурье-спектрометра на входе  $E_1$  (см. Рисунок 1.13, точка схождения пунктирных линий), в то время как во второй фокус эллиптического зеркала устанавливался образец (см. Рисунок 1.17).

Фурье-спектрометр работал в режиме пошагового сканирования. Исследуемые образцы типично квадратной формы с длиной стороны 5–10 мм выкалывались острым скальпелем из выращенной структуры диаметром 2–3 дюйма (5–7.5 см). На Рисунке 1.17 показывает две типичных схемы экспериментальной установки для исследования спектров ФЛ. В первой из них излучение лазера накачки заводилось на образец через канал в эллиптическом зеркале и было ориентировано вдоль направления оси роста образца. Излучение ФЛ собиралось со всей поверхности структуры для максимизации сигнала ФЛ на приёмнике. Для пятен лазера диаметром больше размеров канала в зеркале преимущественно использовалась вторая схема, при которой излучение лазера заводилось сбоку под углом 45 градусов к поверхности образца, а излучение ФЛ собиралось со всей поверхности образца под углом также 45 градусов.

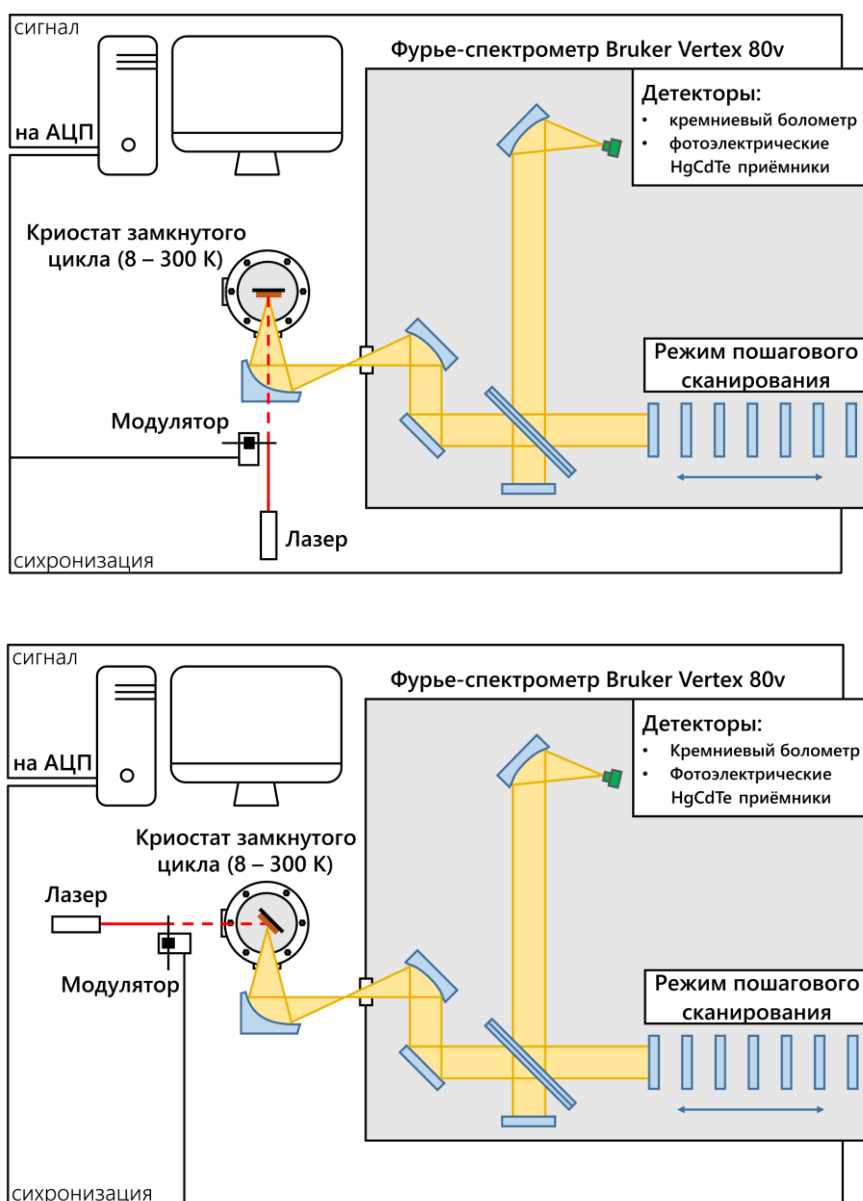


Рисунок 1.17. Два варианта геометрии эксперимента по спектроскопии фотолюминесценции, со сбором излучения по нормали к поверхности (сверху) и под углом 45 градусов (снизу).

Измерения спектров стимулированного и лазерного излучения проводились в торцевой геометрии (см. Рисунок 1.18), поскольку такая геометрия эксперимента оптимальна для наблюдения усиленного излучения, распространяющегося преимущественно вдоль плоскости КЯ. Возбуждающее излучение при исследовании СИ во всех случаях полностью покрывало поверхность образца. Из-за специфического направления роста [013], естественно сколотые грани не образуют резонатор Фабри-Перо. Таким образом, в данной работе в образцах, для которых не прикладывались специальные усилия по постростовому изготовлению резонаторных мез, исследовалось СИ, возникающее при однопроходном усилении.

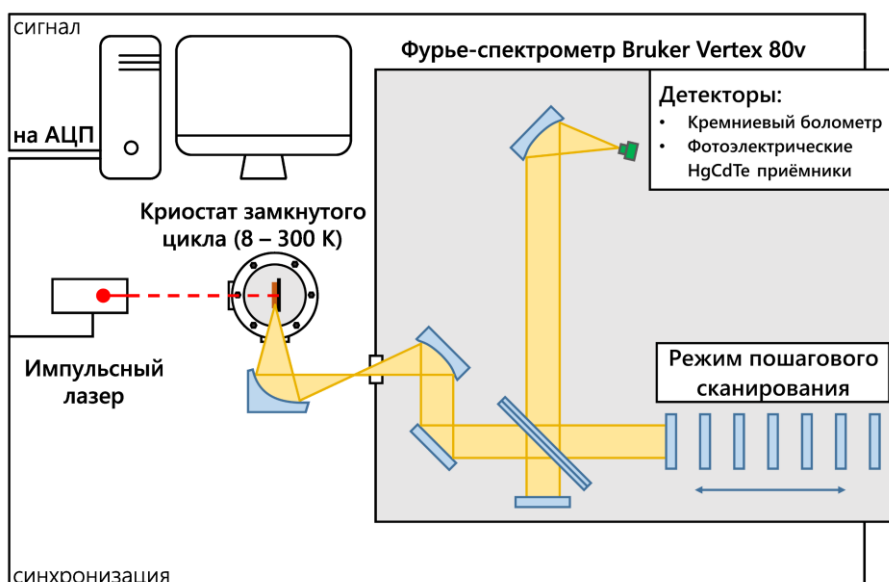


Рисунок 1.18. Геометрия эксперимента по спектроскопии стимулированного и лазерного излучения. В случае, если в качестве источника возбуждения использовался непрерывный лазер, то он модулировался механически аналогично эксперименту по спектроскопии ФЛ.

В качестве источника оптического возбуждения структур использовались различные непрерывные и импульсные лазеры ближнего и среднего ИК-диапазонов. Таблица 3 представляет собой обзор параметров использованных источников:

Таблица 3. Параметры использованных в работе источников оптического возбуждения: Тип — режим лазерной генерации, cw — непрерывный, p — импульсный;  $\lambda$  — длина волны генерации лазерного источника или доступный диапазон длин волн перестройки;  $P/E_p$  — соответственно, средняя мощность непрерывного лазера или энергия в импульсе для импульсного;  $t_p$  — длительность импульса;  $f_{гр}$  — частота повторения импульсов;  $\emptyset/W \times H$  — поперечные размеры пучка лазера на образце, диаметр или ширина  $\times$  высота соответственно

Лазер	Тип	$\lambda$ , мкм	$P/E_p$	$t_p$ , нс	$f_{гр}$ , $c^{-1}$	$\emptyset/W \times H$ , мм
Solar LQ129 Nd:YAG	p	1.064	16	10	10	8
ПГС Solar КТР ОРО	p	с: 0.41–0.68 х: 0.74–2.5	с: 5 мДж х: 3 мДж	10	10	8
ПГС Solar LP601	p	с: 0.41–0.68 х: 0.73–2.5	с: 1.5 мДж х: 1 мДж	10	10	12

OptoSystems In-fraLight-100	p	10.6	15 мДж	100	1–100	5×12
Tsunami Ti:Sapphire	cw	0.73–0.9	1.1 Вт	—	—	8
Synrad 48-1SAN	cw	10.6	12 Вт	—	—	4
Лазерные диоды	cw	0.808, 0.98, 1.55	0.07–0.5 Вт	—	—	3–10

Рассеянное излучение лазеров накачки отсекалось (ослаблялось) при помощи различных фильтров, устанавливаемых на вход спектрометра. Для источников возбуждения с длиной волны 700–1700 нм использовался фильтр из монокристаллического Ge, ограничивавший чувствительность приёмника диапазоном 550–5600  $\text{см}^{-1}$ . Для источников возбуждения с длиной волны 2000–2300 нм — фильтр из монокристаллического InAs, ограничивавшего чувствительность приёмника диапазоном 450–2700  $\text{см}^{-1}$  или комбинации дихроичных фильтров (см. Рисунок 1.19).

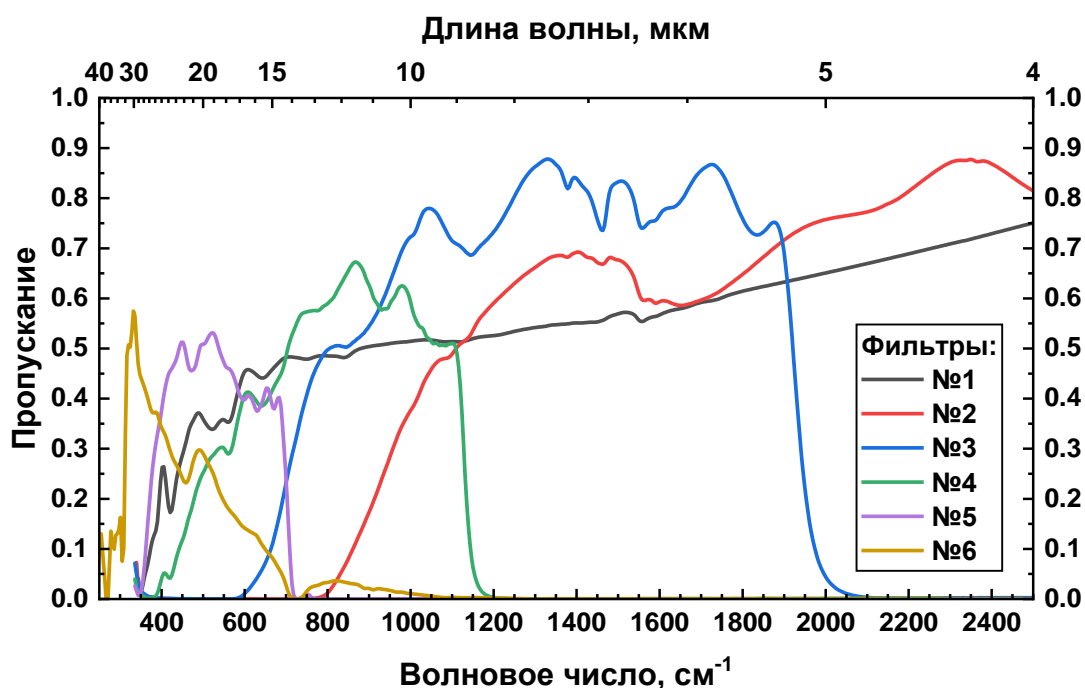


Рисунок 1.19. Спектры пропускания дихроичных фильтров, использованных в эксперименте.

При использовании  $\text{CO}_2$ -лазеров для оптического возбуждения структур в качестве фильтра использовалось входное окно спектрометра, изготовленного из поли-4-метилпентена-1, полимера, обладающим линией поглощения вблизи волнового числа 940  $\text{см}^{-1}$ , соответствующего длине волны  $\text{CO}_2$ -лазера 10.6 мкм. На Рисунке 1.20 приведён спектр пропускания излучения среднего ИК-диапазона использованным окном из поли-4-метилпентена-1.



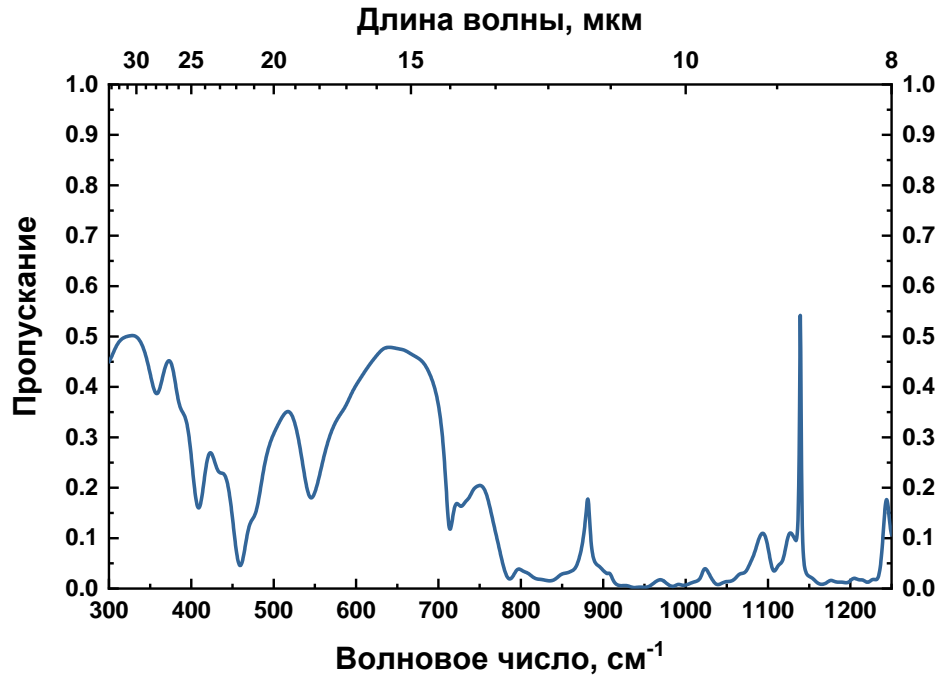


Рисунок 1.20. Спектр пропускания окна спектрометра из поли-4-метилпентена-1 (TPX).

В качестве детекторов в работе использовался следующий набор фотоэлектрических и тепловых приёмников электромагнитного излучения:

- Фотовольтаический «12 мкм» HgCdTe приёмник (BaF<sub>2</sub> окно): 12000–850 см<sup>-1</sup> с удельной обнаружительной способностью  $D^* > 3 \times 10^{10}$  см·Гц<sup>1/2</sup>·Вт<sup>-1</sup>;
- Средневолновый «16 мкм» HgCdTe приёмник (ZnSe окно): 12000–600 см<sup>-1</sup>,  $D^* > 2 \times 10^{10}$  см·Гц<sup>1/2</sup>·Вт<sup>-1</sup>;
- Длинноволновый «24 мкм» HgCdTe приёмник (KRS-5 окно): 12000–420 см<sup>-1</sup>,  $D^* > 5 \times 10^9$  см·Гц<sup>1/2</sup>·Вт<sup>-1</sup>;
- Пироэлектрический DLaTGS: 12000–250 см<sup>-1</sup>,  $D^* > 4 \times 10^8$  см·Гц<sup>1/2</sup>·Вт<sup>-1</sup>;
- Кремниевый болометр (внешний приёмник): 600–8 см<sup>-1</sup> с пороговой чувствительностью  $NEP < 10^{-13}$  Вт·Гц<sup>-1/2</sup>;
- Фотовольтаический HgCdTe Vigo PVI-4TE-10.6 (внешний приёмник):  $D^* > 2 \times 10^9$  10<sup>8</sup> см·Гц<sup>1/2</sup>·Вт<sup>-1</sup>

Сигнал с детектора выводился на малошумящий усилитель напряжения Stanford Research Systems SR-560. Запись сигнала после усиления осуществлялась высокоскоростной платой АЦП, способной производить временные срезы сигнала через каждые 5 нс, поэтому временное разрешение всего метода определялось характерным временем приёмника или полосой пропускания усилителя, и в лучшем случае составляло ~ 350 нс. В случае непрерывного возбуждения применялась модуляционная методика, при которой для усреднения результатов перед записью в АЦП использовался синхронный детектор Stanford Research Systems SR-810.

Спектроскопия фотопроводимости (см. Рисунок 1.21) проводилась при температурах жидкого гелия или жидкого азота. Образец монтировался на конец световодной вставки, которая помещалась в соответствующий транспортный сосуд Дьюара, СТГ-40 или СК-40. Излучение в световод заводилось из фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, оптический тракт которого был откачан до давления 1.5 гПа для минимизации поглощения длинноволнового излучения атмосферным воздухом. Участок световода, помещённый в сосуд Дьюара, изолировался от вакуумированного внутреннего объёма спектрометра полиэтиленовым или кристаллическим КРС-5 фильтром.

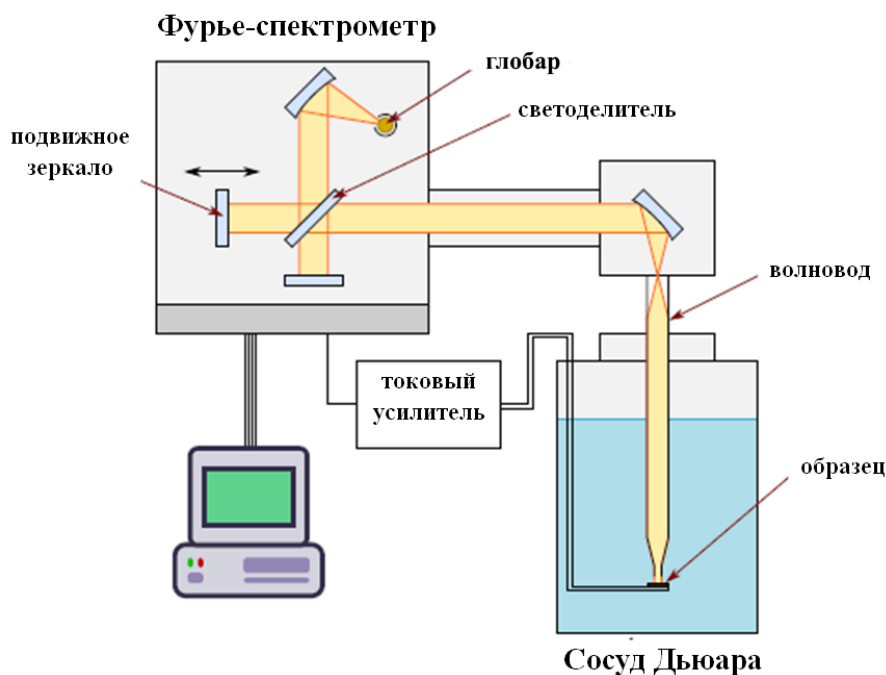


Рисунок 1.21. Схема установки для измерения спектров ФП структур [47].

Источником излучения служил глобар с температурой  $\sim 1000$  К. Постоянное напряжение смещения подавалось на образец малошумящим токовым усилителем Stanford Research Systems SR-570. Для усиления сигнала фотоотклика образца последовательно использовались токовый усилитель Stanford Research Systems SR-570 и малошумящий усилитель напряжения Stanford Research Systems SR-560. Спектрометр работал в режиме непрерывного сканирования, сигнал от образца оцифровывался комплектным внешним блоком АЦП разрядностью 24 бита. После записи спектров ФП исследуемых структур записывались спектры пропускания оптического тракта при помощи неселективного приёмника DLaTGS, характеризующие спектральные особенности источника, делителя и изолирующей вставки. Полученные спектры пропускания использовались для нормировки спектров ФП.

## 1.6 Методика постростовой характеристики структур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe методами спектроскопии фотопроводимости и фотолюминесценции

Технология молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) HgCdTe структур, разработанная в ИФП СО РАН группой Н. Н. Михайлова, обеспечивает рост высококачественных структур (объёмных плёнок и гетероструктур с КЯ) с *in situ* эллипсометрическим контролем толщин и состава слоёв. Метод хорошо себя зарекомендовал при определении параметров объёмных плёнок, но точное определение содержания Cd в узких слоях толщиной в единицы нанометров для эллипсометрии до сих пор представляет сложную задачу. Альтернативным методом характеристики параметров структур могут служить постростовые спектроскопические исследования структур. В данном подразделе приводится пример подробной постростовой характеристики структур методом спектроскопии ФП и ФЛ. Помимо энергии межзонных переходов, спектры ФЛ и ФП могут дать информацию и о переходах с участием примесных и дефектных уровней в полупроводнике, что также будет отображено далее. Исследование подобных примесных переходов представляет интерес в первую очередь для фотосопротивлений и фотовольтаических структур, так как в них безызлучательная рекомбинация Шокли-Рида-Холла задействует переходы носителей заряда на примесные уровни [48, 49], однако переходы с участием примесных уровней могут влиять и на работу излучателей, особенно в режиме малой выходной мощности и режиме непрерывной генерации излучения.

В подразделе обсуждается *ex situ* характеристика волноводной гетероструктуры, с энергией межзонных переходов, соответствующей длинам волн вблизи 30 мкм. На основе уточнённых параметров квантовых ям оценивается величина пороговой энергии оже-рекомбинации, и анализируется возможность достижения генерации СИ в структуре. Помимо межзонных переходов, в спектрах ФЛ впервые наблюдались особенности, ассоциируемые с переходами между континуумом валентной зоны и резонансным состоянием акцептора.

Исследованная волноводная гетероструктура 170331 выращена методом МПЭ на полупроводящей GaAs (013) подложке. В волновод структуры помещён массив из 10 КЯ с номинальным содержанием Cd  $x_{Cd}=0$ , разделённых барьерными слоями из широкозонного  $Cd_{0.58}Hg_{0.42}Te$ . Массив КЯ помещался в пучности расчётной  $TE_0$ -моды. Для уточнения параметров структуры сравнивались данные, полученные из спектров, с результатами теоретических расчетов, выполненных в рамках модели Берта-Форемана с гамильтонианом Кейна  $8 \times 8$  с параметрами, зависящими от температуры [50]. Значение пороговой энергии оже-рекомбинации находилось методом поиска условного экстремума [51]. При расчёте энергий ионизации вакансии ртути учитывались

химический сдвиг и влияние «зарядов-изображений», возникающих из-за разной диэлектрической проницаемости слоев гетероструктуры. Более подробно используемый метод описан в работе [52].

Рисунок 1.22 демонстрирует спектры ФП исследованной структуры, измеренные при температурах жидкого гелия и азота. На обоих спектрах видна резкая красная граница, соответствующая переходу между фундаментальными подзонами размерного квантования ( $v1-c1$ ). Также в области энергий вблизи 250 мэВ на обоих спектрах прослеживается особенность, соответствующая энергии перехода между первыми возбуждёнными подзонами ( $v2-c2$ ). При температуре жидкого азота пик на 250 мэВ накладывается на провал в области 280–300 мэВ, обусловленный поглощением в азоте.

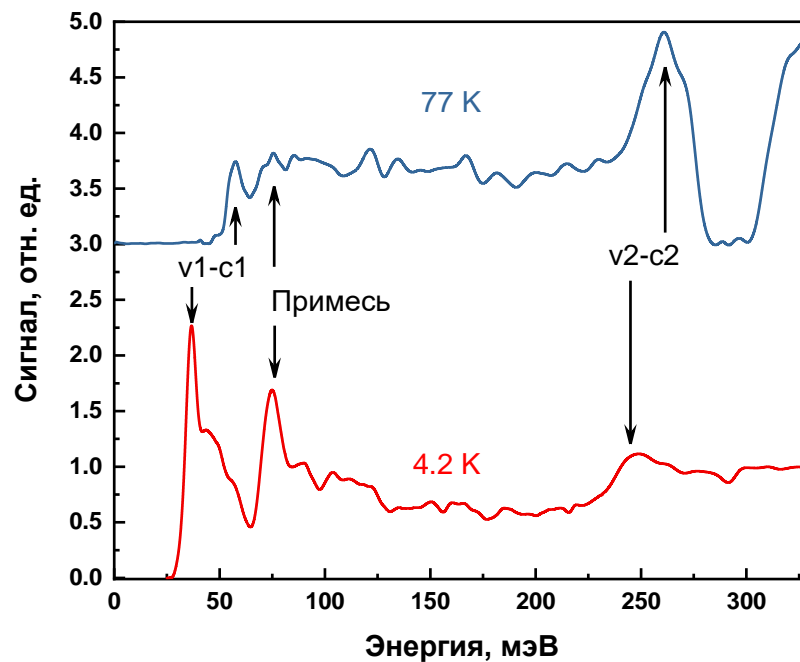


Рисунок 1.22. Спектры фотопроводимости исследуемой структуры при температурах 4.2 и 77 К.

Как видно из рисунка, с ростом температуры для обоих переходов наблюдается синее смещение, что согласуется с ожидаемой нормальной зонной структурой в КЯ. Температурный сдвиг перехода  $v2-c2$  меньше, чем перехода  $v1-c1$ , что объясняется более слабой температурной зависимостью положения экстремумов подзон  $c2$  и  $v2$  за счёт их большей удаленности от «дна» КЯ. Для оценки сдвига Бурштейна-Мосса темновая концентрация носителей оценивалась по площади кривой циклотронного резонанса и составляла  $2.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ .

На основе измеренного сдвига положения наблюдаемых переходов с ростом температуры можно уточнить параметры КЯ, полученные в ходе *in situ* характеристики, поскольку положение переходов и их температурный сдвиг зависит от параметров КЯ. Сопоставив теоретические расчёты температурной зависимости положения межзонных переходов (переход  $v1-c1$ ) с

измеренными в эксперименте, возможно уточнить переданные технологами параметры — ширину ямы и содержание Cd в ней. Аналогичные расчеты можно провести и для переходов  $\nu_2$ -с2, учёт обоих переходов позволяет повысить точность определения параметров КЯ. Кроме того, использование возбуждённых переходов важно для характеристики структур с малой  $E_g$ , красная граница межзонных переходов которых может накладываться на особенности спектров ФП, связанные, например, с полосой остаточных лучей в GaAs подложке. Наилучшее согласие между наблюдаемой картиной ФП и результатами расчётов достигается при значении параметров КЯ  $x_{Cd}=0.102$ ,  $d=11$  нм. При таких параметрах рассчитанные энергии и переходов  $\nu_1$ -с1, и  $\nu_2$ -с2 согласуются со спектрами ФП. За счёт высокого содержания Cd в КЯ при относительно узкозонных барьерах ( $x_{Cd}=0.58$ ), величина пороговой оже-рекомбинации составляет всего 8 мэВ, практически в 2 раза ниже, чем в других волноводных структурах с близкой целевой длиной волны генерации СИ [30].

На Рисунке 1.23 приведены спектры ФЛ в диапазоне температур от 10–70 К, на которых отчётливо прослеживаются две линии излучения: длинноволновая вблизи  $\sim 37$  мэВ коротковолновая на 74 мэВ. Первая линия с хорошей точностью соответствует положению красной границы спектров ФП и смещается в короткие волны с ростом температуры, поэтому естественно связать ее с межзонным переходом. Положение второй, коротковолновой линии ФЛ соответствует особенности на спектре ФП в окрестности  $\sim 75$  мэВ и не меняется с ростом температуры. Причём вторая линия ФЛ быстро гаснет с ростом температуры, и уже при температурах  $>50$  К амплитуда линии сливается с уровнем шумов. Тем не менее, особенность на  $\sim 75$  мэВ на спектре ФП проявляется и при 77 К, хоть и выражена слабо. Поскольку температурная зависимость положения обсуждаемой особенности на спектрах ФП и ФЛ отсутствует, она не может быть обусловлена межзонными переходами, имеющими резкую зависимость от температуры. Логично связать наблюдаемую особенность с переходами между одной из зон и состоянием примеси/дефекта, привязанному к той же зоне. Поскольку эффективная масса электронов в узкозонных твердых растворах HgCdTe очень мала, энергия связи  $\sim 75$  мэВ может соответствовать лишь акцепторным центрам.

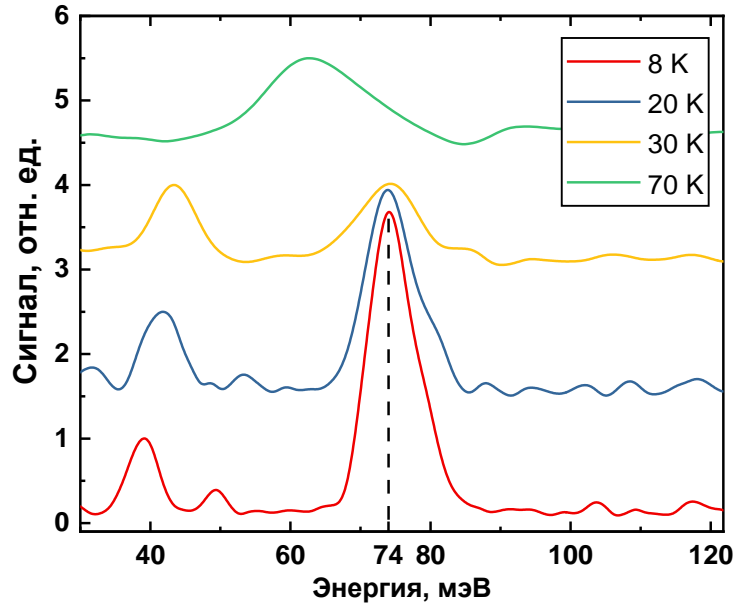


Рисунок 1.23. Нормированные спектры стационарной фотолуминесценции при различных температурах.

Стоит отметить, что в твёрдых растворах HgCdTe всегда присутствуют как минимум двухзарядные акцепторы — вакансии ртути, возникающие по причине слабости химических связей атомов ртути. Но наблюдаемые линии ФЛ и ФП по энергии находятся выше края межзонных переходов, что отличает их от типичного случая, когда спектральные особенности обусловлены переходами зона-локализованное состояние в запрещенной зоне. В случае структуры 170331, по всей видимости, состояния акцепторов — резонансные, т.е. лежат в континууме зоны проводимости. Подобные состояния ранее наблюдались только в спектрах ФП объемных пленок HgCdTe [53].

В структурах на основе соединения HgCdTe распространённым нульмерным дефектом является вакансия ртути — двухвалентный акцептор [25, 54]. Он может находиться в трёх зарядовых состояниях: нейтральный  $A_2^0$ -центр, частично ионизованный  $A_2^{-1}$ -центр и полностью ионизованный  $A_2^{-2}$ -центр [55]. При этом в гетероструктурах с малой шириной запрещённой зоны, соответствующей диапазону длин волн больше  $\sim 25$  мкм, уровни акцепторов могут оказаться в зоне проводимости, состояния станут резонансными, описание и идентификация таких состояний является отдельной интересной задачей.

Для трёх возможных зарядовых состояний акцептора наблюдаемыми в эксперименте величинами могут быть энергии ионизации  $A_2^0$  и  $A_2^{-1}$ -центров, которые мы обозначим  $E_0$  и  $E_1$  соответственно. Рисунок 1.24(а) показывает рассчитанную зависимость энергии ионизации  $E_1$  от местоположения акцептора в квантовой яме. Как видно из рисунка, энергия связи  $A_2^{-1}$ -центра в центре КЯ составляет  $\sim 77$  мэВ, и соответствующий ему уровень лежит в зоне проводимости ( $E_g$  в

структуре составляет  $\sim 37$  мэВ). При этом энергия ионизации  $A_2^0$ -центра в центре КЯ составляет 34.7 мэВ, и соответствующий уровень лежит в запрещённой зоне. Рисунок 1.24(b) отображает рассчитанную зонную диаграмму структуры 170331 с уровнями акцепторов  $E_0$  и  $E_1$ . Распределение вакансий ртути по зарядовым состояниям зависит от положения уровня Ферми. Изучаемая структура обладает электронным типом проводимости, уровень Ферми находится вблизи края зоны проводимости КЯ, и локализованные акцепторные уровни в запрещенной зоне свободны от дырок.

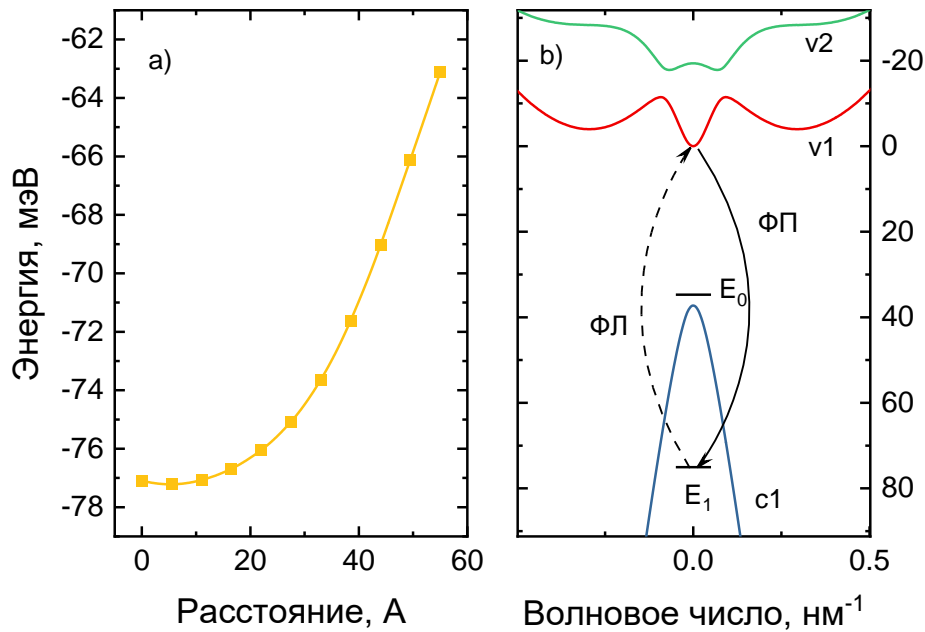


Рисунок 1.24. *a* — зависимость энергии ионизации  $A_{2-1}$ -центра от положения в КЯ; *b* — схема уровней вакансий ртути центров в исследуемой структуре. Стрелками показаны переходы, наблюдаемые на спектрах фотолуминесценции и фотопроводимости.

Таким образом, для вакансии ртути в квантовой яме гетероструктуры реализуется ситуация, когда к вакансии может быть привязан один электрон, но не может быть привязан второй. Так как структура *n*-типа, электронов с донорных уровней больше, чем с акцепторных центров, все двухвалентные акцепторы в квантовой яме гетероструктуры будут находиться в зарядовом состоянии  $A_2^{-1}$ . Эти центры формируют особенность на спектре фотопроводимости: электрон при захвате фотона с энергией ионизации  $A_2^{-1}$ -центра переходит на резонансное состояние акцептора  $E_1$ . При распаде резонансного состояния электрон остаётся в зоне проводимости, а дырка — в валентной зоне. Так возникает сигнал фотопроводимости правее полосы межзонных переходов (см. Рисунок 1.24(b), сплошная стрелка). Следует отметить, что при размещении вакансии ртути в барьерном слое, её энергия связи резко уменьшается, поэтому состояния лежат в запрещенной

зоне. В структуре n-типа такие центры находятся в зарядовых состояниях  $A_2^{-2}$  и не дают вклад в фотопроводимость.

В то же время и  $A_2^{-1}$ -центры в КЯ, и  $A_2^{-2}$ -центры в барьерных слоях могут давать вклад в формирование спектра ФЛ. При этом на спектре должны наблюдаться особенности на энергиях ионизации  $A_2^0$ -центров (в КЯ) и  $A_2^{-1}$ -центров (в барьере). Поскольку эти энергии меньше  $E_g$ , при переходах с участием этих центров должны наблюдаться линии ФЛ левее края межзонных переходов. В равновесном случае излучательные переходы с энергией  $E_1$  в валентную зону невозможны, поскольку они обусловлены захватом дырок на  $A_2^{-2}$ -центры в КЯ, отсутствующие в равновесии. Тем не менее наиболее интенсивная линия ФЛ при низких температурах соответствует энергии ионизации именно  $A_2^{-1}$ -центров в КЯ. Подобные центры могут наблюдаться в неравновесных условиях: при генерации электронно-дырочных пар в барьерных слоях, электроны за счёт высокой подвижности быстро диффундируют в КЯ и захватываются там. Электрон захватывается на резонансное состояние  $A_2^{-1}$ -центра, благодаря чему возникнет полностью ионизованная вакансия ртути, и далее на такой  $A_2^{-2}$ -центр может быть захвачена дырка из валентной зоны с испусканием кванта излучения с энергией  $E_1$ . При этом время распада резонансного состояния  $A_2^{-2}$ -центра из-за взаимодействия с континуумом зоны проводимости должно быть больше времени излучательного перехода дырки на центр, что становится возможным благодаря более высокой плотности вероятности обнаружения электрона на резонансном состоянии (относительно других состояний в зоне проводимости) [56].

Была предпринята попытка получить генерацию СИ в структуре при оптическом возбуждении импульсным  $CO_2$ -лазером, которая успехом не увенчалась. Для анализа наблюдаемого в эксперименте отсутствия СИ было рассчитано значение пороговой энергии оже-рекомбинации для уточнённых методом спектроскопии межзонной ФЛ и ФП параметров КЯ, которое составило 8 мэВ. Однако из литературы известно [30], что в волноводных гетероструктурах с КЯ  $HgCdTe/CdHgTe$  с пороговой энергией оже-процесса порядка 20 мэВ при схожих параметрах эксперимента удаётся наблюдать СИ на длине волны в окрестности 30 мкм. Стоит отметить, что в обоих случаях пороговая энергия существенно превышает температуру решётки, равную 8 К (что соответствует энергии  $\sim 1$  мэВ), и в случае равенства температуры носителей заряда температуре решётки, оже-рекомбинация должна быть подавлена.

Оценки коэффициента материального усиления для аналогичных исследуемой квантовых ям дают значения на уровне  $\sim 5000$   $cm^{-1}$  при концентрации носителей заряда  $2 \cdot 10^{11}$   $cm^{-2}$  в структурах с 20 КЯ, что позволяет рассчитывать на получение СИ во всем диапазоне длин волн от 20 до 50 мкм (при температуре решетки в 4.2 К и носителей в 77 К) [57]. Для длин волн в окрестности  $\sim 30$  мкм требуемый уровень коэффициента усиления для генерации СИ существенно меньше



— не более  $300 \text{ см}^{-1}$ . Подобная величина коэффициента усиления достигается [57] уже при концентрации носителей заряда  $\sim 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , для которой при 8 К вероятность оже-рекомбинации все ещё ниже вероятности излучательной рекомбинации [58]. Таким образом, отсутствие СИ в структурах с пороговой энергией оже-рекомбинации  $< 20 \text{ мэВ}$  свидетельствует в пользу существенной отстройки температуры носителей заряда от температуры решетки (более чем на 80 К), т.е. об определяющей роли разогрева носителей заряда.

В заключение, в подразделе проведена *ex situ* характеристика структуры с целевой длиной волны СИ в окрестности 30 мкм методом спектроскопии ФП и ФЛ. На основе уточнённых в ходе характеристики параметров КЯ для исследуемой структуры была оценена величина пороговой энергии оже-рекомбинации, и показано, что генерация межзонного СИ ограничена разогревом носителей заряда. Помимо межзонных переходов, на спектрах ФП и ФЛ идентифицированы особенности, ассоциированные с резонансным состоянием вакансии ртути. Предложен механизм возникновения наблюдаемых в эксперименте спектральных особенностей как при квазиравновесных условиях (при спектроскопии ФП), так и неравновесных (при спектроскопии ФЛ).

## 2. Исследование стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в диапазоне длин волн 10–31 мкм

### 2.1 Введение

Во введении была сформулирована проблема разработки компактных когерентных излучателей в терагерцовом зазоре, диапазоне длин волн 25–55 мкм. Исследуемые в работе волноводные гетероструктуры с КЯ HgCdTe/CdHgTe являются одним из кандидатов для разработки межзонных лазеров в данном диапазоне. В настоящем разделе обсуждаются результаты, полученные в ходе исследований длинноволнового стимулированного излучения в таких структурах. При этом в исследованиях длинноволнового СИ, описываемых в данном разделе, можно выделить два основных направления: продвижение длины волны межзонной генерации в диапазон терагерцового зазора, не покрываемый квантово-каскадными лазерами, и генерация стимулированного излучения при непрерывном оптическом возбуждении, поскольку именно непрерывные источники предпочтительны для спектроскопических применений.

Для продвижения длины волны межзонной генерации лазера на основе гетероструктур HgCdTe в терагерцовый зазор при сопутствующем сохранении или увеличении рабочей температуры необходима оптимизация параметров как активной области – квантовых ям, так и конструкции диэлектрического волновода. Инжиниринг зонного спектра КЯ необходим для увеличения пороговой энергии безызлучательной оже-рекомбинации, а оптимизация волновода – для подавления т.н. модовых потерь, более подробно оба этих вопроса будут рассмотрены в подразделе 2.5.

Что касается проблемы генерации стимулированного излучения при непрерывном оптическом возбуждении, то она исследовалась в структурах с целевыми длинами волн в более коротковолновом диапазоне 10–14 мкм. Данный диапазон, с одной стороны, пересекается с окном прозрачности атмосферы 8–13 мкм, что упрощает сбор излучения и анализ спектров. С другой стороны, в этом диапазоне решёточное и друдевское поглощение в исследуемых структурах мало, что обуславливает относительно низкие пороги генерации СИ в импульсном режиме и позволяет использовать непрерывные источники возбуждения с относительно невысокой плотностью мощности на уровне единиц Вт/см<sup>2</sup>. При этом оже-рекомбинация при низких температурах в силу высокой пороговой энергии не вызывает разогрев носителей заряда.

## 2.2 Обзор литературы

Многие прикладные задачи спектроскопии в среднем инфракрасном (ИК) и терагерцовом (ТГц) диапазонах, такие как спектроскопия газов и твёрдых тел, мониторинг окружающей среды, контроль промышленных процессов и медицина, требуют разработки компактных источников когерентного излучения, в частности, полупроводниковых лазеров. В среднем ИК- и ТГц-диапазонах широко представлены различные конструкции т.н. квантово-каскадных лазеров (см. Рисунок 2.1). ККЛ представляют собой униполярный полупроводниковый прибор, в котором усиление излучения достигается на переходах электронов между различными подуровнями квантования в каскаде туннельно-связанных квантовых ям. В основе ККЛ среднего ИК-диапазона лежат полупроводниковые соединения  $A^{III}B^V$ , в особенности, гетеропары GaAs/AlGaAs и InGaAs/InAlAs/InP.

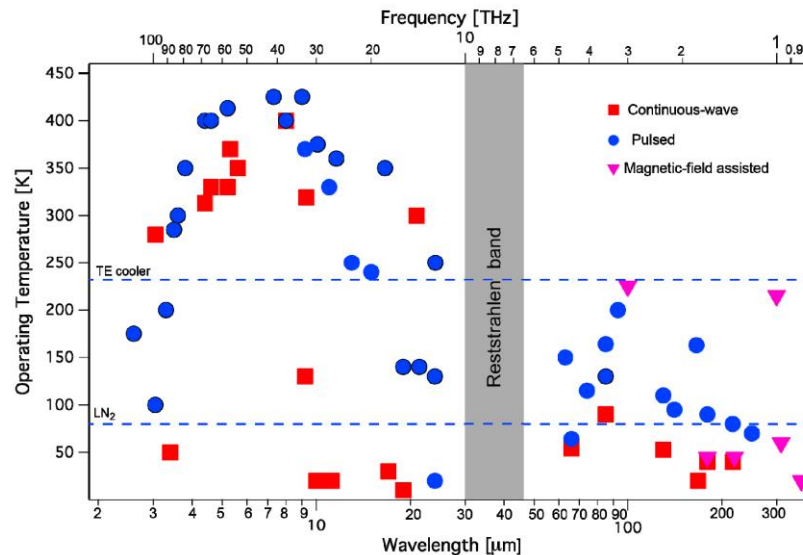


Рисунок 2.1. Сводный обзор температурных характеристик (зависимость максимальной температуры генерации от частоты генерации) конструкций квантово-каскадных лазеров, работающих в различных режимах, на 2015 год. Reststrahlen band — полоса остаточных лучей соединений  $A^{III}B^V$ , лежащих в основе лазеров на обсуждаемых гетеропарах [59].

Как видно из рисунка, к настоящему моменту в ККЛ среднего ИК-диапазона на основе представленных материалов была продемонстрирована лазерная генерация в спектральном диапазоне 3.5–20 мкм в непрерывном режиме при комнатной температуре. Тем не менее, существует диапазон длин волн 25–55 мкм — терагерцовый зазор — в большей части которого работа ККЛ на основе упомянутых выше гетеропар невозможна из-за сильного поглощения на оптических фонах. В литературе представлено лишь несколько работ, посвящённых возможности генерации при криогенной температуре в коротковолновой части этого диапазона на некоторых

подобранных длинах волн, соответствующих минимумам фоновому поглощения: 24 мкм [60], 25 мкм [61] и 28 мкм [62]. Несмотря на значительный прогресс в разработке ККЛ на гетеропаре InAs/AlSb, излучательная способность ККЛ среднего ИК-диапазона в длинноволновой области всё ещё ограничена, и 28 мкм остаются наибольшей длиной волны, достигнутой в них на данный момент.

С другой стороны от терагерцового зазора представлены конструкции т.н. «терагерцовых» ККЛ, генерирующих излучение на единицах ТГц при температурах ниже комнатной (см. Рисунок 2.2). Максимальная температура генерации в 250 К наблюдается в лазере из работы [63], рассчитанном на генерацию вблизи 4 ТГц (75 мкм). Как видно из рисунка, для прочих конструкций ТГц-ККЛ, известных из литературы, максимальная температура генерации лежит ниже 200 К и падает при отстройке от оптимального диапазона 3–4 ТГц. К настоящему моменту, наибольшая частота генерации ТГц-ККЛ, заявленная в литературе для лазеров на основе традиционного полупроводника GaAs/AlGaAs, составляет 5.7 ТГц (52.6 мкм) для непрерывного режима работы и 6 ТГц (50 мкм) для импульсного [64].

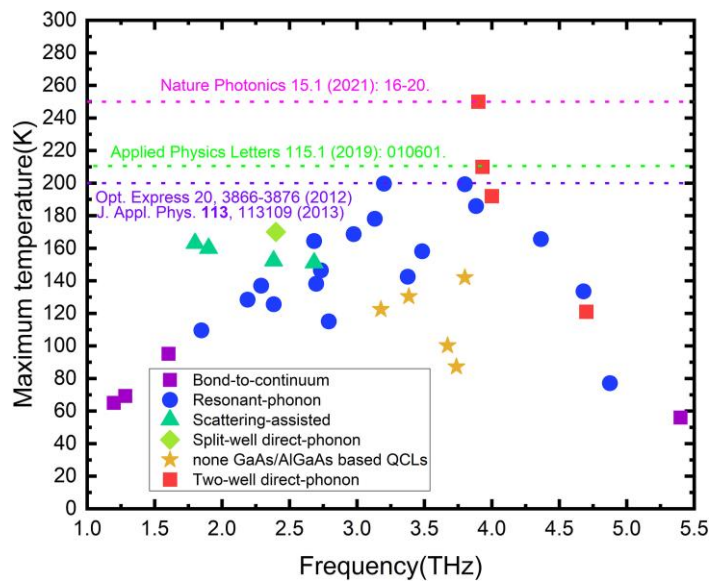


Рисунок 2.2. Сводный обзор температурных характеристик (зависимость максимальной температуры генерации от частоты генерации) различных конструкций ТГц квантово-каскадных лазеров без приложения внешнего магнитного поля на 2021 год. Наиболее высокая рабочая температура достигается в импульсном режиме генерации. Цветом обозначены различные типы конструкций лазеров, а оранжевыми звездами показаны результаты ТГц-ККЛ, основанных на гетеропарах, отличных от GaAs/AlGaAs [65].

Возможные решения актуальной проблемы перекрытия терагерцового зазора полупроводниковыми лазерами делятся на два основных подхода. Первый из них заключается в создании ККЛ в терагерцовом зазоре на альтернативных полупроводниковых системах, частоты оптических фононов в которых отстроены от таковых для AlGaAs (см. Рисунок 2.3). В лазерах на основе

широкозонных полупроводников с более высокой частотой оптических фононов предполагается подавление обратного теплового заброса носителей на верхний лазерный уровень за счёт относительно большой энергии оптического фонона, что, в теории, позволяет реализовать ТГц-генерацию при комнатной температуре. В литературе рассматривался ряд таких полупроводниковых систем в качестве потенциальных кандидатов для ККЛ: известны теоретические исследования GaN [66, 67, 68, 69], ZnO [70, 71], ZnSe [72, 73], GaInP [74] в качестве материала активной области. Что касается экспериментальных результатов, то в лазерах на основе GaN [75] и ZnO [76] удалось наблюдать спонтанную электролюминесценцию. Стоит оговориться, что для GaN ККЛ та же научная группа, что получила спонтанную электролюминесценцию, заявляла о наблюдении лазерной генерации на частотах 5 и 7 ТГц при околотемиельных температурах [77], однако публикации в рецензируемом научном издании не последовало. В лазерах же на основе узкозонных полупроводников, частоты оптических фононов в которых меньше чем в AlGaAs, предсказывается достижение усиления излучения на меньшем числе каскадов за счёт меньшей эффективной массы электронов, что смягчает требования к ростовой технологии. ТГц-ККЛ на основе таких полупроводников рассматривались в литературе лишь теоретически: In(Ga)Sb [78, 79] и HgCdTe [31, 32].

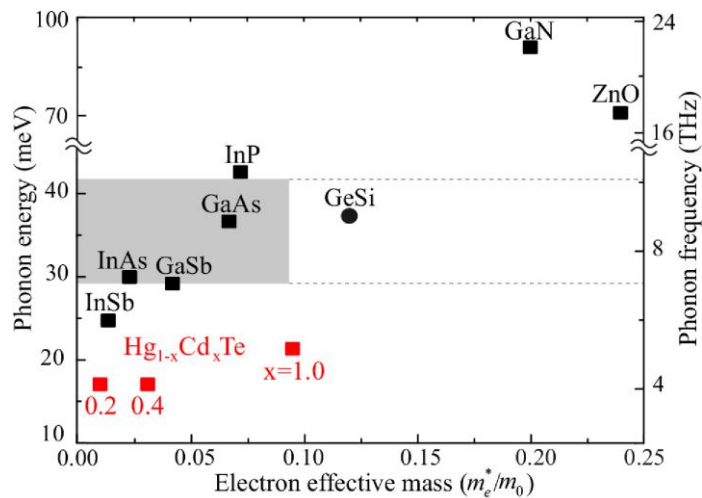


Рисунок 2.3. Обзор полупроводниковых соединений-кандидатов для ККЛ на диапазон терагерцового зазора (terahertz gap). По горизонтальной оси отложены эффективные массы электрона в полупроводниках, по вертикальной — энергии (частоты) продольных оптических фононов в них. Полярные полупроводники обозначены квадратами, неполярный GeSi — кружком. Полоса остаточного излучения фононов в GaAs обозначена частично закрашенной областью. Параметры для HgCdTe приведены для трёх различных содержаний Cd в твёрдом растворе [31].

Второй подход к перекрытию терагерцового зазора состоит в использовании длинноволновых межзонных полупроводниковых лазеров, имеющих сравнительно простые конструкции активной области в сравнении с ККЛ и, следовательно, менее требовательных к совершенству

ростовой технологии. Основным препятствием для лазерной генерации в длинноволновых межзонных источниках являются безызлучательные механизмы рекомбинации, в первую очередь, оже-рекомбинация. В межзонных лазерах дальнего ИК-диапазона, из-за уменьшения ширины запрещённой зоны, оже-рекомбинация играет важную роль даже при низкой концентрации носителей. Она уменьшает время жизни носителей заряда и вызывает их разогрев, что приводит к размытию спектра усиления, повышению пороговой плотности тока/интенсивности оптического возбуждения и снятию инверсии населённостей. Оже-рекомбинация представляет собой трёхчастичный процесс, в котором электрон-дырочная пара рекомбинирует и передает энергию третьему носителю. Наиболее вероятный ССНС оже-процесс задействует два электрона из основной подзоны проводимости и дырку из основной валентной подзоны, без переходов в более высокие подзоны. В ходе такого оже-процесса общая кинетическая энергия исходной системы должна превышать определенное пороговое значение, чтобы выполнялись законы сохранения энергии и импульса [80, с. 191].

Фактором, существенно влияющим на вероятность оже-рекомбинации, является симметрия электронной и дырочной дисперсионных кривых [81]. Подобного рода симметрия приводит к возникновению значительного энергетического порога для оже-процессов. В частности, для некоторых видов законов дисперсии, например, гиперболических законов дисперсии носителей заряда (при ненулевой ширине запрещённой зоны), оказывается невозможным выполнение законов сохранения энергии и квазиимпульса в ходе оже-процесса при любой начальной энергии трёхчастичной системы. Как результат, оже-процессы оказываются запрещены или существенно подавлены.

В этом отношении лазеры на халькогенидах свинца-олова являются ярким примером, поскольку гиперболический закон дисперсии позволяет им работать при низких температурах во всём среднем ИК-диапазоне до длин волн вблизи 50 мкм [82, 83]. Стоит отметить, однако, высокий уровень остаточного легирования и большое рассогласование компонентов твёрдого раствора в таких материалах, осложняющее формирование гетероструктур с квантовыми ямами, предпочтительными для создания лазеров. Совокупность технологических особенностей роста препятствует широкому распространению излучателей на халькогенидах свинца-олова и их практическое применение.

Другим перспективным полупроводником с линейным законом дисперсии, привлёкшим в последнее время внимание как материал для создания ТГц-лазеров, является графен. В графене энергия продольного и поперечного оптических фононов достаточно высокая (~175-200 мэВ), поэтому поглощение на оптических фононах слабо влияет на усиление ТГц-излучения. К настоящему моменту в графене уже наблюдалась генерация [84, 85] и усиление [86] ТГц-излучения.

Тем не менее, максимальный коэффициент усиления при нормальном падении ТГц-волны на слой графена не превышает 2.3%. Другая важная проблема состоит в получении одночастотной генерации. Поскольку графен представляет собой бесщелевой полупроводник, спектр усиления в нём широкий, таким образом, требуется создание резонатора для лазера с высокой добротностью для определенной частоты. Также нельзя не отметить наличие в графене достаточно эффективной оже-рекомбинации, которая вызывает разогрев носителей заряда и снимает инверсию населённостей, что существенно осложняет разработку лазеров.

И, наконец, одной из наиболее интересных полупроводниковых систем, в которой можно добиться симметричного квазирелятивистского закона дисперсии носителей заряда, являются гетероструктуры с КЯ на основе HgCdTe. Твёрдые растворы HgCdTe уже упоминались ранее как один из кандидатов для реализации ТГц-ККЛ за счёт сдвинутой в длинноволновую область полосы фононного поглощения по сравнению с GaAs. Энергия CdTe-подобных оптических фононов в узкозонных составах HgCdTe лежит вблизи 20 мэВ, а HgTe-подобных — 15 мэВ [87], благодаря чему решёточное поглощение не препятствует генерации стимулированного излучения (СИ) в диапазоне длин волн 10–30 мкм. Хотя твёрдые растворы HgCdTe рассматривались в качестве полупроводниковой системы для излучателей среднего инфракрасного диапазона ещё несколько десятилетий назад, в отличие от лазеров на халькогенидах свинца-олова, их аналоги на основе HgCdTe никогда не были продемонстрированы для длин волн более 5.3 мкм [26].

Продвижение генерации в более длинноволновый спектральный диапазон представлялось труднодостижимым из-за сильной оже-рекомбинации, которая является доминирующим каналом межзонной рекомбинации в объемных слоях HgCdTe при высокой плотности носителей заряда. Однако оже-процессы оказывают незначительное влияние на межзонную рекомбинацию при низкой концентрации носителей, поэтому твёрдые растворы HgCdTe широко используются для создания чувствительных приёмников среднего ИК-диапазона [25]. Последний фактор вызвал быстрый прогресс в технологии эпитаксии гетероструктур с КЯ HgTe/HgCdTe, в то время как технология роста гетероструктур на основе твёрдых растворов халькогенидов свинца-олова сталкивалась с существенными затруднениями. В результате лазеры на солях свинца отошли на второй план, уступив место квантово-каскадным лазерам (ККЛ) в среднем инфракрасном диапазоне. Непрерывная перестройка длины волны в широком диапазоне также является преимуществом потенциальных межзонных лазеров на основе HgCdTe по сравнению с ККЛ, которые, как правило, превосходят длинноволновые межзонные лазеры во многих других аспектах.

Недавно было показано, что узкие квантовые ямы HgTe/HgCdTe обеспечивают квазирелятивистские законы дисперсии носителей заряда, способные подавлять оже-рекомбинацию [34, 88, 89]. В этом отношении интересно пересмотреть возможность лазерной генерации в HgCdTe,

уделив особое внимание диапазону терагерцового зазора, в котором ККЛ на данный момент недоступны. С другой стороны, хоть когерентное излучение структур на основе твёрдых растворов HgCdTe было продемонстрировано на длине волны 31 мкм, лежащей в терагерцовом зазоре [30], диапазон между 24 мкм и 31 мкм был перекрыт не полностью из-за поглощения излучения моды в GaAs подложке.

Также важно отметить, что до настоящего времени лазерное или однопроходовое стимулированное излучение в HgCdTe в длинноволновой области наблюдалось лишь в импульсном режиме, в то время как прикладная спектроскопия заинтересована в источниках непрерывного когерентного излучения. Поэтому получение генерации СИ в HgCdTe в непрерывном режиме представляет собой актуальную прикладную задачу.

### 2.3 Исследованные структуры

Все исследованные в данном разделе структуры можно разбить на две группы: выращенные на полуизолирующей GaAs подложке (i-GaAs) и выращенные на сильнолегированной GaAs подложке ( $n^{++}$ -GaAs). Кристаллографическая ориентация подложки для всех структур была одинакова – (013). Параметры слоёв планарного диэлектрического волновода (тип подложки, толщина буфера CdTe, толщина и состав волноводного слоя CdHgTe и т.д.) подбирались для эффективной локализации излучения вблизи массива КЯ и (см. Таблица 4). При этом состав барьерных слоёв КЯ (и близкий к нему состав волноводного слоя) лежал в диапазоне  $x_{Cd}=0.6-0.7$  для максимизации пороговой энергии оже-рекомбинации в КЯ [90]. Большинство структур на i-GaAs подложке имело толщину буферного слоя CdTe 10 мкм, за исключением некоторых наиболее длинноволновых дизайнов. Структуры не подвергались какой-либо постростовой обработке (процессингу). Образцы выкальвывались из выращенных подложек диаметром 3 дюйма (i-GaAs) или 2 дюйма ( $n^{++}$ -GaAs), резонатор с обратной связью преднамеренно в них не формировался, и исследовалось однопроходовое излучение.



Таблица 4. Параметры структур, обсуждаемых в разделе 2 (см. рис. 1):  $D_{\text{buf}}$  — толщина CdTe буфера;  $D_1$  — толщина нижнего слоя волновода;  $D$  — толщина активной области (массива КЯ);  $D_2$  — толщина поверхностного слоя волновода;  $x_{\text{wg}}$  — содержание Cd в слоях волновода, определяется как  $x$  в формуле  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ;  $N_{\text{QW}}$  — количество КЯ в активной области структуры;  $x_{\text{bar}}$  — содержание Cd в барьерах КЯ;  $d_{\text{QW}}$  — толщина КЯ;  $x_{\text{QW}}$  — содержание Cd в КЯ;  $E_{\text{th}}$  — пороговая энергия ССНС оже-процесса в КЯ структуры

№ Стр.	Подложка	Параметры волновода					$N_{\text{QW}}$	Параметры КЯ			$E_{\text{th}}$ , мэВ
		$D_{\text{buf}}$ , мкм	$D_1$ , мкм	$D$ , мкм	$D_2$ , мкм	$x_{\text{wg}}$		$d_{\text{QW}}$ , нм	$x_{\text{bar}}$	$x_{\text{QW}}$	
150120	i-GaAs	10	0.75	0.47	0.8	0.57–0.6	5	3.2	0.57	0.02	41.5
161222	i-GaAs	10	3.5	0.3	4.5	0.64–0.65	5	6.1	0.63	0.108	18.7
170127	i-GaAs	10	2	0.3	3	0.68–0.7	5	7.4	0.66	0.105	14.9
190410	i-GaAs	10	3.5	0.6	5	0.71–0.74	15	7.4	0.61	0.065	20.7
190419	i-GaAs	10	3.5	0.6	5	0.7–0.8	15	7.9	0.7	0.065	19.6
210706-08	i-GaAs	15	4	0.6	5	0.64–0.66	15	7.8	0.6	0.074	18.6
210901-03	$n^{++}$ -GaAs	10	1.8	0.6	3.0	0.62–0.64	20	6.5	0.6	0.062	23.2
221121	i-GaAs	15	4.1	0.7	5.1	0.63–0.65	21	4.9	0.6	0.025	32.4
221201	$n^{++}$ -GaAs	10	2.5	0.5	4.0	0.61–0.65	20	5.4	0.6	0.026	29.7
221202	$n^{++}$ -GaAs	10	2.6	0.6	3.8	0.61–0.63	20	5.2	0.6	0.028	31

## 2.4 Стимулированное излучение при непрерывной оптической накачке в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в диапазоне длин волн 10–14 мкм

Предыдущими научными группами лазерная генерация в HgCdTe была продемонстрирована лишь в коротковолновой области среднего инфракрасного диапазона спектра (на длинах волн 2–5 мкм). В недавних работах нашей группы в HgCdTe гетероструктурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe было получено СИ на длинах волн 9.5 мкм [27], 19.5 мкм [29] и 31 мкм [30]. Но практически все опубликованные результаты по лазерной генерации в HgCdTe (за исключением пары структур из работы [91], излучавших на длинах волн 2.2 и 2.42 мкм) были получены лишь в импульсном режиме, в то время как непрерывные источники когерентного излучения предпочтительны для спектроскопии в среднем и дальнем ИК-диапазонах. Для получения СИ в непрерывном режиме необходимо, чтобы исследуемые структуры, с одной стороны, обеспечивали достаточный коэффициент усиления в «надпороговом» режиме работы, а с другой – время жизни носителей заряда в них должно быть достаточно большим, необходимым для достижения инверсии населенностей в стационарном режиме возбуждения.

Ранее проведенное исследование [92] времён жизни неравновесных носителей заряда в HgCdTe гетероструктурах, аналогичных исследованным в данном подразделе, показало характерное время спада линии межзонной фотолюминесценции, равное 5 пс. Кроме того, было показано, что доминирующим каналом межзонной рекомбинации, определяющим время жизни носителей заряда, в исследованных структурах является излучательная рекомбинация. Полученные результаты свидетельствуют о возможности достижения инверсии населённости в гетероструктурах HgCdTe и генерации СИ в них при непрерывном оптическом возбуждении. Для экспериментальной проверки выдвинутого предположения были выращены три волноводные HgCdTe структуры, первые две из которых (150120 и 161222) были спроектированы на близкие длины волн генерации СИ близки 10 мкм, но имели различное содержание Cd в квантовых ямах (0 против ~10%), в то время как третья структура (170127) была спроектирована на большую длину волны генерации, ~14 мкм.

В ходе эксперимента излучение собиралось с торца образца латерального размера 6×6 мм. Поскольку сформированные простым выкалыванием грани образца не образуют плоскопараллельных зеркал, исследовалось СИ, возникающее при однопроходовом усилении. В качестве источника оптического возбуждения структур использовался титан-сапфировый лазер «Tsunami»

(в эксперименте генерация осуществлялась на длинах волн 800 и 900 нм со средней плотностью мощности до  $2.2 \text{ Вт/см}^2$ ). Пятно лазера накачки полностью покрывало поверхность образца. Рассеянное излучение лазера накачки отсекалось при помощи фильтра из InAs, который ограничивал диапазон измерения областью  $450\text{--}2700 \text{ см}^{-1}$ . В качестве детектора излучения использовался HgCdTe приёмник с красной границей в 12 мкм.

Рисунок 2.4 демонстрирует спектры излучения структуры 161222, полученные при 8 К и различных интенсивностях оптического возбуждения. При низкой интенсивности оптического возбуждения наблюдалась спонтанная ФЛ с параметром FWHM в диапазоне 4–5 мэВ. Однако, как видно из рисунка, уже при интенсивности накачки в  $2 \text{ Вт/см}^2$ , в структуре возникает СИ. Контроль возникновения стимулированного излучения осуществлялся по двум характерным признакам — сверхлинейному росту сигнала при увеличении интенсивности возбуждения и сужению спектра с 4 до 0.37 мэВ (FWHM спектра спонтанного излучения при 8 К не может быть меньше  $0.5 \text{ мэВ}$  согласно теоретическому пределу FWHM спектра спонтанного излучения  $\ln 2k_B T \approx 0.7k_B T$  для 2D газа носителей заряда с параболическими законами дисперсии). Для сравнения, пороговые интенсивности генерации СИ при накачке импульсным ПГС с длиной волны 2.3 мкм для структуры 150120 составляет  $\sim 120 \text{ Вт/см}^2$  [27], а для структуры 161222 —  $\sim 500 \text{ Вт/см}^2$  [29]. Таким образом, с учётом доверительного интервала измерения и небольшой вариации параметра  $E_g$  в структурах, пороги при импульсном возбуждении практически равны между собой и на пару порядков превышают пороговую интенсивность генерации при непрерывной накачке, полученную в данном эксперименте.

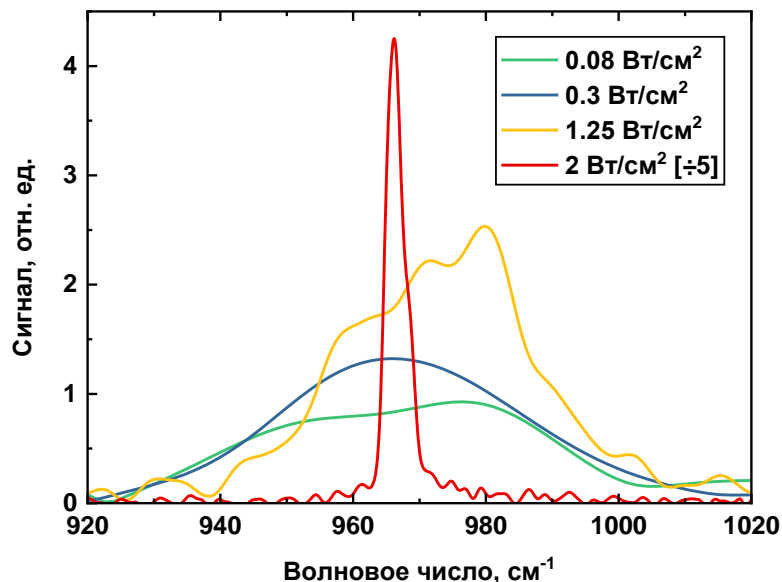


Рисунок 2.4. Спектры излучения структуры 161222 в непрерывном режиме при температуре 8 К и различных интенсивностях оптического возбуждения на длине волны 900 нм.

Наблюдаемое в эксперименте понижение порога генерации СИ на два порядка при переходе от импульсного возбуждения к непрерывному может определяться совокупностью различных факторов. Во-первых, оно может обуславливаться различными механизмами поглощения излучения накачки. В то время как непрерывное оптическое возбуждение на длине волны 900 нм полностью поглощается в верхнем волноводном слое, энергии кванта импульсного возбуждения на длине волны 2.3 мкм недостаточно для генерации носителей заряда в волноводных и барьерных слоях, поэтому поглощение происходит только в массиве КЯ. Таким образом, с учётом поглощения одиночной КЯ не более 1% падающего излучения, общий коэффициент поглощения структурой более длинноволнового импульсного излучения составляет ~3-5%, что само по себе увеличивает на порядок пороговую интенсивность генерации СИ. Тем не менее, разница в одном лишь коэффициенте поглощения излучения накачки не может быть единственным исчерпывающим фактором, поскольку в ходе эксперимента в аналогичной структуре 150120 с узкими ямами СИ в непрерывном режиме получить не удалось.

Подобное поведение логично связать с бóльшим разбросом энергетических уровней в КЯ в структурах с нулевым содержанием Cd в КЯ. Такой вывод подтверждается исследованиями спектров ФЛ из структур с различными КЯ. Действительно, полуширина спектра ФЛ структуры 150120, имеющей в активной области КЯ из чистого HgTe толщиной 3.2 нм, при низких интенсивностях накачки достигает 37 мэВ [28], что более чем в пять раз превосходит полуширину линии ФЛ структуры 161222.

Наиболее вероятным механизмом уширения спектра ФЛ являются флуктуации толщины КЯ, влияние которых на энергию межзонных переходов резко усиливается с уменьшением толщины ямы. Согласно теоретическим расчётам зонной структуры, при изменении толщины ямы в структуре 161222 с широкой КЯ (6.1 нм) на толщину одного монослоя (~ 0.6 нм) ширина запрещённой зоны меняется на величину +17/-15 мэВ. В то же время в структуре 150120 с узкими КЯ из чистого HgTe (3.2 нм) аналогичное варьирование толщины КЯ приводит к разбросу  $E_g$  уже в +51/-39 мэВ. Таким образом, при номинально равной запрещенной зоне в структурах с узкими КЯ сильнее проявляется неоднородное уширение как спектра ФЛ, так и профиля усиления в условиях СИ из-за флуктуаций толщины ям. Как следствие, при низких мощностях накачки, усиление в структуре с чистыми КЯ не превосходит потери, и СИ не наблюдается.

Рисунок 2.5 демонстрирует температурную эволюцию спектров излучения структуры 161222 при максимальной интенсивности возбуждения 2 Вт/см<sup>2</sup>. Как видно из рисунка, при низких температурах наблюдается узкий спектр СИ, который с ростом температуры уменьшается по амплитуде и «расплывается» в спектр спонтанной ФЛ уже при температуре 20 К, поскольку пороговая интенсивность накачки достаточно быстро растёт с температурой. В условиях мощного

импульсного возбуждения максимальная температура генерации СИ ограничена фундаментальными причинами – активацией беспороговой оже-рекомбинации. В таком эксперименте максимальная плотность мощности в импульсе лазера накачки на порядки превышает пороговую интенсивность генерации СИ при 8 К, что обеспечивает достаточный запас плотности мощности излучения при увеличении температуры образца. В нашем же эксперименте максимальная температура генерации СИ определяется величиной максимальной интенсивности источника возбуждения, т.к. последняя лишь на десятки процентов превышает пороговое значение при 8 К. Поэтому ожидается, что данная температура может быть поднята за счёт использования более мощной накачки и может достигать значений, сопоставимых с импульсным возбуждением в тех же структурах. Дополнительно характеристики СИ могут быть улучшены за счёт изготовления на структуре резонатора с хорошей добротностью.

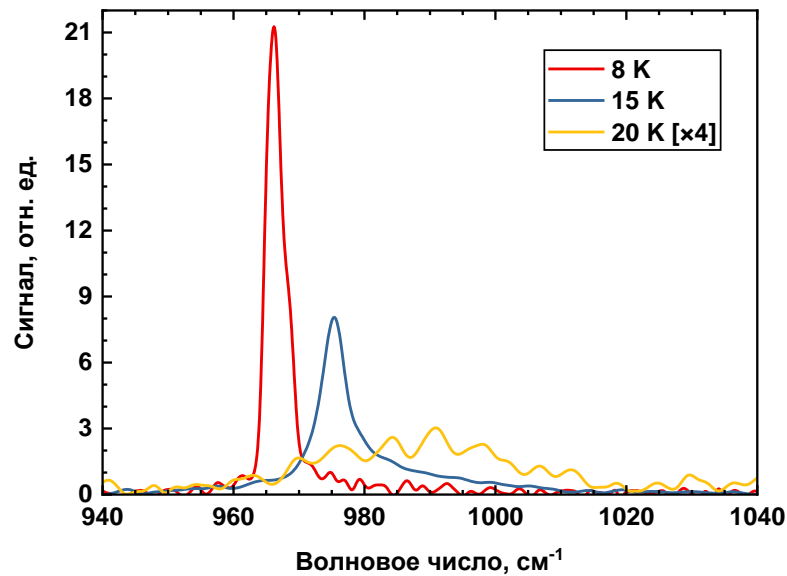


Рисунок 2.5. Эволюция спектров излучения структуры 161222 при фиксированной интенсивности 900 нм оптического возбуждения ( $2 \text{ Вт/см}^2$ ) и различных температурах. Как показывает рисунок, при температурах ниже 20 К плотности мощности возбуждения достаточно для генерации СИ, но при повышении температуры до 20 К наблюдается лишь спонтанная ФЛ.

Для структуры 170127, энергия межзонного перехода в которой соответствует длине волны  $\sim 14 \text{ мкм}$ , также предпринималась попытка получить СИ в непрерывном режиме при 8 К и различных интенсивностях возбуждения (см. Рисунок 2.6). Результаты исследования приведены на рис. 4. Как можно видеть, при интенсивности возбуждения  $1.85 \text{ Вт/см}^2$  спектр содержит однородную линию спонтанной люминесценции с FWHM спектра в 3.5 мэВ. Но при увеличении интенсивности оптического возбуждения до максимальной, обеспечиваемой лазером накачки ( $2.2 \text{ Вт/см}^2$ ), вблизи максимума спектра ФЛ возникает узкая спектральная особенность, не представленная на первом спектре. Наблюдаемая особенность по своей форме и положению хорошо соответствует начальной стадии возникновения стимулированного излучения в структуре.

Поскольку максимальная интенсивность лазера накачки меньше пороговой интенсивности генерации СИ даже при минимальной температуре 8 К, исследовать температурную эволюцию спектральной особенности не представлялось возможным.

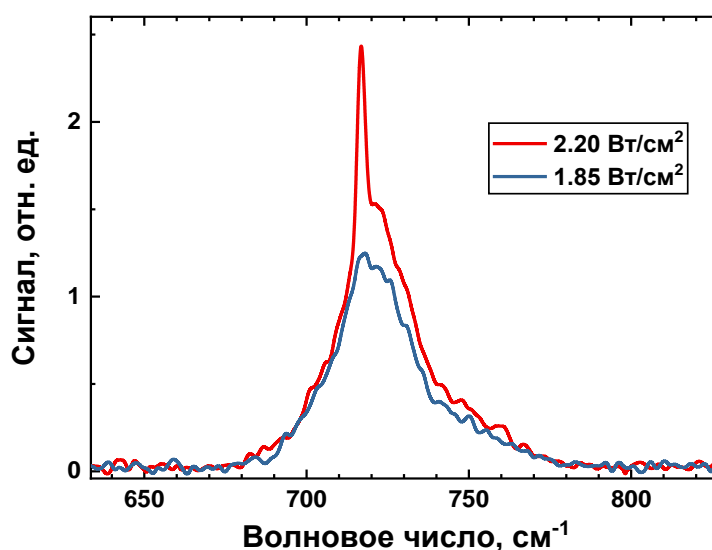


Рисунок 2.6. Спектры ФЛ структуры 170127 ( $T=8$  К) при различных интенсивностях 900 нм непрерывного оптического возбуждения. При возбуждении с интенсивностью  $2.2 \text{ Вт/см}^2$  на спектре возникает узкая особенность.

Следует отметить, в узких КЯ из чистого HgTe по сравнению с широкими КЯ наблюдается подавление оже-рекомбинации за счёт увеличения её пороговой энергии оже-рекомбинации. Однако, как видно в данной работе, применение КЯ с ненулевым остаточным содержанием Cd имеет свои преимущества. Полученные результаты свидетельствуют, что в КЯ с увеличением содержания Cd при сохранении  $E_g$  неоднородное уширение уровней размерного квантования в массиве КЯ, обусловленное шероховатостью гетероинтерфейсов, подавляется за счёт большей толщины ямы. Массив широких КЯ получается более однородным по параметрам ям, что приводит к снижению пороговой интенсивности генерации СИ. Таким образом, решающее значение для получения СИ в непрерывном режиме в гетероструктурах HgCdTe/CdHgTe имеет именно бóльшая однородность параметров КЯ, которая обеспечивается использованием широких ям с ненулевым содержанием Cd в них. Поэтому для изготовления лазеров на основе гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe с максимально низким порогом генерации, нацеленных на непрерывный режим генерации, необходимо подбирать оптимальное ненулевое содержание Cd в КЯ, соблюдая баланс между подавлением оже-рекомбинации и неоднородным уширением спектра усиления из-за флуктуации толщины ям.

Стоит отметить, что возникновение СИ в структурах 161222 и 170127 в эксперименте наблюдалось лишь при длине волны возбуждения, равной 900 нм. При уменьшении длины волны оптического возбуждения до 800 нм в обеих структурах наблюдалась лишь спонтанная ФЛ

вплоть до максимальной интенсивности возбуждения. Естественно связать такое поведение с увеличением коэффициента поглощения поверхностного слоя CdTe и приповерхностного волноводного слоя CdHgTe, что обеспечивает уменьшение глубины проникновения излучения накачки в структуру и снижает максимальную концентрацию неравновесных носителей в КЯ.

## **2.5 Снижение модовых потерь и исследование стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в диапазоне длин волн 25–31 мкм**

В данном подразделе исследуются факторы, ограничивающие рабочую температуру и длину волны стимулированного излучения в длинноволновых лазерах на основе КЯ HgCdTe/CdHgTe. Показано, что за счёт оптимизации дизайна волновода возможно получение СИ на длинах волн 25–27 мкм и 31 мкм, и демонстрируются предпосылки для получения СИ в более длинноволновом диапазоне. Также проведено исследование пороговой плотности мощности накачки и максимальной температуры, при которой возможна генерация на межзонных переходах в гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe.

Недостатком роста на кристаллографической ориентации (013) является невысокое качество граней образца при выкалывании. Ионное травление может быть использовано для формирования оптического резонатора (см. Раздел 4), но в данном подразделе исследуется однопроходное усиление (стимулированное излучение в макроскопических образцах), чтобы отвлечься от состояния поверхности и дефектов, вносимых процедурой травления.

Образцы характерного размера 5×5 мм криостатировались в диапазоне температур от 8 до 300 К, в роли входного окна выступал MOCVD монокристалл ZnSe, выходного окна — KPC-5. Оптическое возбуждение структур обеспечивалось импульсным CO<sub>2</sub>-лазером OptoSystems InfraLight-100 с частотой повторения импульсов 11 Гц. Излучение от образцов при помощи эллиптического зеркала заводилось в фурье-спектрометр Bruker Vertex 80v, работавший в режиме пошагового сканирования. В роли детекторов излучения выступали длинноволновый HgCdTe приёмник (с красной границей ~24 мкм) и кремниевый болометр.

На Рисунке 2.7 показаны спектры СИ в структурах 190410 и 190419 при различных температурах. Примечательное отличие состоит в том, что в то время как линия СИ структуры 190410 смещается в сторону более коротких длин волн с ростом температуры, положение линии СИ структуры 190419 не меняется с температурой. Естественно предположить, что сдвиг линии СИ должен иметь место из-за характерного для исследуемых КЯ HgCdTe/CdHgTe увеличения

ширины запрещенной зоны с ростом температуры. Следовательно, должен существовать механизм, противодействующий укорочению длины волны СИ в структуре 190419 и определяющий привязку положения максимума спектра усиления к длине волны 31 мкм, несмотря на увеличение ширины запрещенной зоны в структуре. Причина, по которой линия СИ не сдвигается в диапазон длин волн короче 31 мкм, становится очевидной при рассмотрении теоретически рассчитанной зависимости коэффициента поглощения в пассивных слоях структуры  $\alpha_p$ , отнесённого к фактору оптического ограничения  $\Gamma$  (параметр  $\alpha/\Gamma$ , далее называемый модовыми потерями) от длины волны, также помещённой на Рисунок 2.7.

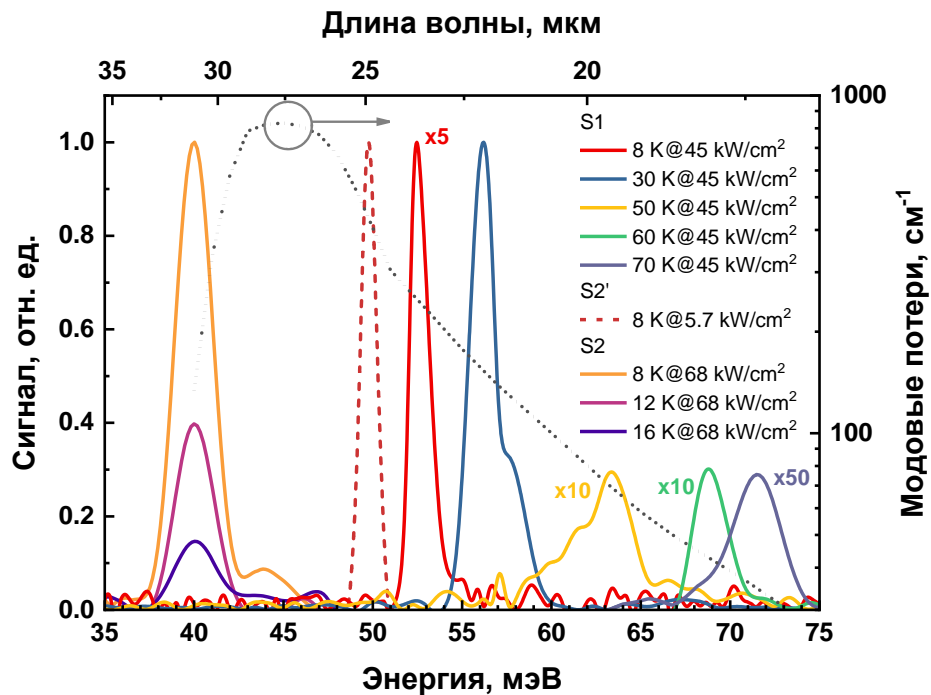


Рисунок 2.7. Спектры излучения структур 190410 и 190419 при различных температурах (левая ось). Спектры были умножены на указанные коэффициенты. Коэффициент для 190419 применяется ко всем спектрам этого образца. Спектр ФЛ был измерен при непрерывном возбуждении. Пунктиром показаны рассчитанные модовые потери в обеих структурах (правая ось).

Хорошо известно, что условием развития СИ в лазере является превышение величины модового усиления над общими потерями в структуре, что выражается следующим соотношением [93, с. 11]:

$$G - \alpha_a \geq \alpha_p + \alpha_m \quad (10)$$

где  $G$  — коэффициент усиления активной среды,  $\alpha_a$  — коэффициент поглощения в активной среде,  $\Gamma$  — фактор оптического ограничения,  $\alpha_p$  и  $\alpha_m$  — коэффициенты поглощения в пассивных слоях и потерь на вывод излучения соответственно. Поскольку в работе исследовались макроскопические образцы в режиме однопроходowego усиления, потери  $\alpha_m$  можно положить равными нулю. Тогда ключевую роль начинают играть модовые потери  $\alpha/\Gamma$  (где  $\alpha$  равен  $\alpha_p$  —



коэффициенту поглощения в пассивных слоях, индекс опущен для удобства). Удобство модовых потерь  $\alpha/\Gamma$  состоит в соответствии этой величины пороговому значению материального усиления в КЯ, при котором генерация СИ имеет место.  $\Gamma$ -фактор – безразмерный коэффициент, отображающий долю энергии электромагнитного излучения, приходящуюся на активную область (массив КЯ, в котором происходит усиление излучения). Строгое выражение для  $\Gamma$ -фактора приведено в книге [93, с. 56]. По порядку величины  $\Gamma$ -фактор можно оценить как отношение совокупной толщины квантовых ям в массиве (за вычетом не усиливающих излучение барьеров между ними,  $N_{QW} \times d_{QW}$ ) к общей толщине волноводных слоёв CdHgTe:  $D_1+D+D_2$  (которая приблизительно равна длине волны излучения в структуре), что дает оценку  $\Gamma$ -фактора в исследованных длинноволновых структурах в  $\sim 0.01$ .

Для структуры 190410 повышение температуры смещает длину волны генерации в коротковолновую область спектра, в которой модовые потери  $\alpha/\Gamma$  снижаются, и, таким образом, СИ наблюдается вплоть до 70 К, тогда как для структуры 190419 ситуация противоположная. Модовые потери  $\alpha/\Gamma$  резко растут, когда длина волны СИ становится короче  $\sim 31$  мкм, что объясняет, почему наблюдается привязка положения линии излучения к этой длине волны. По-видимому, быстрое гашение СИ с ростом температуры (уже при температурах  $< 20$  К) связано со сдвигом ширины запрещённой зоны  $E_g$  и спектра усиления в коротковолновую область. При этом генерация СИ вблизи 31 мкм, где модовые потери низки, становится невозможна, и развития СИ не наблюдается. Стоит отметить, что флуктуации параметров квантовых ям приводят к неоднородности ширины запрещенной зоны по площади структуры, и обычно в серии выколотых из разных областей структуры образцов наблюдается более или менее плавная перестройка длины волны генерации СИ при фиксированной температуре. При выкалывании образцов из структуры 190419 удалось подобрать участки, которые обеспечивали СИ на длине волны 25 мкм при околотеменной температуре, но не в диапазоне от 25 до 31 мкм, что идёт вразрез с непрерывностью флуктуаций параметров КЯ.

Анализируя дисперсию диэлектрической проницаемости твёрдых растворов HgCdTe, можно обнаружить, что особые линии поглощения выше  $\sim 40$  мэВ (что соответствует длине волны 31 мкм) отсутствуют. Наиболее высокая энергия оптического фонона, подобного фонону в бинарном CdTe, составляет  $\sim 20$  мэВ, и, следовательно, двухфононное поглощение лежит ниже 40 мэВ — в диапазоне длин волн больше 30 мкм. По-видимому, максимальные потери в интервале длин волн между 25 и 31 мкм связаны с т.н. «вытеканием» моды в подложку и активным решёточным поглощением в ней. При условии превышения показателем преломления GaAs подложки показателя преломления CdTe буфера ( $n_{GaAs} \geq n_{CdTe}$ ), которое наблюдается вблизи 30 мкм,

имеет место резкий рост модовых потерь  $\alpha/\Gamma$  в структуре — упомянутое «вытекание» моды в подложку (Рисунок 2.8).

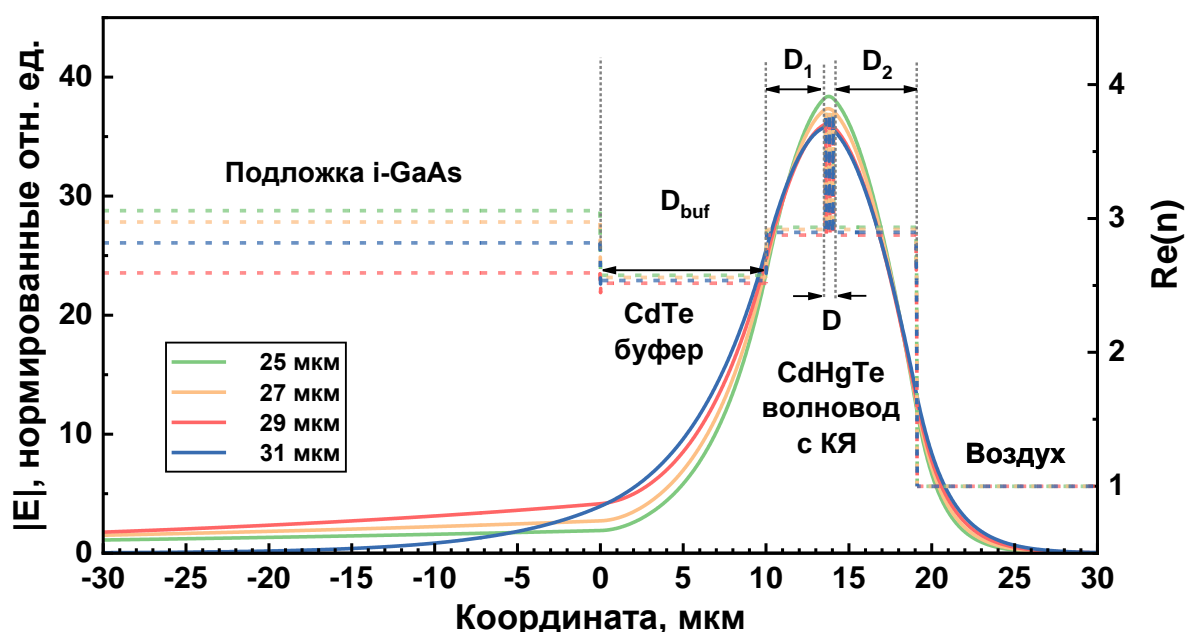


Рисунок 2.8. Расчетное распределение поля  $TE_0$ -моды для структуры 190419 в диапазоне длин волн 25–31 мкм (левая ось) показано сплошными линиями, пунктирными линиями представлено распределение действительной части показателя преломления (правая ось).

Представленный на рисунке расчет распределения модуля электрического поля для разных длин волн излучения (25, 27, 29 и 31 мкм) проводился для фиксированного значения энергии электромагнитного поля  $TE_0$ -моды, поэтому лучшее проникновение излучения в подложку и увеличение  $|E|$  в ней с ростом длины волны сопровождается уменьшением  $|E|$  в окрестности массива КЯ. Если рассматривать зависимость  $\Gamma$ -фактора для фиксированного дизайна диэлектрического волновода от длины волны генерации СИ, то из-за уменьшения амплитуды электромагнитного поля в области КЯ с ростом длины волны  $\Gamma$ -фактор уменьшается на фактор типа двойки (см. Рисунок 2.9).

Стоит отметить, что в то же время энергия в 40 мэВ (соответствующая кванту света с длиной волны 31 мкм) близка к коротковолновому краю полосы остаточного излучения в GaAs. В полосе остаточного излучения коэффициент отражения подложки GaAs значительно возрастает, и подложка обеспечивает «выталкивание» моды в HgCdTe волновод при увеличении длины волны излучения с 29 до 31 мкм. За счёт этого мы видим резкий спад модовых потерь при приближении к длине волны 31 мкм (см. Рисунок 2.9).

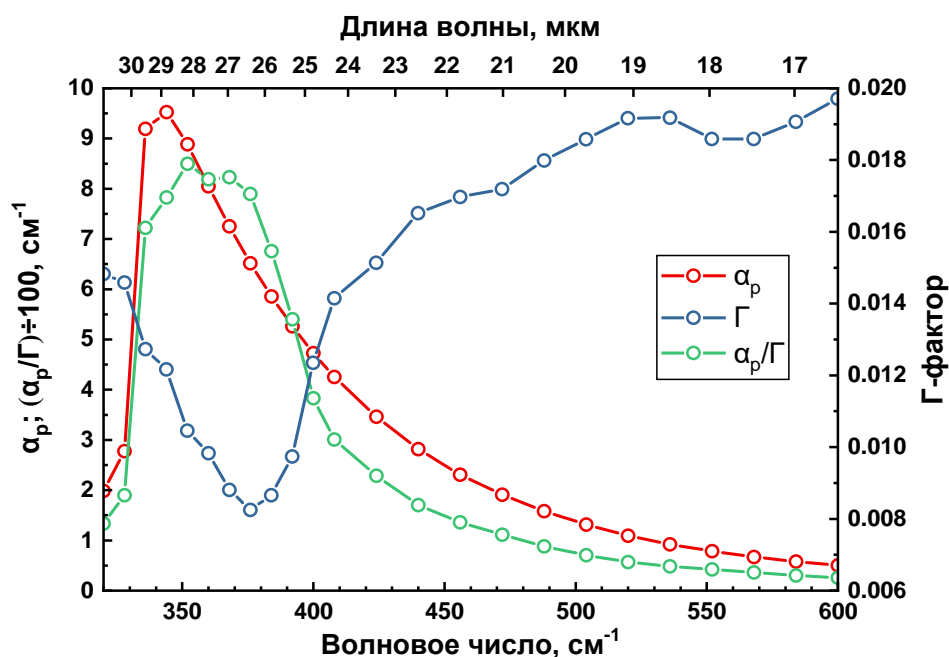


Рисунок 2.9. Расчитанные зависимости потерь в пассивных слоях  $\alpha_p$ , коэффициента оптического ограничения  $\Gamma$  и модовых потерь  $\alpha_p/\Gamma$  в диэлектрических волноводах структур 190410 и 190419.

Очевидно, что тривиальное увеличение толщины волновода должно уменьшить подобные потери за счёт лучшей локализации излучения в слабопоглощающем волноводном слое, соответственно, меньшего «вытекания» моды в подложку, но общая толщина волновода и буферных слоёв ограничена технологией эпитаксиального роста. Следовательно, необходимо улучшить удержание моды в пределах активной области, в то же время сохраняя общую толщину структуры на уровне ниже  $\sim 25$  мкм.

Рисунок 2.10 обобщает результаты теоретической оптимизации диэлектрических волноводов для различных длин волн. Электродинамические расчеты локализации  $TE_0$  моды были выполнены методом трансфер-матрицы. Данные о показателе преломления были взяты из справочной литературы [94]. Внутренние оптические потери и показатель преломления были рассчитаны в рамках мультиосцилляторной модели Лоренца-Друде, включающей как вклад фононов, так и вклад свободных носителей. Подробности расчета можно найти по ссылке [95]. Толщина буфера CdTe варьировалась от 5 до 15 мкм вместе с обкладочными слоями волновода. Как видно, потери могут быть уменьшены на порядок в диапазоне от 25 до 31 мкм, что свидетельствует в пользу решёточного поглощения в подложке как главного механизма, обуславливающего максимум  $\alpha/\Gamma$ .

Однако при толщинах буферного слоя 5 мкм и 10 мкм всё равно наблюдается локальный максимум модовых потерь в области 27 мкм, который полностью исчезает лишь для конструкций волновода с буфером CdTe толщиной 15 мкм. Для таких дизайнов волновода можно снизить модовые потери и сохранить приемлемую толщину структуры. Фактически, для диапазона длин волн 27–22 мкм буфер толщиной 15 мкм способствует уменьшению общей толщины структуры.

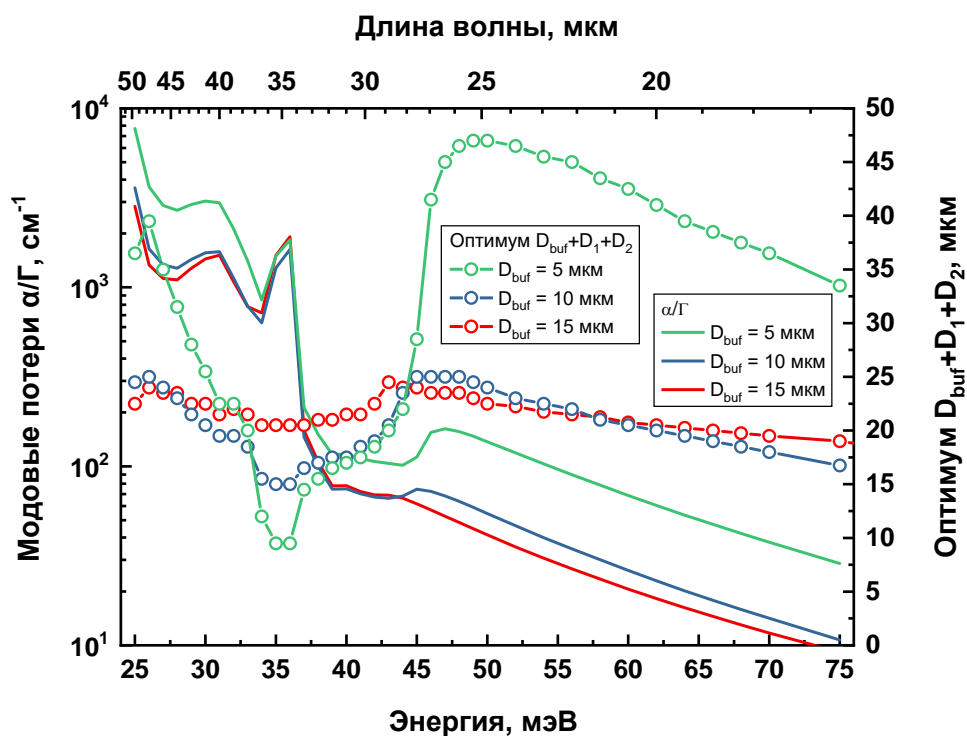


Рисунок 2.10. Модовые потери (линии без символов, левая ось) в зависимости от энергии фотонов излучения в оптимизированных конструкциях волноводов на *i*-GaAs подложке для различных толщин буфера CdTe. Соответствующая общая толщина HgCdTe плёнки показана символами (правая ось).

Структура 210706-08 была спроектирована с опорой на теоретически подобранные оптимальные параметры волновода и имела толщину буферного слоя CdTe 15 мкм. Структура 210706-08 генерировала СИ на длине волны 27 мкм при температуре 9 К с переходом к более коротким длинам волн излучения при увеличении температуры вплоть до 72 К (Рисунок 2.11). При этом не только была увеличена длина волны генерации СИ, но и значительно (на ~порядок) снижен его порог генерации  $I_{th}$  (см. Рисунок 2.14), что ясно указывает на снижение модовых потерь, следующее из уравнения (10). Рисунок 2.11 для сравнения также отображает спектры СИ структуры 190419 при различной интенсивности накачки и фиксированной температуре 8 К. Как можно видеть, увеличение интенсивности лазера возбуждения также не влечет за собой какого-либо спектрального сдвига линии СИ в структуре 190419.

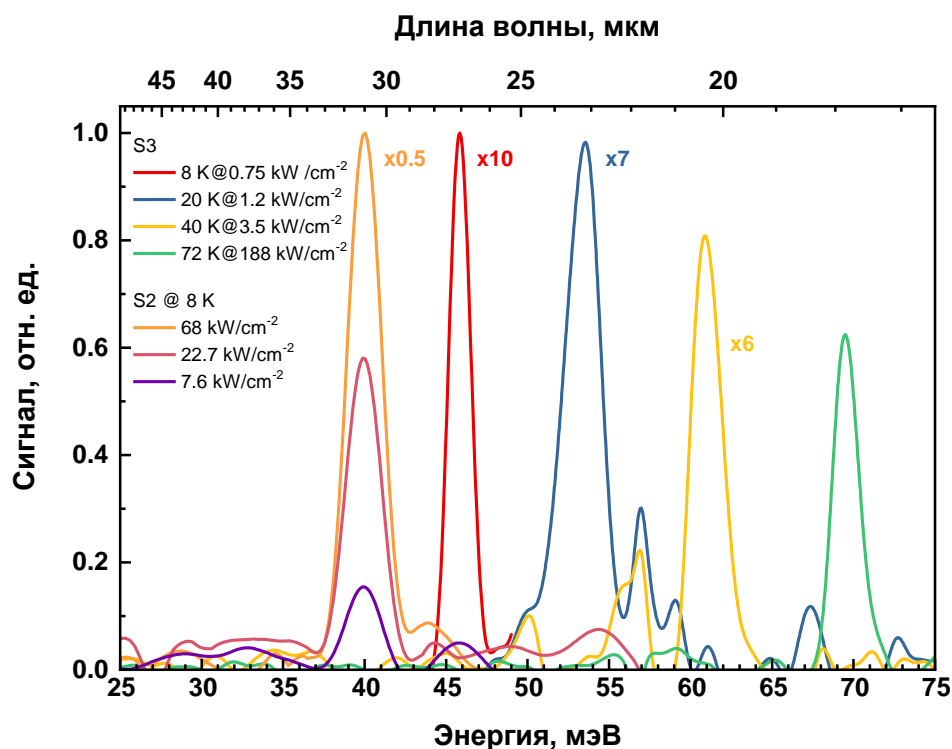


Рисунок 2.11. Спектры стимулированного излучения структур 190419 и 210706-08 при различных температурах. Спектры были умножены на указанные коэффициенты. Коэффициент для 190419 применим ко всем спектрам этого образца.

Исходя из данных для структуры 190419 (см. Рисунок 2.7 и Рисунок 2.11), можно заключить, что максимальное значение материального усиления ( $G$  в уравнении (10)), достигаемое в эксперименте, лежит вблизи  $\sim 100 \text{ см}^{-1}$  на длине волны излучения 31 мкм и  $\sim 400 \text{ см}^{-1}$  на длине волны 25 мкм. Принимая во внимание Рисунок 2.10, подобные значения коэффициента усиления позволяют предполагать, что возможна генерация на длинах волн вплоть до 33.5 мкм. Учитывая движение кривой модовых потерь вниз с уменьшением длины волны СИ, можно ожидать, что весь диапазон от 33.5 мкм до 24 мкм может быть перекрыт в диапазоне температур от 8 до 70К в рамках одной оптимизированной лазерной структуры. Подобные показатели сравнимы с существующими халькогенидными лазерами; поэтому стоит обсудить возможные пути усовершенствования параметров.

Максимально достижимый уровень усиления в  $100\text{--}400 \text{ см}^{-1}$  свидетельствует о сильном разогреве носителей заряда в КЯ. Согласно расчётам, время жизни носителей заряда при пороговой интенсивности накачки составляет не менее десятков пикосекунд (пс) при температуре носителей заряда  $T_{\text{eff}} 77 \text{ К}$ , снижаясь до нескольких пс при  $T_{\text{eff}} = 300\text{К}$ . Эксперимент даёт значения на порядок выше: 60–100 пс [96]. Основываясь на наших предыдущих оценках, можно предположить, что концентрация носителей заряда  $n = 10^{11} \text{ см}^{-2}$  должна быть достижима при разумной интенсивности накачки (не выше  $100 \text{ кВт/см}^2$  при длине волны 10.6 мкм) в широком диапазоне

эффективных температур носителей заряда до 300 К. Расчетные значения материального коэффициента усиления для аналогичных структур достигает  $2 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$  при концентрации  $n = 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (при условии, что  $T_{\text{eff}} = 77 \text{ К}$ , см. Рисунок 2.12, вставка). Такого значения уровня усиления достаточно для длин волн ниже 34 мкм (см. Рисунок 2.10), поэтому эффективная температура носителей заряда в структуре, по-видимому, существенно превышает 77 К. Расчеты также показывают, что в окрестности концентрации  $n = 10^{11} \text{ см}^{-2}$  уровень материального усиления в  $100\text{--}400 \text{ см}^{-1}$  все ещё может быть получен при  $T_{\text{eff}} 120\text{--}125 \text{ К}$  (Рисунок 2.12, вставка).

Выше температуры 130 К усиление отсутствует при реалистичных концентрациях неравновесных носителей заряда  $n < 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Данный результат устанавливает теоретический верхний предел достижимой рабочей температуры, который далек от того, что было достигнуто в эксперименте. Действительно, СИ в структурах 190410 и 210706-08 гаснет при температуре 70–80 К, но расчетное усиление при данных температурах значительно превышает  $1000 \text{ см}^{-1}$ , в то время как модовые потери в соответствующем спектральном диапазоне ниже  $100 \text{ см}^{-1}$ . При 77 К избыточная концентрация неравновесных носителей заряда не может компенсировать даже сравнительно низкий уровень коэффициента модового поглощения в  $10\text{--}20 \text{ см}^{-1}$  в структурах 190410 и 210706-08. Можно сделать вывод, что эффективная температура носителей заряда  $T_{\text{eff}}$  превышает 130 К, несмотря на то, что изначальный разогрев носителей заряда уменьшается, поскольку разница между энергией кванта СИ и энергией кванта лазера накачки уменьшается с ростом температуры решётки.

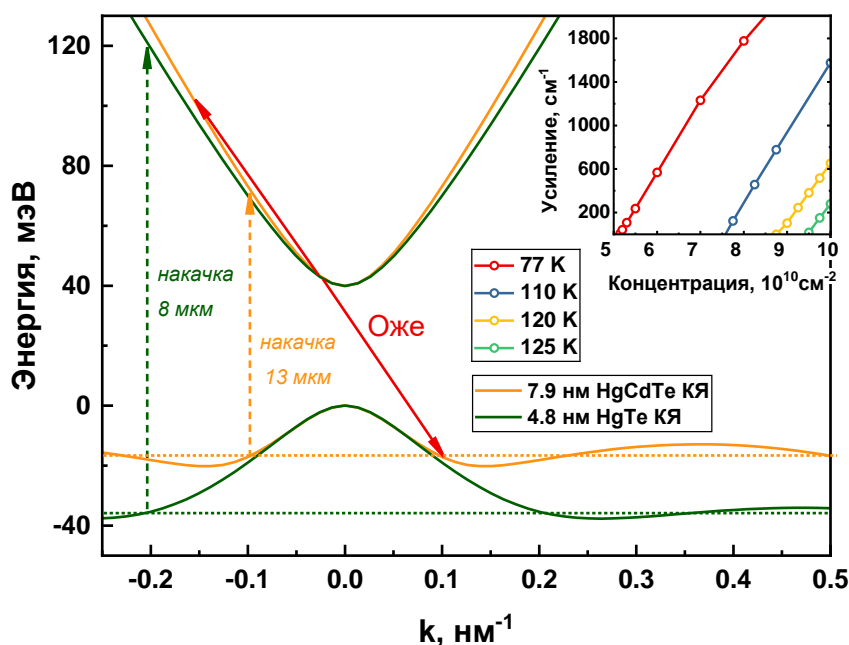


Рисунок 2.12. Зонная структура КЯ HgCdTe толщиной 7.9 нм (структура 190419) по сравнению с модельной «чистой» КЯ HgTe толщиной 4.8 нм. Пунктирные линии отображают пороговую энергию оже-рекомбинации  $E_{\text{th}}$ . Сплошные стрелки показывают переходы носителей в ходе оже-процесса в

структуре 190419. Пунктирные стрелки изображают энергию наиболее коротковолнового фотона накачки, при которой дырки генерируются ниже порога  $E_{th}$ . На вставке приведены расчёты коэффициентов материального усиления от концентрации носителей при различных температурах носителя для КЯ толщиной 4.8 нм.

Рабочая температура, по всей видимости, снижена из-за возрастающего влияния безызлучательной оже-рекомбинации. По мере роста температуры все больше и больше носителей получают достаточно энергии, чтобы преодолеть так называемый порог оже-рекомбинации  $E_{th}$ , т.е. минимальную суммарную кинетическую энергию, необходимую трём частицам для того, чтобы оже-процесс мог быть разрешен законами сохранения энергии и квазиимпульса. В оже-процессе один из носителей получает всю начальную энергию  $E_i$  трех частиц плюс  $E_g$ . Поскольку  $E_g + E_i > E_g + E_{th} \gg k_B T$  для соответствующих температур ( $k_B$  – постоянная Больцмана), оже-процесс также приводит к значительному разогреву носителей заряда.

Для  $N$  избыточных носителей энергия, высвобождаемая обратно в электронно-дырочную систему в процессе оже-рекомбинации, равна  $pN(E_g + E_i)$ , где  $p$  – доля носителей, участвующих в оже-процессе. Поскольку  $E_i$  можно приблизительно оценить как  $E_i = 1.5(h\nu - E_g)$ , а  $N$  обычно намного превышает равновесную концентрацию носителей, прирост энергии на один носитель составляет  $\Delta T = p(h\nu + 0.5(h\nu - E_g))$ . Для экспериментальных условий, описанных выше,  $h\nu + 0.5(h\nu - E_g) \sim 140$  мэВ, следовательно, при температуре решетки 70К температура носителей заряда  $T_{eff} = T + \Delta T$  достигает 130 К уже при значении  $p$  всего лишь в  $\sim 3.7\%$ .

С другой стороны, даже в случае отсутствия изначального разогрева:  $h\nu - E_g \approx k_B T \ll h\nu$ ,  $T_{eff}$  достигает 130К при  $p \sim 6.5\%$ . Хорошо известно, что  $p$  является экспоненциальной функцией от  $(E_{th}/k_B T)$  и быстро растет с увеличением  $T$ , поэтому температура решетки для значения  $p \sim 6.5\%$  лишь немного выше, чем для  $p \sim 3.7\%$ . С учётом возможных погрешностей, это соображение показывает, что, во-первых, следует ожидать температурного гашения СИ при температурах значительно ниже  $T = E_{th}/k_B$ ; во-вторых, уменьшение длины волны накачки должно оказывать незначительное влияние на максимальную рабочую температуру, если температура решетки  $T$  сопоставима с  $E_{th}/k_B$ . Оба вывода, вероятно, находят подтверждение в экспериментах [30, 97].

Для  $k_B T \ll E_{th}$  ситуация иная. В этом случае носители в равновесии обладают энергией ниже пороговой, и оже-рекомбинация подавляется. Первоначальный разогрев за счет оптической накачки играет пагубную роль, резко увеличивая вероятность оже-процесса сразу после возбуждения неравновесных носителей, что приводит к дополнительному разогреву за счёт оже-рекомбинации. В результате избыточная концентрация носителей заряда уменьшается при более высоких температурах и не обеспечивает значений коэффициента усиления, ожидаемых при расчетах

с температурой носителей, равной равновесной температуре (температуре решетки). Последнее может негативно влиять на генерацию СИ даже в надпороговом режиме [97].

При низких температурах использование квантов накачки с меньшей энергией значительно повышает эффективность СИ при высоких интенсивностях возбуждения [97]. В квантовых ямах HgCdTe значение  $E_{th}$  определяется положением боковых максимумов в валентной зоне, выше которых (в окрестности  $k=0$ ) закон дисперсии дырок квазисимметричен закону дисперсии электронов и запрещает оже-рекомбинацию [30] (см. Рисунок 2.12). Следовательно, энергии квантов  $h\nu < E_g + 2E_{th}$  достаточно для предотвращения разогрева носителей заряда при низких температурах решётки. Таким образом, при использовании такой накачки можно продвинуться во весь диапазон от 30 до 50 мкм (коэффициент усиления при  $T_{eff} < 77K$  может достигать значений  $5 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$ , что превышает модовые потери в указанном диапазоне, см. Рисунок 2.10). Стоит отметить, что в диапазоне от 40 до 28 мкм толщина буфера CdTe может быть уменьшена до 10 мкм, что значительно снижает общую толщину структуры до значений меньше 20 мкм, что вполне благоприятно для ростовой методики МПЭ. Таким образом, ограничение лазерной моды в структуре за счёт скачка диэлектрической проницаемости в полосе остаточных лучей GaAs подложки было бы полезно в приведённом диапазоне.

Чтобы выполнить условие  $h\nu < E_g + 2E_{th}$  для столь узкозонных структур, можно увеличить длину волны накачки. Среди источников с  $\lambda > 10$  мкм выделяются газовые лазеры [18] и квантово-каскадные лазеры [59]. Со всей очевидностью, последние являются предпочтительным выбором, поскольку позволяют подбирать длину волны возбуждения с большей свободой и сохраняют компактность всей конструкции. Но такие лазеры накладывают ограничения на порог генерации СИ в накачиваемой структуре HgCdTe — он должен быть не выше  $\sim 100 \text{ Вт/см}^2$ . Снижение порога СИ должно иметь место в структурах оптимизированного дизайна волновода и квантовых ям.

Важным механизмом повышения эффективности генерации СИ является увеличение пороговой энергии оже-рекомбинации. Ожидается, что большое значение пороговой энергии оже-рекомбинации повысит рабочую температуру, а также позволит выполнить условие  $h\nu < E_g + 2E_{th}$  при относительно коротковолновой накачке. В частности, бинарные (с нулевым содержанием Cd) квантовые ямы HgTe/CdHgTe обладают характерным уровнем  $E_{th}$  в  $\sim 35 \text{ мэВ}$  для длин волн СИ в районе 30 мкм, и накачки таких структур даже CO<sub>2</sub>-лазером было бы достаточно, чтобы избежать активации оже-рекомбинации после старта генерации СИ (см. Рисунок 2.12).

Ранее в настоящем подразделе, рост структур на утолщенном CdTe буфере (15 мкм) позволил получить СИ с длиной волны 27 мкм при температуре 8 К, что соответствует экстремуму модовых потерь в структуре с диэлектрическим волноводом со стандартной толщиной CdTe буфера 10 мкм (см. Рисунок 2.9). Однако увеличение толщины буферного слоя приводит к



значительному увеличению времени роста структур из-за резкого увеличения их общей толщины. Поэтому в качестве альтернативы были рассмотрены структуры, выращенные на  $n^{++}$ -GaAs подложке. GaAs подложка с концентрацией свободных носителей  $n \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$  обладает в длинноволновой части среднего ИК-диапазона диэлектрической проницаемостью ниже, чем в буферном слое CdTe, что позволяет улучшить локализацию  $TE_0$ -моды, при этом сохраняя общую толщину эпитаксиальной HgCdTe плёнки менее  $\sim 15 \text{ мкм}$ .

Для апробации рассмотренного подхода была выращена серия структур на  $n^{++}$ -GaAs подложке — структуры 210901-03, 221201, 221202. Во всех структурах было получено СИ при накачке импульсным  $\text{CO}_2$ -лазером (см. Рисунок 2.13, на примере структуры 221202), в условиях эксперимента, аналогичных условиям для предыдущих структур из настоящего подраздела. Контроль возникновения стимулированного излучения (СИ) проводился по уменьшению FWHM спектра излучения (Рисунок 2.13(a)) и наблюдению пороговой зависимости сигнала на приёмнике от интенсивности накачки (Рисунок 2.13(b)). FWHM линии СИ составляла 1.5 мэВ в широком температурном диапазоне (30–70 К). Полученная величина FWHM ниже минимальной ширины спектра фотолюминесценции ( $\ln 2 k_B T \approx 0.7 k_B T$  для двумерного случая с параболическими законами дисперсии носителей заряда) даже без учёта размытия красной границы спектра ФЛ, которая в аналогичных структурах составляет единицы мэВ [98].

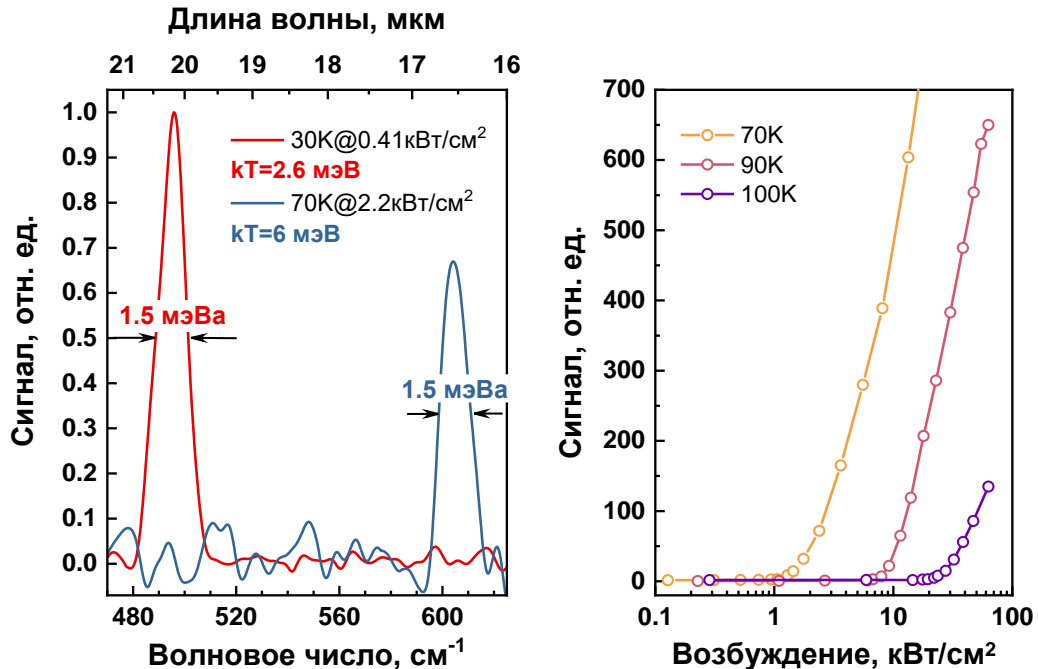


Рисунок 2.13. (а) Спектры стимулированного излучения структуры 221202 при температурах 30 К и 70 К. (б) Сигнал на приёмнике для структуры 221202 от мгновенной плотности мощности в импульсе оптического возбуждения при различных температурах.

Рисунок 2.14 обобщает результаты по исследованию стимулированного излучения, полученные в данном подразделе. Сплошными кривыми показаны модовые потери для каждого экспериментально исследованного типа конструкции диэлектрического волновода — на подложке i-GaAs с 10 мкм буфером CdTe, i-GaAs с 15 мкм буфером CdTe и легированной подложке n<sup>++</sup>-GaAs с 10 мкм буфером CdTe. В прочих структурах с тем же типом волновода кривые модовых потерь лежат вблизи приведённых кривых (несмотря на некоторую вариацию параметров волноводов), и общая тенденция по относительному расположению кривых модовых потерь для трёх типов волновода соответствует приведённой на рисунке. Точками на рисунке приведены экспериментальные значения порогов генерации СИ для исследуемых структур. Хорошо заметно, что оба предложенных варианта оптимизации диэлектрического волновода обеспечивают существенное подавление модовых потерь. Однако размещение волновода на легированной подложке позволяет эффективно локализовать излучение в эпитаксиальной плёнке суммарной толщиной не выше 15 мкм, в то время как волновод на полуизолирующей подложке GaAs с увеличенной толщиной буферного слоя CdTe требует плёнки общей толщиной порядка 25 мкм. Хотя конструкция диэлектрического волновода на легированной подложке обладает несколько более высокими модовыми потерями в диапазоне длин волн 25–17 мкм относительно конструкции с толстым CdTe буфером, оба метода оптимизации волновода обеспечивают снижение пороговой интенсивности генерации СИ при температуре 8 К до уровня в десятки-сотни Вт/см<sup>2</sup>, что на порядок ниже значений в структурах со стандартным волноводом.

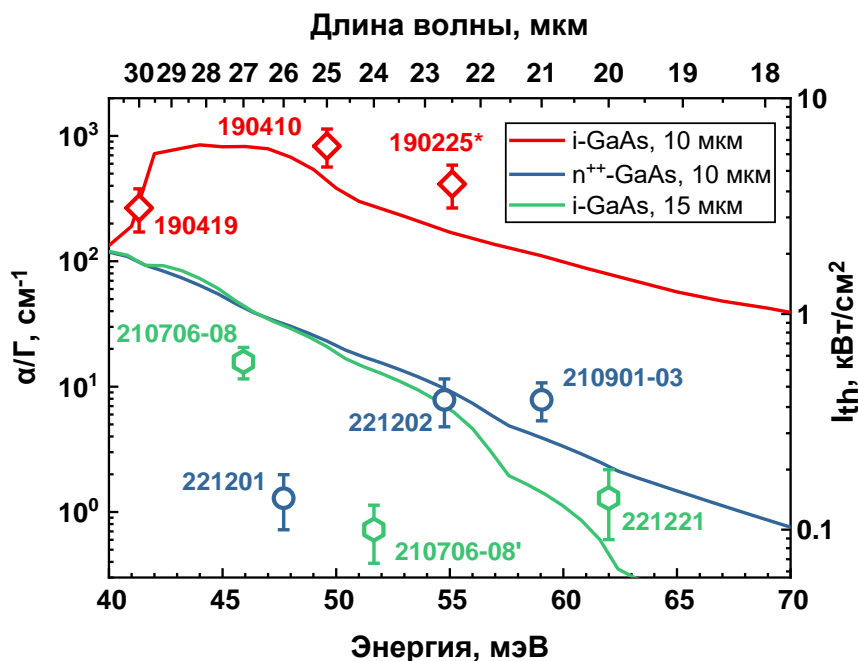


Рисунок 2.14. Сплошными линиями изображены модовые потери  $\alpha/\Gamma$  (левая ось) в волноводных структурах, выращенных на подложках двух типов с различной толщиной CdTe буфера. Символами приведены измеренные пороговые интенсивности генерации СИ для различных структур с

доверительными интервалами (правая ось), данные для 190225\* взяты из работы [98], для 210706-08 приведены характеристики образцов, выколотых с противоположных сторон пластины.

Прямое сравнение порогов генерации СИ в исследованных образцах и альтернативных межзонных лазерах на основе халькогенидов свинца-олова невозможно из-за различия в типе накачки. Тривиальная методика пересчета даёт оценки эквивалентных пороговых плотностей тока для исследуемых HgCdTe лазеров в диапазоне десятков  $\text{A}/\text{cm}^2$ , при этом в халькогенидных лазерах того же спектрального диапазона пороги генерации лежат в диапазоне 200–1000  $\text{A}/\text{cm}^2$  [83]. Тем не менее, приведённое сравнение некорректно — в лазерах с токовой накачкой присутствуют легированные слои, которые увеличивают друдевские потери на свободных носителях, также токовая накачка связана с разогревом неравновесных носителей заряда при их инжекции из волноводного слоя вокруг массива КЯ. Поэтому можно оценить значения ожидаемых порогов генерации СИ в будущих инжекционных лазерах на основе HgCdTe на порядок выше приведённых [99], что соответствует лазерам на основе халькогенидов свинца-олова.

В заключение подраздела хотелось бы коснуться важного вопроса влияния пороговой энергии оже-рекомбинации в структуре на характеристики СИ в ней. При увеличении температуры, из-за характерной температурной зависимости  $E_g$  для КЯ HgCdTe/CdHgTe, линия излучения движется в область коротких длин волн. При этом с уменьшением длины волны СИ модовые потери также снижаются и достаточно быстро достигают пренебрежимо малых величин ( $<10 \text{ cm}^{-1}$ , см. Рисунок 2.14). Из-за этого в области высоких температур пороговые характеристики СИ в образцах, аналогичных исследованным в подразделе, начинают определяться уже другим фактором — безызлучательной оже-рекомбинацией, вызывающей разогрев носителей заряда и препятствующей развитию усиления на межзонных переходах. Имеющийся в окрестности  $k=0$  участок симметричных квазигиперболических законов дисперсии электронов и дырок подавляет оже-рекомбинацию [30]. Однако вдали от центра зоны Бриллюэна в основной валентной подзоне имеются т.н. боковые максимумы – участки спектра с высокой плотностью состояний, лежащие за пределами асимптот гиперболического участка спектра (Рисунок 2.15(a)). Фактически, высота (глубина залегания) боковых максимумов определяет значение пороговой энергии  $E_{th}$  оже-рекомбинации.

Из литературы известно, что в теории рост  $E_{th}$  обеспечивается переходом к узким КЯ с минимальной долей Cd. Тем не менее, до недавнего времени содержание Cd в КЯ менее ~6% [98] было недоступно для эксплуатируемой ростовой технологии из-за применения «кольцевых» источников Cd. Также стоит отметить, что в работе [58] было проведено теоретическое исследование скорости (вероятности) оже-рекомбинации в КЯ HgCdTe/CdHgTe с различным содержанием Cd в КЯ в условиях варьирующейся концентрации неравновесных носителей. Было предсказано,

что в диапазоне типичных концентраций носителей, соответствующих режиму генерации СИ — единиц  $10^{10} \text{ см}^{-2}$ , минимальная скорость оже-рекомбинации должна наблюдаться не в узких КЯ с долей кадмия 0–3%, а в КЯ с долей Cd на уровне ~6%, что объяснялось сильной экранировкой кулоновского взаимодействия дырками в боковых максимумах основной валентной подзоны. Стоит отметить, что данный результат был получен без использования приближения случайных фаз, в классическом подходе, что может приводить к завышению эффективности экранировки [58].

В настоящем подразделе удалось уменьшить остаточную долю Cd в КЯ до уровня 2.5–2.8% за счёт модернизации источника Cd в ростовой установке, что обеспечило полуторакратный рост  $E_{th}$  (Таблица 4, нижние строки последних двух колонок). Для иллюстрации связи между параметром  $E_{th}$  и максимальной температурой генерации СИ  $T_{max}$  были построены экспериментально полученные значения  $T_{max}$  для ряда структур как функции от параметра  $E_{th}$  (Рисунок 2.15(b)).

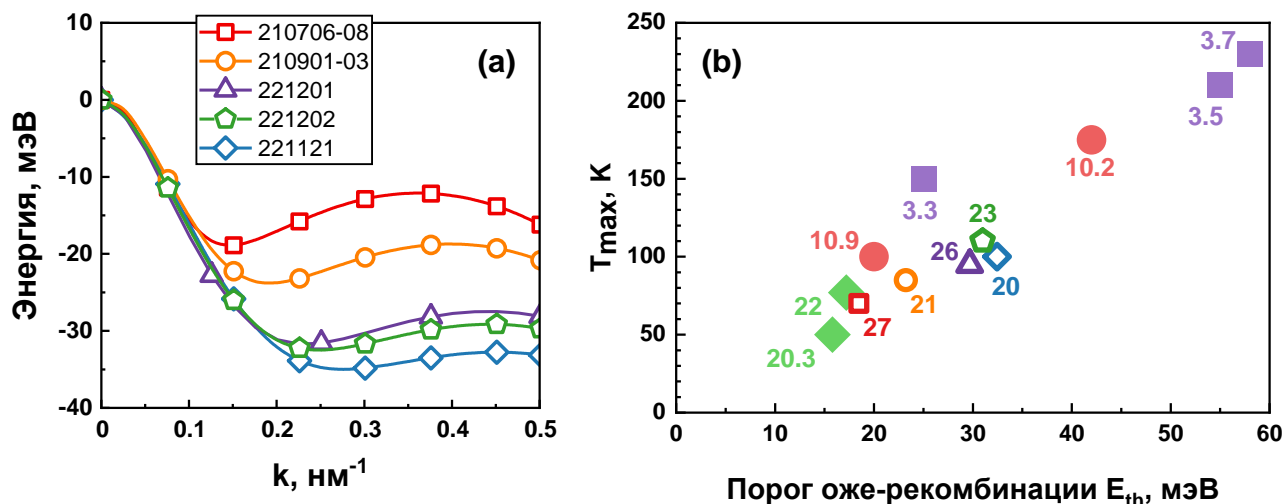


Рисунок 2.15. (а) Дырочный спектр в основной валентной подзоне для КЯ HgCdTe в ряде исследуемых структур (при фиксированной температуре 8 К). (б) Зависимость максимальной температуры генерации СИ  $T_{max}$  от пороговой энергии оже-рекомбинации  $E_{th}$ . Числа рядом с символами показывают длину волны СИ, полученную в структуре при температуре 8–10 К. Полые символы соответствуют структурам на левой панели.

СИ  $T_{max}$  от пороговой энергии оже-рекомбинации  $E_{th}$ . Числа рядом с символами показывают длину волны СИ, полученную в структуре при температуре 8–10 К. Полые символы соответствуют структурам на левой панели.

На построенном графике явно прослеживается корреляция между обозначенными параметрами, и исследованные структуры с пониженным содержанием кадмия укладываются в линию тренда [30]: максимальная температура генерации СИ растёт с увеличением пороговой энергии оже-рекомбинации. На график можно наложить линию тренда  $T_{max} \sim C \cdot E_{th}$ , где константа  $C$  лежит в диапазоне 3–4 К/мэВ. Таким образом, экспериментально показано, что температура активации оже-рекомбинации в HgCdTe структурах с КЯ растёт с понижением остаточного содержания Cd в КЯ вплоть до уровней меньше 3%. По всей видимости, это означает, что скорость

оже-рекомбинации в основном определяется величиной её пороговой энергии, а влияние эффектов экранировки не играет существенной роли в диапазоне содержания Cd 2.5–6.5 %.

Дополнительное свидетельство в пользу главенствующей роли пороговой энергии оже-рекомбинации как фактора, определяющего её вероятность, наблюдалось и при низких температурах решетки. В этом случае эффективная температура носителей заряда может варьироваться в широких пределах — от равновесной до сотен кельвинов — в зависимости от условий оптического возбуждения. Так, в работе [100] даже при температуре образца 8 К с ростом мощности коротковолновой накачки (энергия кванта  $\sim 600$  мэВ) уже при концентрациях, всего лишь в разы превышающую пороговую, в структуре наблюдалось полное гашение СИ, вызванное разогревом носителей заряда за счёт оже-рекомбинации. При этом в оптимизированных структурах в аналогичных условиях эксперимента интенсивность СИ не падает до нуля, а выходит на насыщение, что является дополнительным подтверждением снижения влияния оже-процессов на разогрев носителей при повышении пороговой энергии  $E_{th}$ .

## 2.6 Заключение

В данном разделе было получено несколько интересных результатов. Во-первых, были представлены результаты по наблюдению стимулированного излучения при непрерывном оптическом возбуждении с плотностью мощности  $\sim 2$  Вт/см<sup>2</sup> в структурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe, рассчитанными на генерацию в диапазоне длин волн 10.3–14 мкм. Данный результат более чем в пять раз по длине волны улучшает опубликованные в литературе результаты исследований предыдущих научных групп по лазерной генерации в HgCdTe лазерах в непрерывном режиме [91, 101]. Показано, что для генерации СИ в непрерывном режиме предпочтительными оказываются структуры, КЯ которых содержат ненулевое остаточное содержание Cd. Использование более широких HgCdTe КЯ при той же  $E_g$  позволяет уменьшать влияние флуктуаций толщины ямы на энергию межзонного перехода в ней по сравнению с узкими ямами с меньшим содержанием Cd. Полученный результат интересен тем, что известный способ увеличить температуру генерации СИ путём увеличения пороговой энергии оже-рекомбинации при переходе к как можно более узким КЯ с низким содержанием Cd несколько диссонирует с ним. Таким образом, получается, что в зависимости от целевой особенности дизайна лазера — генерации в непрерывном режиме или высокой рабочей температуры — параметры КЯ должны оптимизироваться по разным направлениям, и единого универсального дизайна не существует.

Во-вторых, в разделе было продемонстрировано СИ в КЯ HgCdTe/CdHgTe с непрерывной перестройкой длины волны в диапазоне  $\lambda < 27$  мкм, которые не покрываются существующими квантово-каскадными лазерами. Для структур, излучающих на длинах волн короче 27 мкм, за счёт температурной перестройки в рамках одного образца возможно охватить весь спектральный диапазон от 26–27 мкм вплоть до длин волн вблизи 18 мкм. Максимальная температура генерации СИ, по всей видимости, определяется активацией безызлучательной оже-рекомбинации и последующим разогревом носителей со снятием инверсии населённостей. Но при низких температурах воздействие оже-рекомбинации может быть уменьшено за счёт перехода к длинноволновой накачке. В сочетании с оптимизацией диэлектрического волновода с целью уменьшения модовых потерь этот переход должен обеспечить возможность непрерывной перестройки длины волны излучения от 31 мкм до 27 мкм, что не было продемонстрировано в данной работе, а также дальнейшее увеличение длины волны генерации СИ в диапазон  $> 31$  мкм. В диапазоне 28–40 мкм эффект локализации излучения в волноводном слое за счёт сильного отражения GaAs подложки позволяет уменьшить общую толщину эпитаксиальной плёнки HgCdTe до величин меньше 20 мкм, что удовлетворяет ограничениям существующей ростовой технологии HgCdTe.

В заключение, в разделе показано, что за счёт увеличения пороговой энергии оже-рекомбинации можно добиться роста максимальной температуры генерации СИ, и снизить нежелательный разогрев носителей заряда при большой разнице в энергии квантов накачки и СИ. В лучших длинноволновых структурах доля Cd в КЯ была снижена до  $\sim 2.5\%$ , благодаря чему удалось достичь температур около 100К, что превышает аналогичные показатели для лазеров на основе растворов PbSnTe. В чистых бинарных КЯ можно ожидать дальнейшего роста рабочей температуры. Были апробированы два подхода к оптимизации диэлектрического волновода с целью снижения модовых потерь — увеличение толщины буфера CdTe до 15 мкм и рост структур на легированной подложке — и оба позволили снизить пороговую интенсивность генерации СИ не менее чем на порядок до значений  $\sim 1$  кВт/см<sup>2</sup> при 77 К. При этом рост структуры на легированной подложке позволяет сократить совокупную толщину структуры до 15 мкм, в то время как структуры с увеличенной толщиной буфера требуют порядка 25 мкм, что важно с точки зрения эффективности технологического процесса. Таким образом, полученные результаты создают задел для разработки HgCdTe лазеров среднего ИК- и ТГц-диапазонов с рабочей температурой выше температуры жидкого азота.

### 3. Исследование стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в диапазоне длин волн 2.5–5 мкм

#### 3.1 Введение

Как говорилось в предыдущем разделе и во введении, для межзонных полупроводниковых лазеров среднего ИК- и ТГц-диапазонов существуют две естественные спектральные «экологические ниши», одной из которых является диапазон прозрачности атмосферы 3–5 мкм. В настоящее время структуры на основе HgCdTe ещё не могут генерировать лазерное излучение при комнатной температуре в диапазоне 3–5 мкм. Тем не менее, значительный прогресс в вопросе увеличения максимальной температуры генерации стимулированного излучения, достигнутый за последние годы, позволяет предположить, что эта цель может быть достигнута для структур оптимизированного дизайна. Модификация активной области лазера с целью подавления безызлучательной оже-рекомбинации является основным способом увеличения максимальной температуры генерации лазерного излучения и продвижения длины волны излучения лазера в длинноволновую область. В данном разделе обсуждаются результаты исследований стимулированного излучения в диапазоне прозрачности атмосферы 3–5 мкм при температурах, достижимых при использовании термоэлектрического охлаждения, а также близком к нему диапазоне 2.5–3 мкм при комнатной температуре.

В частности, в подразделе 3.4 описываются результаты по наблюдению стимулированного излучения на длине волны 2.75 мкм при комнатной температуре. В качестве источников возбуждения использовались два различных ПГС ближнего ИК-диапазона, и проводилось сравнение спектров СИ и его характеристик. Полученные результаты сравниваются с предшествующим результатом нашей группы по генерации СИ на 2.45 мкм при комнатной температуре, логическим продолжением которого они и являются.

Также в подразделе 3.5 исследуются перспективы повышения рабочей температуры лазеров с оптической накачкой на основе HgCdTe за счёт изменения числа квантовых ям в активной области. Рассматривается задача оценки оптимального числа квантовых ям в структуре для улучшения пороговой характеристики СИ — уменьшения пороговой плотности мощности генерации СИ. Сравняются параметры СИ из структур с различным числом квантовых ям, но одинаковым дизайном диэлектрического волновода, и оценивается диапазон оптимальных значений числа ям для роста критической температуры генерации СИ до более высоких значений, в идеале — до комнатной температуры.

### 3.2 Обзор литературы

Разработка компактных, недорогих лазеров среднего инфракрасного диапазона имеет решающее значение для многих областей человеческой деятельности, таких как экология, медицина, промышленность, бытовые применения. Они могут быть использованы в неинвазивной медицинской диагностике, мониторинге промышленных процессов, мониторинге окружающей среды, зондировании атмосферы и связи в открытом пространстве. Коротковолновая часть ИК-диапазона содержит множество линий поглощения газообразных загрязнителей, промышленных, парниковых и физиологических газов, таких как CO, CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, NO<sub>x</sub>, H<sub>2</sub>S, H<sub>2</sub>O, SO<sub>2</sub> и многих других. Что касается мониторинга окружающей среды (атмосферы), то особый интерес представляют устройства, работающие в диапазоне от 3 до 5 мкм, поскольку этот диапазон охватывает наиболее интенсивные линии поглощения ряда важных промышленных газов [1] (см. Рисунок 3.1).

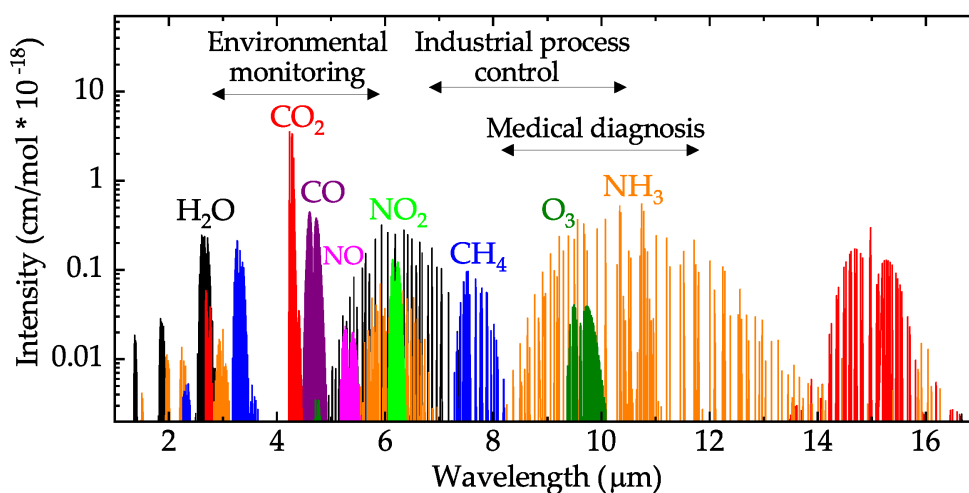


Рисунок 3.1. ИК-спектры поглощения различных промышленных и биологических газов, высота линии отображает относительную интенсивность поглощения на данной длине волны [2].

Компактные, эффективные, чувствительные и селективные датчики для одного или нескольких веществ могут быть реализованы в виде комбинации перестраиваемого узкополосного излучателя с неселективным детектором — метод, известный в литературе как перестраиваемая лазерная абсорбционная спектроскопия (TLAS). К настоящему моменту хорошо развита технология быстрых фотоэлектрических приёмников излучения среднего ИК-диапазона, и существует множество представленных на рынке детекторов на основе соединений HgCdTe, InGaAs, InAs, в том числе работающих при термоэлектрическом охлаждении и комнатной температуре. Хотя во всем среднем ИК-диапазоне существует множество спектроскопических линий различных веществ, исследователи фокусируются на спектральных диапазонах, в которых атмосферное



поглощение минимально, так называемых атмосферных окнах (0.8–2.5, 3–5 и 8–14 мкм), поскольку эти диапазоны позволяют сканировать большие объёмы воздуха.

Атмосферное поглощение в диапазоне 2.5–3 мкм определяется преимущественно парами воды, углекислым и угарным газами, поэтому излучатели этого диапазона могут использоваться для детектирования обозначенных веществ [102, 103, 104]. Кроме того, вода в высоких концентрациях содержится в биологических тканях, и её сильное поглощение в окрестности 3 мкм приводит к низкой глубине проникновения излучения в ткани, что находит применение в лечении кожных заболеваний, лазерной хирургии, стоматологии и других областях медицины. Поэтому важно разработать перестраиваемые полупроводниковые лазеры, работающие при комнатной температуре во всём коротковолновом среднем ИК-диапазоне от 2.5 до 5 мкм.

Несмотря на широкое распространение межзонных лазерных диодов в видимом и ближнем ИК-диапазонах, их работа в среднем ИК-диапазоне до недавнего времени была ограничена либо низкими температурами, либо коротковолновой частью диапазона. Генерация с длинами волн выше 2.5 мкм была продемонстрирована в полупроводниковых системах на основе соединений  $A^{III}B^V$  (GaSb, InAs),  $A^{IV}B^{VI}$  (PbS, PbSe) и  $A^{II}B^{VI}$  тройных/четверных твёрдых растворов. Ключевым препятствием для разработки полупроводниковых лазеров среднего ИК-диапазона является безызлучательная оже-рекомбинация, которая является термоактивируемым пороговым процессом, пороговая энергия которого падает с ростом длины волны излучения, с уменьшением ширины запрещённой зоны полупроводника.

Избежать негативного влияния оже-рекомбинации на характеристики лазерного излучения можно несколькими методами. Первый из них – реализация усиления излучения не на межзонных переходах, а внутризонных переходах одного типа носителей, подход, лежащий в основе работы квантово-каскадных лазеров (ККЛ). ККЛ среднего ИК-диапазона, которые стали возможны благодаря достижениям в области производства полупроводников и технологии их обработки, обеспечивают наилучшие характеристики лазерной генерации среди всех полупроводниковых диодов в диапазоне от 4 до 15 мкм [59, 105, 106]. В то же время массовое производство ККЛ ограничено сложностью их конструкции.

Другой подход заключается в использовании межзонных переходов и инжинирингу зонной структуры активной области лазера для подавления оже-рекомбинации. Это может быть реализовано с использованием гетероструктур на основе соединений  $A^{III}B^V$  (GaSb, InAs) с квантовыми ямами I или II типа [107]. Было показано, что  $A^{III}B^V$  диодные лазеры могут работать в среднем ИК-диапазоне при комнатной температуре, но длины волн излучения находятся в коротковолновой части диапазона 3–5 мкм. Для лазеров с квантовыми ямами I типа достигается относительно высокая мощность генерации при комнатной температуре на длинах волн до 3.3 мкм

[108]. Однако продвижение длины волны в диапазон более 3 мкм требует всё более сложных конструкций активной области, при этом максимальная достигнутая длина волны при комнатной температуре в настоящее время составляет 3.7 мкм для лазеров на основе четверных твёрдых растворов [109]. Большинство межзонных  $A^{III}B^V$  лазеров, альтернативных каскадным лазерам, страдают от сложной технологии роста, использовании четверных и даже пятерных твёрдых растворов, что сказывается на себестоимости и воспроизводимости изготавливаемых источников.

Для квантовых ям II типа в работе [110] сообщалось о лазерной генерации на длине волны 4 мкм (при  $T = 308$  К) (однако порог генерации превышал  $20$  кВт/см<sup>2</sup>, по сравнению с типичным пороговым током менее  $1$  кА/см<sup>2</sup> для коротковолновых лазеров с КЯ I типа). На этом направлении наилучшие результаты были достигнуты в межзонных каскадных лазерах, которые используют каскадный принцип ККЛ и активную область, сконструированную для подавления оже-рекомбинации [111, 112]. Сочетание этих факторов приводит к хорошим характеристикам лазерного излучения в диапазоне до 6 мкм, сравнимым с таковыми у ККЛ. Межзонные каскадные лазеры обеспечивают генерацию в непрерывном режиме при комнатной температуре с выходной мощностью до десятков-сотен мВт [107]. В настоящее время экспериментально продемонстрированные системы TLAS используют межзонные каскадные лазеры на основе соединений  $A^{III}B^V$  [113, 114]. В то же время массовое производство каскадных устройств по-прежнему является сложной задачей из-за относительно сложной конструкции и высокой себестоимости.

Альтернативным решением является использование полупроводниковых материалов ( $A^{II}B^{VI}$  или  $A^{IV}B^{VI}$ ), в которых оже-рекомбинация естественным образом подавляется за счёт симметрии дырочного и электронного законов дисперсии. В этом отношении источники, основанные на твёрдых растворах HgCdTe, являются весьма привлекательными. Технология эпитаксиального роста HgCdTe хорошо разработана и используется для изготовления ИК-детекторов [25] и гетероструктур с КЯ [36]; они также считаются перспективным материалом для изготовления источников среднего ИК-диапазона. Межзонная рекомбинация и генерация стимулированного излучения в HgCdTe исследовались с середины 60-х годов [115]. Определённый рост интереса к данному полупроводнику в качестве основы для когерентного излучателя среднего ИК-диапазона возник в конце 80-х — начале 90-х за счёт совершенствования ростовой технологии HgCdTe и активной разработки приёмников среднего ИК-излучения на его основе. Из наиболее примечательных работ, опубликованных в то время, можно выделить серии работ научных групп из Иллинойского университета в Чикаго (UIC) [91, 101, 116], Научного центра корпорации Rockwell International в Калифорнии [26, 117, 118], Исследовательского центра «Нахаль Сорек» (Soreq NRC) в Израиле [119, 120, 121, 122] и Института CEA-Leti в Гренобле [123, 124, 125, 126, 127, 128].

Рисунок 3.2 суммирует результаты по лазерной генерации в HgCdTe, представленные в перечисленных работах. Как видно из рисунка, исследования были нацелены на коротковолновую часть среднего ИК-диапазона (2–5 мкм). Все приведённые результаты были получены на структурах, выращенных на «родных» подложках из CdTe или CdZnTe (с долей цинка 2–4%) различной ориентации. Большинство результатов были получены на подложках с ориентацией (100) или вицинальной ориентации (211). В качестве метода роста в основном использовалась низкотемпературная молекулярно-пучковая эпитаксия, за исключением работ группы из Soreq NRC, которая структуры на 2.8, 2.9 и 3.1 мкм растила методом металлоорганической газофазной эпитаксии, а структуры на 2.15 и 3.44 мкм — жидкофазной эпитаксией. Большинство результатов было получено из объёмных плёнок, однако некоторые из представленных результатов были получены из широких ям (>10 нм) с относительно высоким содержанием Cd ( $x_{Cd} > 0.3$ ).

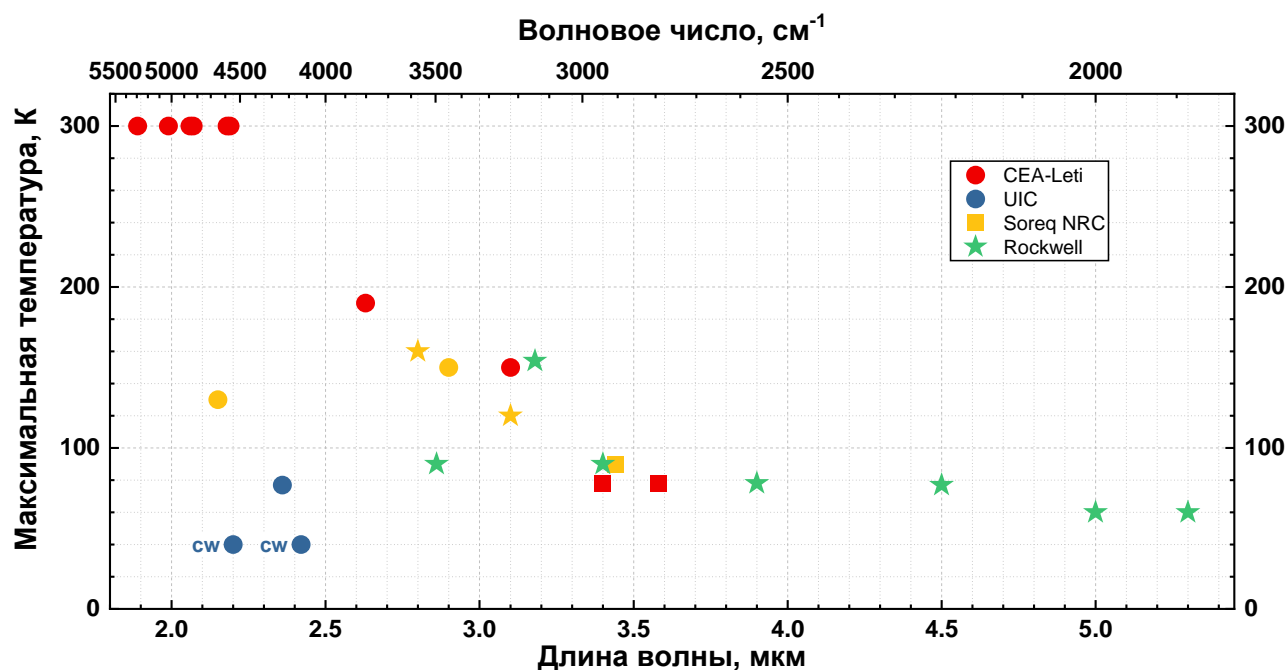


Рисунок 3.2. Максимальные температуры лазерной генерации в структурах на основе твёрдых растворов HgCdTe при токовой и оптической накачке, опубликованные в литературе. Ордината точки отображает максимальную температуру генерации, а абсцисса — длину волны лазерного излучения, наблюдаемую при максимальной температуре генерации. Цветом обозначена научная группа, опубликовавшая результат, а форма точки отображает ориентацию CdTe (CdZnTe) подложки, на которой была выращена структура: круг — (100), квадрат — (111), звезда — (211). Символом cw обозначена максимальная температура лазерного излучения, полученного в непрерывном режиме.

Как видно из рисунка, лазерная генерация в HgCdTe при комнатной температуре была достигнута лишь в коротковолновой части среднего ИК-диапазона (на длинах волн 1.89–2.2 мкм), а при больших длинах волн генерации максимальная температура  $T_{max}$ , при которой можно было наблюдать лазерную генерацию, быстро снижалась:  $T_{max}$  составляла ~190 К при генерации на

длине волны 2.6 мкм, в то время как лазеры с длиной волны генерации выше 3.5 мкм работали при температурах ниже 100 К, а с длиной волны больше 4.5 мкм — ниже температуры жидкого азота.

В литературе наблюдаемое сильное термическое гашение межзонной генерации из полупроводниковых лазеров среднего ИК-диапазона связывают с активацией безызлучательных оже-процессов [26, 129, 130]. Хотя объемные слои HgCdTe демонстрируют более высокие значения коэффициента оже-рекомбинации, чем соединения  $A^{III}B^V$  [131], известно, что использование узких КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe подавляет оже-рекомбинацию [132, 133]. Было показано, что применение узких КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe с остаточным содержанием Cd в материале КЯ настолько низким, насколько это возможно в рамках ограничений ростовой технологии, может значительно подавить «классическую» оже-рекомбинацию [134].

Следует отметить, что за счёт перехода от объёмных плёнок к узким квантовым ямам объёмная оже-рекомбинация подавляется, но введение в структуру гетероинтерфейсов может обеспечить два новых типа оже-процессов, специфичных для КЯ. В ходе первого из них один электрон или дырка переходит в более высокую подзону размерного квантования, в ходе же второго процесса носитель переходит в континуум обкладочных слоёв [135]. Второй процесс фактически запрещён в длинноволновых гетероструктурах Hg(Cd)Te/CdHgTe, обсуждавшихся ранее, поскольку энергии межзонного перехода в них недостаточно для перехода электрона в континуум барьеров, первый же процесс с переходом носителя в более высокие подзоны подавлен за счёт того, что его пороговая энергия обычно выше, чем пороговая энергия «классической» оже-рекомбинации.

В квантовых ямах, рассчитанных на генерацию в области 3–5 мкм и обсуждаемых в данном подразделе, эти процессы в целом возможны, однако они обычно не проявляются до температур выше 200 К [133]. Более того, как было предложено в [136], максимизация разрывов зон квантовых ям и барьерных слоёв за счет увеличения в последних содержания Cd до величин  $x_{Cd} > 0.8$  может еще сильнее повысить температуру активации этих процессов. За счёт использования таких узких квантовых ям, наша группа продемонстрировала СИ на длине волны 3.8 мкм при 240К [133], 2.8 мкм при 256К [137] и 2.45 мкм при комнатной температуре [138]. Также можно отметить теоретическую работу, предсказывающую возможность работы диодных HgCdTe лазеров на 3 мкм при комнатной температуре [139].

### 3.3 Исследованные образцы

В данном разделе исследуются структуры, ориентированные на генерацию в коротковолновой части среднего ИК-диапазона. По сравнению со структурами из предыдущего раздела, в коротковолновых структурах толщины волноводных слоёв малы и проблем с «вытеканием» моды в подложку и сильным решёточным поглощением излучения моды в ней нет. Поэтому все исследованные в разделе структуры растились на полуизолирующей подложке GaAs (013) с буферным слоем CdTe толщиной 10 мкм.

Дизайн первой структуры, 170201, основывался на дизайне структуры из работы [138], в которой наблюдалось стимулированное излучение на длине волны 2.45 мкм при комнатной температуре. В структуре 170201 было несколько снижено содержание Cd в квантовых ямах и барьерных слоях при сохранении целевой толщины ям, чтобы продвинуть длину волны СИ при комнатной температуре дальше в инфракрасную область, ближе к окну прозрачности атмосферы 3–5 мкм. Соответственно, толщина волноводного слоя была немного увеличена для эффективной локализации более длинноволнового излучения.

Для исследования зависимости характеристик СИ (пороговой интенсивности генерации СИ при различных температурах) от числа КЯ в структуре была выращена серия из трёх структур — 200421, 200422, 200423. Структуры растились в рамках единой технологической серии с номинально одинаковыми конструкцией диэлектрического волновода и целевыми параметрами квантовых ям. Дизайны структур отличались лишь количеством КЯ в пучности TE<sub>0</sub>-моды излучения. Таблица 5 содержит параметры волноводных слоёв всех исследованных в разделе структур, а также параметры КЯ, уточнённые в ходе постростовой характеристики. Видно, что параметры КЯ в структуре 200423 немного отличаются от параметров КЯ в структурах 200421 и 200422.

Таблица 5. Параметры структур, обсуждаемых в разделе 3:  $D_{total}$  — общая толщина волноводного слоя с массивом КЯ ( $D_{total}=D_1+D_2$  в нотации, использованной ранее);  $x_{wg}$  — содержание Cd в волноводном слое, определяется как  $x$  в формуле  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ;  $N_{QW}$  — количество КЯ в активной области структуры;  $x_{bar}$  — содержание Cd в барьерах КЯ;  $d_{QW}$  — толщина одной КЯ;  $x_{QW}$  — содержание Cd в КЯ;  $E_{th}$  — пороговая энергия ССНС оже-процесса в КЯ структуры

№ Стр.	Параметры волновода		$N_{QW}$	Параметры КЯ			$E_{th}$ , мэВ
	$D_{total}$ , мкм	$x_{wg}$		$d_{QW}$ , нм	$x_{bar}$	$x_{QW}$	
170201	0.9	0.68	10	2.7	0.68	0.18	65
200421	0.7	0.75	3	2.7	0.75	0.08	55
200422	0.7	0.75	5	2.7	0.75	0.08	55

200423	0.7	0.75	10	2.7	0.75	0.06	56
--------	-----	------	----	-----	------	------	----

### 3.4 Генерация стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в диапазоне 2.65–2.75 мкм при комнатной температуре

Для измерений ФЛ и СИ из выращенной структуры 170201 была выколота серия образцов длиной от 2.5 мм до 7 мм (далее именуемых как "2.5 мм", "4 мм" и "7 мм" образцы). Первоначальная характеристика образца осуществлялась на основе исследования спонтанной ФЛ с использованием непрерывного лазерного диода с длиной волны 808 нм в качестве оптического возбуждения, интенсивность возбуждения при этом составляла  $\sim 10$  Вт/см<sup>2</sup>. Для измерения спектров СИ использовался параметрический генератор света ближнего ИК-диапазона Solar KTR OPO, излучающий на длинах волн вблизи 2 мкм. Излучение накачки ослаблялось при помощи комбинации различных стеклянных аттенуаторов (нейтральных стёкол). Излучение от образца исследовалось при помощи фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v с приёмником HgCdTe с красной границей 16 мкм. Во время исследований СИ пятно возбуждения полностью покрывало всю площадь образца, при этом каждый образец помещался в центр пятна лазера накачки. При исследовании спектров СИ также использовался и другой источник возбуждения — ПГС Solar LP601, излучающий на длине волны 1.6 мкм, для возможности сравнения излучательных свойств структуры 170201 с образцом из [138] в одинаковых условиях. Однако из-за существенно меньшей энергии в импульсе у второго ПГС ( $\sim 1$  мДж), лишь самый короткий "2.5 мм" образец обеспечивал генерацию СИ лишь при фокусировке лазерного пятна. Все эксперименты проводились при комнатной температуре, равной 21°C. Образцы устанавливались на объёмный алюминиевый радиатор, активное охлаждение не использовалось.

Рассеянное излучение ПГС с длиной волны 1.6 мкм и лазерного диода с длиной волны 808 нм полностью отсекались Ge фильтром, ограничивавшим диапазон чувствительности спектрометра волновыми числами 550–5600 см<sup>-1</sup>. Однако нам не удалось полностью отфильтровать возбуждение 2 мкм ПГС от СИ с длиной волны 2.7 мкм, что значительно усложнило исследования спонтанного излучения при импульсном возбуждении.

Рисунок 3.3 отображает спектр ФЛ образца длиной 2.5 мм при слабом непрерывном возбуждении наряду со спектрами излучения, измеренными при импульсном возбуждении с длиной волны 1.6 мкм (аналогичный источнику в работе [138]). Исходя из спектров спонтанной ФЛ, энергия запрещенной зоны оценивается в  $\sim 450$  мэВ, что соответствует содержанию Cd в КЯ в

~18% — что близко к значению, полученному при характеристике образца *in situ*. При импульсном возбуждении можно наблюдать слабый широкий спектр спонтанного излучения при плотности потока фотонов  $2 \cdot 10^{24} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ . На данном спектре возникновению усиления на межзонных переходах в структуре соответствует невыраженная спектральная особенность вблизи энергии межзонных переходов, которая быстро растёт с увеличением интенсивности возбуждения. Спектр излучения при этом обужается до  $\sim 60 \text{ см}^{-1}$ , в то время как FWHM спонтанной ФЛ при комнатной температуре составляет  $\sim 500 \text{ см}^{-1}$ , что указывает на развитие стимулированного излучения в структуре. При этом излучение лазера фокусировалось линзой в пятно диаметром  $\sim 3 \text{ мм}$  для достижения пороговой интенсивности возбуждения для генерации СИ ( $\geq 200 \text{ кВт/см}^2$ ), поэтому с ПГС на  $1.6 \text{ мкм}$  СИ наблюдалось лишь в наименьшем образце размером  $2.5 \text{ мм}$ . Расчетный порог СИ был примерно в два раза выше по сравнению с образцом с более короткой длиной волны из [138], преимущественно из-за более узкой  $E_g$  и, соответственно, более низкой пороговой энергии  $E_{th}$  оже-рекомбинации ( $\sim 71$  против  $\sim 65 \text{ мэВ}$ ).

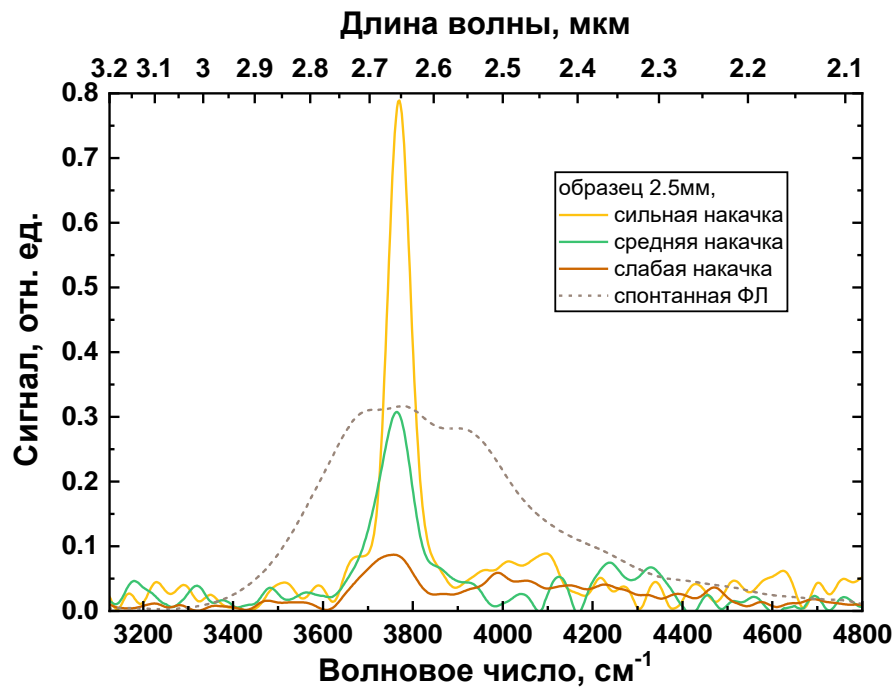


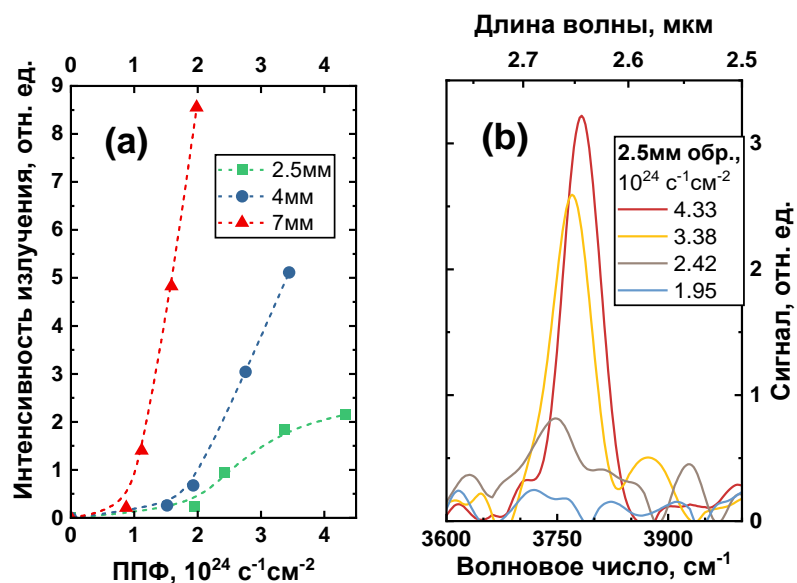
Рисунок 3.3. Сплошные линии — спектры стимулированного излучения в  $2.5 \text{ мм}$  образце на длине волны  $2.65 \text{ мкм}$  при импульсном возбуждении с длиной волны  $1.6 \text{ мкм}$  и различной интенсивностью. Пунктир — спектр спонтанного излучения в том же образце при возбуждении  $808 \text{ нм}$  лазерным диодом.

Слабая интенсивность возбуждения соответствует плотности потока фотонов менее  $2 \cdot 10^{24} \text{ с}^{-1} \text{ см}^2$ , средняя —  $\sim (3 \div 3.5) \cdot 10^{24} \text{ с}^{-1} \text{ см}^2$ , а сильная — по меньшей мере  $4.5 \cdot 10^{24} \text{ с}^{-1} \text{ см}^2$ .

Для более детальных исследований СИ мы переключились на ПГС с длиной волны  $2 \text{ мкм}$  в качестве источника возбуждения. За счёт гораздо более высокой энергии в импульсе он обеспечивал поток фотонов, достаточно высокий для генерации СИ в образцах всех размеров без использования фокусирующей оптики, и позволял точно измерять пороговые характеристики СИ.

При этом для образца диаметром 2.5 мм наблюдались довольно близкие пороговые значения плотности потока фотонов для генерации СИ при возбуждении обоими импульсными источниками — с длинами волн 1.6 мкм и 2 мкм — приблизительно  $\sim(2\div 3)\cdot 10^{24} \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}$ . Хотя в работе [138] было продемонстрировано, что использование длинноволнового возбуждения может снизить порог генерации СИ, здесь мы не видим выраженного эффекта. Это можно объяснить тем, что длины волн возбуждения близки к длине волны СИ (2.7 мкм). Следовательно, эффекты, связанные с генерацией «горячих» носителей при поглощении возбуждающего излучения (а именно — генерация дырок в основной валентной подзоне с энергией, превышающей пороговую энергию оже-рекомбинации; концепция, предложенная в [138]), а также разогревом неравновесных носителей при высоких интенсивностях возбуждения (оценивался в [140]), не оказывают существенного влияния на пороги СИ. При этом стоит отметить, что обе длины волны импульсного возбуждения соответствуют случаю накачки «в КЯ» (генерации носителей напрямую в КЯ), на основе спектроскопии пропускания можно оценить поглощение излучения обоих источников массивом из 10 КЯ в 8–10%.

Для всех трёх выколотых образцов были исследованы спектры СИ при различных уровнях накачки. Рисунок 3.4 обобщает полученные результаты. На панели (а) приведена интегральная интенсивность ФЛ/СИ в зависимости от плотности потока фотонов накачки, причем была сделана поправка на неоднородное гауссово распределение интенсивности в пятне лазера накачки с FWHM  $\sim 6$  мм (небольшие образцы в центре пятна получают большую эффективную плотность потока фотонов, чем крупные образцы, покрываемые пятном полностью, при одинаковой мощности возбуждения). Очевидно, что излучение из образца имеет сверхлинейную (пороговую) зависимость от интенсивности возбуждения, и образцы различной длины демонстрируют разные пороговые интенсивности генерации СИ.





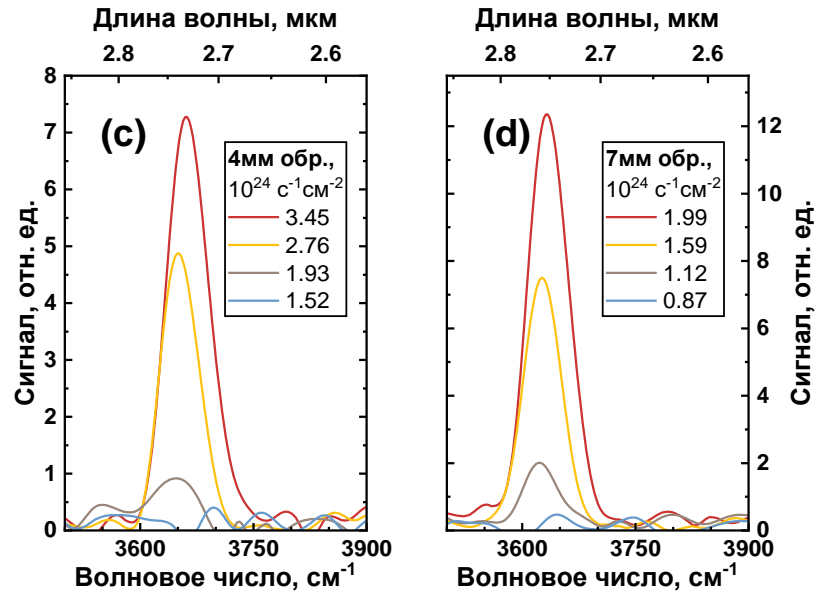


Рисунок 3.4. (а) Интегральный сигнал (площадь под спектром) от плотности потока фотонов для всех трёх образцов. Спектры излучения (b) 2.5 мм образца, (c) 4 мм образца, (d) 7 мм образца при различных уровнях накачки импульсного 2 мкм ПГС. Относительные единицы по вертикальной оси в (b, c, d) равны между собой.

Хотя энергии запрещенной зоны исследуемых образцов незначительно различаются (см. соответствующие спектры СИ на панелях (b-d)), маловероятно, что этот фактор может повлиять на межзонную рекомбинацию носителей заряда и пороговые характеристики СИ. Вместо этого логично предположить, что наблюдаемые различия в пороговых интенсивностях напрямую связаны с режимом однопроходowego усиления, при котором более длинные образцы позволяют получить более выраженную линию СИ при более низких значениях усиления. Чтобы получить приблизительные оценки материального усиления, рассмотрим одномерную модель усиления аналогично работе [141]. Рассмотрев спектры СИ образцов с длинами 4 мм и 7 мм (Рисунок 3.4(c) и Рисунок 3.4(d)), можно оценить коэффициенты усиления в них:  $\sim 60 \text{ см}^{-1}$  для 7 мм образца при плотности потока фотонов  $1.6 \cdot 10^{24} \text{ c}^{-1} \text{ см}^{-2}$  и  $\sim 110 \text{ см}^{-1}$  для 4 мм образца при  $2.75 \cdot 10^{24} \text{ c}^{-1} \text{ см}^{-2}$  на максимуме линии СИ. Рассчитанный коэффициент оптического ограничения  $\Gamma$  полагается равным во всех образцах и составляет  $\sim 0.0355$ .

Естественно ожидать, что 2.5 мм образец требует коэффициента оптического усиления для генерации выраженного СИ выше, чем в предыдущих двух образцах, но предоставить надёжные оценки для него непросто. Во-первых, его спектры излучения имеют более низкое отношение сигнал/шум, чем для других образцов. Во-вторых, что более важно, для излучения из этого образца наблюдается насыщение (Рисунок 3.4(a)) и выраженное синее смещение пика СИ при возбуждении выше  $3 \cdot 10^{24} \text{ c}^{-1} \text{ см}^{-2}$  (Рисунок 3.4(b)), что указывает на разогрев носителей заряда при обсуждаемых интенсивностях оптического возбуждения. Для 2.5 мм образца зависимость

сигнала от интенсивности возбуждения похожа на характерный вид кривой (половина колокола), часто наблюдаемый при исследовании гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe среднего ИК-диапазона в условиях высокой интенсивности накачки и температурах, близких к максимальной температуре генерации СИ [97, 140].

Полученный результат хорошо согласуется с положением пиков СИ и, соответственно, положением максимумов спектров усиления, определяемых концентрацией и эффективной температурой носителей заряда. Предшествующие экспериментальные исследования показали, что эффективная температура носителей заряда может в несколько раз превышать температуру решётки при таком же импульсном оптическом возбуждении с длиной волны 2 мкм по мере увеличения интенсивности накачки выше определенного значения [140]. По мере роста эффективной температуры носителей заряда уширение спектра усиления вызывает синее смещение линии СИ. Этого эффекта вряд ли можно избежать, однако его вклад может быть сведен к минимуму после изготовления резонаторных мезоструктур (например, резонаторов Фабри-Перо на основе гребенчатых волноводов). В этом случае ожидается, что переход от однопроходowego усиленного спонтанного излучения к надлежащей (многопроходовой) лазерной генерации обеспечит компактные лазерные мезоструктуры с порогами генерации менее  $10^{24} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ , чему можно сопоставить плотности тока менее  $1.5 \text{ кА/см}^2$  в расчёте на одну квантовую яму при токовой накачке.

Представленные оценочные значения порогового тока HgCdTe лазеров среднего ИК-диапазона выше тех, о которых сообщалось в литературе для лазеров на основе соединений  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ , излучающих в том же диапазоне [131]. Тем не менее, HgCdTe-структуры могут обладать определенным потенциалом улучшения параметров. Следуя работе [140], можно дать оценку эффективному двумерному коэффициенту оже-рекомбинации —  $10^{-14} \text{ см}^4/\text{с}$  при пороговой плотности потока фотонов  $10^{24} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  и концентрации прозрачности КЯ  $10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Приведённая оценка более чем на порядок превышает типичные коэффициенты оже, представленные в литературе для КЯ I типа на основе соединений  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$  [25] и очень похоже на значения для объёмного полупроводника. В то же время в работе [133] было продемонстрировано подавление оже-рекомбинации в более длинноволновом диапазоне, обусловленное подбором оптимальных параметров квантовых ям.

### **3.5 Определение оптимального числа квантовых ям для HgCdTe лазеров среднего ИК-диапазона с оптической накачкой**

Вопрос увеличения максимальной температуры генерации стимулированного или лазерного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe имеет первостепенное значение. Безусловно, поставленный вопрос неразрывно связан с проблемой инжиниринга зонного спектра за счёт подбора параметров КЯ и подавления безызлучательной оже-рекомбинации, пороговая энергия которой коррелирует с максимальной температурой генерации [134]. В то же время определенные улучшения могут быть достигнуты без подбора параметров КЯ, исключительно за счёт оптимизации конструкции самого лазера и сопутствующего увеличения коэффициента модового усиления. Как известно, модовое усиление можно представить в виде произведения материального усиления и фактора оптического ограничения ( $\Gamma$ -фактора), который показывает долю излучения моды, приходящуюся на активную область. Таким образом, простейший способ повысить модовое усиление — за счёт увеличения числа КЯ в активной области лазера, что даёт близкое к линейному масштабированию фактора оптического ограничения (в пределе малого числа плотно размещённых КЯ) и, как следствие, коэффициента модового усиления.

В данном подразделе обсуждаются перспективы улучшения максимальной температуры генерации в HgCdTe лазерах за счёт увеличения числа квантовых ям в активной области. В частности, обсуждается оценка оптимального числа ям в структуре для уменьшения пороговой плотности мощности генерации СИ. Сравняются характеристики СИ из структур с различным числом квантовых ям, но одинаковым дизайном диэлектрического волновода, и оценивается диапазон оптимальных значений числа ям для роста критической температуры генерации СИ до более высоких значений, в идеале – до комнатной температуры.

Дизайн всех структур опирался на волноводный слой состава  $\text{Hg}_{0.25}\text{Cd}_{0.75}\text{Te}$  толщиной 650 нм, который служил для оптического ограничения  $\text{TE}_0$  моды вблизи массива КЯ. Массив КЯ представлял собой несколько КЯ  $\text{Hg}_{x-1}\text{Cd}_x\text{Te}$ , разделённых 30-нанометровыми барьерными слоями  $\text{Hg}_{0.25}\text{Cd}_{0.75}\text{Te}$ . Всего были исследованы три гетероструктуры, которые отличались количеством КЯ (дизайны с 3, 5 и 10 КЯ толщиной 2.7 нм, коэффициенты оптического ограничения которых равны  $\Gamma_3 = 0.004$ ,  $\Gamma_5 = 0.0083$ ,  $\Gamma_{10} = 0.016$  соответственно).

Рисунок 3.5 отображает результаты постростовой характеристики выращенных структур методом спектроскопии ФЛ. Линии ФЛ структур с тремя и пятью квантовыми ямами лежат вблизи длины волны  $\sim 4.1$  мкм при 10 К, в то время как структура с десятью квантовыми ямами при той же температуре имеет большую длину волны ФЛ –  $\sim 4.6$  мкм. С ростом температуры все линии ФЛ смещаются в сторону более коротких длин волн со скоростью  $2 \text{ см}^{-1}\text{К}^{-1}$ , типичной для КЯ HgCdTe/HgCdTe.

При комнатной температуре пики линий ФЛ лежат на 3.3 мкм, 3.5 мкм и 3.6 мкм для структур с 3, 5 и 10 квантовыми ямами соответственно. На основе положений и температурных

сдвигов линий ФЛ были определены параметры КЯ. Сначала была определена ширина запрещенной зоны структуры в зависимости от температуры, затем были найдены параметры квантовой ямы путем решения обратной задачи вычисления спектра ФЛ по параметрам квантовой ямы для различных температур. Разница в положении линии ФЛ указывает на различное содержание CdTe в квантовых ямах разных структур, которое составляет ~6% для структуры с 10 квантовыми ямами и ~8% для структур с 3 и 5 квантовыми ямами. Однако различное содержание Cd несущественно влияет на величину пороговой энергии безызлучательной оже-рекомбинации, препятствующей лазерной генерации при высоких температурах: 56 мэВ против 55 мэВ для структур с 10 и 5 квантовыми ямами соответственно.

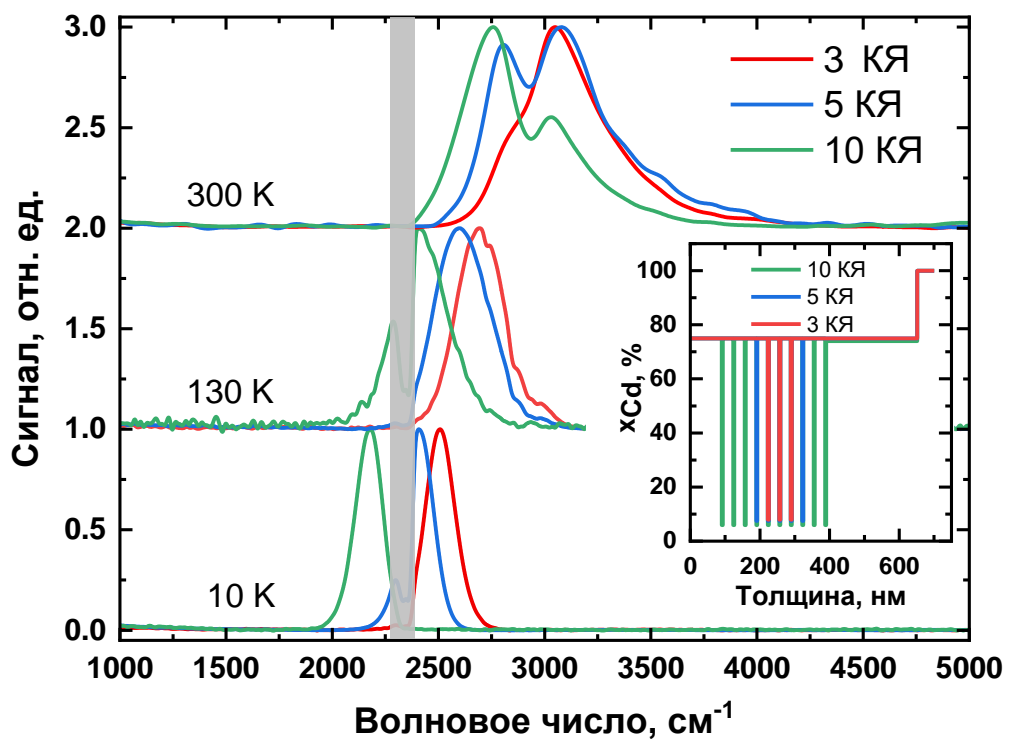


Рисунок 3.5. Спектры фотолюминесценции структур 2004XX с различным числом КЯ при температурах от 10 до 300 К и возбуждении 808 нм диодным лазером. Серым цветом показан диапазон сильного поглощения излучения атмосферным  $\text{CO}_2$  вблизи  $2350 \text{ см}^{-1}$ . На вставке приведены ростовые схемы образцов.

Для измерения спектров стимулированного излучения и его пороговых характеристик образцы размером  $\sim 4 \times 4$  мм выкалывались из трёхдюймовой выращенной структуры и устанавливали на холодный палец криостата замкнутого цикла. Оптическое возбуждение осуществлялось импульсным ПГС Solar LP601 на длине волны 1.6 мкм, мощность которого варьировалась набором нейтральных стёкол. Геометрия эксперимента была типична для спектроскопии СИ, использовался фотоэлектрический HgCdTe приёмник с красной границей 16 мкм. Энергия фотонов оптического возбуждения в эксперименте была меньше ширины запрещенной зоны барьерных

слоев, таким образом, неравновесные носители возбуждались напрямую в квантовых ямах практически независимо друг от друга.

Температурные зависимости пороговой интенсивности генерации СИ для исследуемых структур показаны на рисунке 2b. Пороговая интенсивность накачки определялась из зависимостей сигнала от накачки (рис. 2a) путем линейной экстраполяции надпороговой части кривой до оси абсцисс, за значение пороговой интенсивности принималась точка их пересечения. Найденные значения проверялись путем регистрации спектров вблизи предполагаемой пороговой интенсивности и контроля обужения полной ширины на половине высоты (FWHM) спектров излучения ниже теоретического предела FWHM для спектров спонтанного излучения при заданной температуре ( $\sim 0.7k_B T$ ).

При криогенных температурах значения пороговой интенсивности СИ для структур с тремя и пятью квантовыми ямами практически одинаковы, но с ростом температуры их разница увеличивается как по абсолютной, так и по относительной величине. При сравнении структур с 10 и 5 квантовыми ямами тенденция аналогична: в диапазоне температур до 160К пороговые интенсивности сохраняются практически равными, но при более высоких температурах разница значений становится более выраженной.

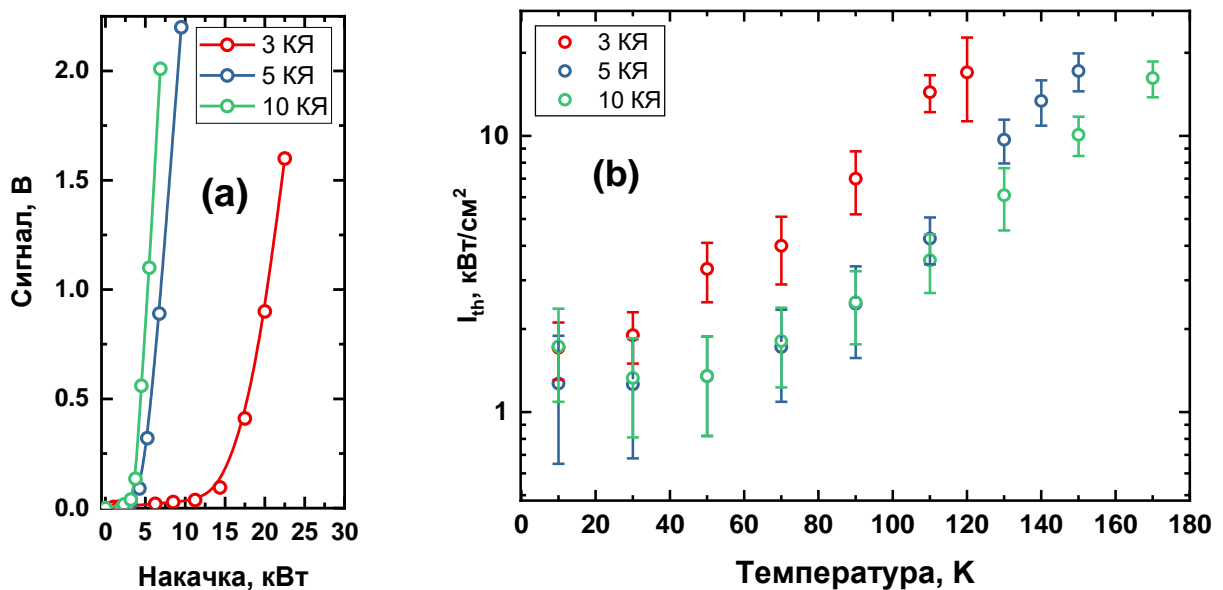


Рисунок 3.6. (a) Зависимость сигнала на приёмнике от мгновенной мощности в импульсе накачки при температуре 110 К; (b) Пороговая интенсивность генерации СИ ( $I_{th}$ ) при импульсной накачке 1.6 мкм ПГС при разных температурах.

Пороговая интенсивность накачки, которая необходима для возникновения стимулированного излучения в гетероструктуре с числом квантовых ям  $N_{QW}$ , определяется выражением:

$$I_n = \frac{\hbar\Omega R_{th}}{\eta} \quad (10)$$

где  $\hbar\Omega$  — энергия одного фотона,  $\eta$  — доля поглощенного излучения,  $R_{th}$  — темп рекомбинации неравновесных носителей заряда. Выражение (10) справедливо для условий, когда излучение накачки поглощается только в массиве КЯ, а общее поглощение излучения структурой — низкое ( $\hbar\Omega < E_g$  и  $N_n \ll 1$ , где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны волноводного и барьерного слоев). Скорость рекомбинации неравновесных носителей описывается в рамках АВС-модели:

$$R_{th} = An + Bn^2 + Cn^3 \quad (11)$$

где  $A$ ,  $B$  и  $C$  — соответственно коэффициенты рекомбинации Шокли-Рида-Холла, излучательной рекомбинации и оже-рекомбинации в квантовых ямах,  $n$  — концентрация носителей заряда. При этом отношение пороговых интенсивностей генерации СИ для структур с разным числом ям ( $k$  и  $l$ ) в активной области зависит лишь от пороговых концентраций носителей ( $n_k$ ,  $n_l$ ) в структурах:

$$\frac{I_k}{I_l} = \frac{An_k + Bn_k^2 + Cn_k^3}{An_l + Bn_l^2 + Cn_l^3} \quad (12)$$

Пороговую концентрацию носителей можно определить из условия возникновения лазерной генерации:

$$G(n_k)\Gamma_k = \alpha \quad (13)$$

где  $\alpha$  — общий коэффициент потерь в структуре (включая потери на излучение),  $\Gamma_k$  — коэффициент оптического ограничения для структуры с  $k$  квантовых ям, а  $G(n_k)$  — коэффициент материального усиления (в квантовых ямах). Следуя расчётам из [142], можно показать, что коэффициент материального усиления в КЯ  $Hg_{1-x}Cd_xTe/Hg_{1-y}Cd_yTe$  в широком диапазоне концентраций носителей заряда выражается как:

$$G(n) = Q \cdot (n - n^{tr}) \quad (14)$$

где  $Q$  — коэффициент, зависящий от состава и толщины КЯ, а также температуры носителей, а  $n^{tr}$  — т.н. концентрация прозрачности, которую можно найти из условия равенства нулю материального усиления  $G(n^{tr}) = 0$ . Коэффициент материального усиления рассчитывался для температур 120 К, 130 К и 150 К (см. Рисунок 3.7). Расчёт проводился в модели Кейна с учётом механических напряжений в слоях структуры. Для простоты эффекты снижения симметрии на гетероинтерфейсах, а также связанные с отсутствием центра инверсии в структуре не учитывались, что обусловило двукратное вырождение электронного спектра. Подробности методики расчётов приведены в [142]. С учётом выражений (13) и (14), выражение (12) можно переписать в виде:

$$\frac{I_k}{I_l} = \frac{A \left( n^{tr} + \frac{\alpha}{Q\Gamma_k} \right) + B \left( n^{tr} + \frac{\alpha}{Q\Gamma_k} \right)^2 + C \left( n^{tr} + \frac{\alpha}{Q\Gamma_k} \right)^3}{A \left( n^{tr} + \frac{\alpha}{Q\Gamma_l} \right) + B \left( n^{tr} + \frac{\alpha}{Q\Gamma_l} \right)^2 + C \left( n^{tr} + \frac{\alpha}{Q\Gamma_l} \right)^3} \quad (15)$$

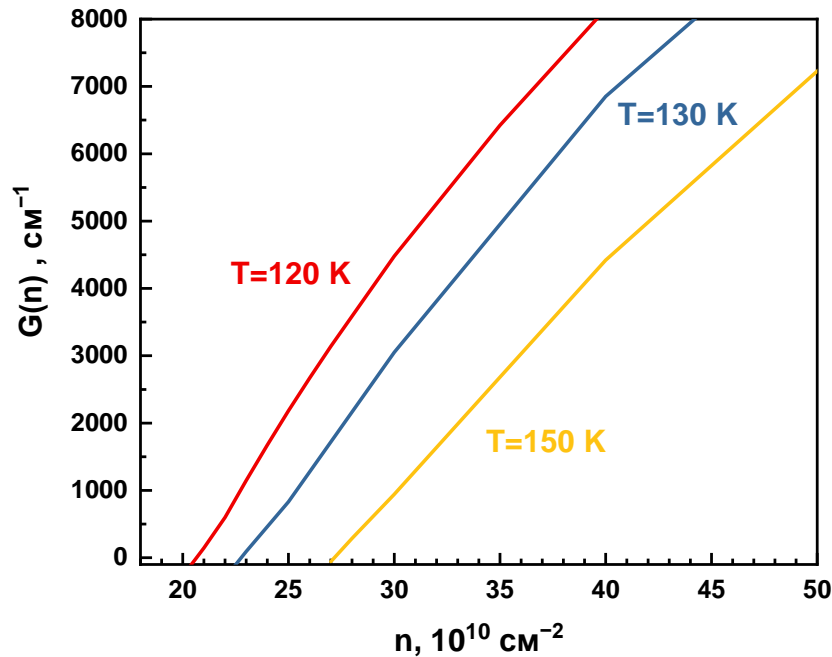


Рисунок 3.7. Теоретическая зависимость коэффициента материального усиления  $G(n)$  от концентрации для исследуемых квантовых ям шириной 2.7 нм при трёх значениях температуры носителей заряда: 120 К, 130 К, 150 К.

Выражение (15) основано на общих предположениях о линейном режиме усиления и низком общем поглощении излучения накачки и, таким образом, может быть применено к экспериментальным результатам во всем диапазоне температур. Тем не менее, интересно рассмотреть вырожденные частные случаи, когда вид выражения (15) может быть упрощён. Первый из них — малая избыточная концентрация носителей заряда (добавка к концентрации прозрачности КЯ, необходимая для преодоления потерь в пассивных слоях структуры), когда она много меньше концентрации прозрачности КЯ ( $\alpha/Q\Gamma_{k,l} \ll n^{tr}$ ). В этом случае пороговая интенсивность генерации СИ практически не зависит от числа квантовых ям в структуре. Этому случаю соответствует предел низкой температуры решётки, когда потери в пассивных слоях малы, а коэффициент материального усиления быстро растёт с увеличением концентрацией носителей заряда.

По мере роста температуры может меняться доминирующий канал рекомбинации носителей заряда при концентрации носителей, равной концентрации прозрачности,  $n^{tr}$ . В зависимости от того, какой канал доминирует, отношение пороговых интенсивностей (15) принимает следующий вид:

$$\frac{I_k}{I_1} \cong \left( \frac{n^{\text{tr}} + \frac{\alpha}{Q\Gamma_k}}{n^{\text{tr}} + \frac{\alpha}{Q\Gamma_1}} \right)^m \quad (16)$$

где показатель степени  $m$  варьируется от одного до трёх для случаев чистых рекомбинации ШРХ, излучательной рекомбинации и оже-рекомбинации соответственно. Важно отметить, что выражение (16) не зависит от точного значения скорости рекомбинации неравновесных носителей. В случае высоко коэффициента потерь в структуре  $\alpha/Q\Gamma_{i,j} \gg n^{\text{tr}}$ , его можно упростить до  $I_k/I_1 \cong (\Gamma_k/\Gamma_1)^m$ . Когда концентрация прозрачности и избыточная концентрация носителей заряда сравнимы по величине, отношение порогов СИ лежит в диапазоне  $1 < I_k/I_1 < (\Gamma_k/\Gamma_1)^m$  при  $k < 1$ .

Хотя оже-рекомбинация и подавляется в гетероструктурах Hg(Cd)Te/HgCdTe, она всё равно становится доминирующим механизмом рекомбинации при достаточно высокой температуре из-за экспоненциальной температурной зависимости скорости рекомбинации. Опираясь на значения характерного времени оже-рекомбинации  $\sim 6$  нс при коэффициенте оже из работы [133] ( $2.8 \times 10^{-15} \text{ см}^4 \text{ с}^{-1}$ ) и характерного излучательного времени  $\sim 20$  нс, рассчитанного аналогично [142], можно заключить, что именно оже-рекомбинация является доминирующим каналом рекомбинации при температурах решётки выше 120 К.

Таблица 6 отображает отношения пороговых интенсивностей генерации СИ, наблюдаемые в эксперименте. Видно, что пороги СИ в структурах с различным числом ям неразличимы вплоть до температуры  $\sim 30$  К, что свидетельствует в пользу режима малых потерь во всех трех структурах. При переходе к более высоким температурам отношение между пороговыми значениями интенсивности накачки для структур с тремя и пятью квантовыми ямами начинает увеличиваться. Для структуры с тремя квантовыми ямами пороговая интенсивность быстро растёт и становится в 2.5–4 раза выше, чем для структуры с пятью квантовыми ямами, что свидетельствует о переходе к случаю высоких потерь; наибольшее отношение между пороговыми значениями для этих структур составляет  $\Gamma_5/\Gamma_3 \approx 4.6$ .

В допущении, что оже-рекомбинация является доминирующим каналом межзонной рекомбинации, мы можем оценить значение коэффициента общих потерь в структуре из полученного экспериментально отношения пороговых интенсивностей генерации СИ, используя рассчитанные значения  $Q$ ,  $n^{\text{tr}}$  и  $\Gamma_i$ . Используя отношение между пороговыми интенсивностями структур с тремя и пятью квантовыми ямами, коэффициент потерь при 110 К оказывается равным  $31.5 \pm 9 \text{ см}^{-1}$ . Тот же коэффициент можно найти из соотношения между структурами с пятью и десятью квантовыми ямами (Таблица 6). Предполагается, что для этих структур соотношение между пороговыми интенсивностями должно быть больше из-за большей разницы в коэффициентах оптического ограничения, однако при температуре 110 К значение  $I_5/I_{10} \approx 1.2$ , что соответствует коэффициенту потерь 0–26  $\text{см}^{-1}$ . В общей сложности можно получить четыре независимых



оценки значения  $\alpha$ , все из которых приходятся на диапазон 20–40  $\text{см}^{-1}$ , за исключением выброса при 110 К, который может обуславливаться относительно высокой погрешностью, а также наличием излучательной рекомбинации, что приводит к занижению оценки коэффициента  $\alpha$ .

Таблица 6. Отношения пороговых интенсивностей генерации СИ структур с тремя и пятью квантовыми ямами ( $I_3/I_5$ ), а также пятью и десятью ямами ( $I_5/I_{10}$ ), расчётные значения коэффициента Q и концентрации прозрачности ( $n^{\text{tr}}$ ), а также коэффициенты потерь ( $\alpha$ ), оцененным на основе параметра  $I_5/I_{10}$  для различных температур (Т).

Т, К	$I_3/I_5$	$I_5/I_{10}$	Q, нм	$n^{\text{tr}}, \text{см}^{-2}$	$\alpha, \text{см}^{-1}$
10	$1.3 \pm 0.7$	$0.7 \pm 0.4$	—	—	—
30	$1.5 \pm 0.8$	$0.9 \pm 0.6$	—	—	—
50	$2.4 \pm 1.1$	$1 \pm 0.6$	—	—	—
70	$2.3 \pm 1$	$1 \pm 0.5$	—	—	—
90	$2.8 \pm 1.2$	$1 \pm 0.5$	—	—	—
110	$3.4 \pm 0.8$	$1.2 \pm 0.45$	0.49	$2.3 \cdot 10^{11}$	$10 \pm 16$
130	—	$1.6 \pm 0.5$	0.36	$2.3 \cdot 10^{11}$	$22.5 \pm 18$
150	—	$1.7 \pm 0.4$	0.32	$2.9 \cdot 10^{11}$	$36.5 \pm 9$

На Рисунке 3.8 приведены значения пороговых интенсивностей генерации СИ при температуре решётки 150 К, нормированных на интенсивность прозрачности  $I_{\text{tr}} = c \cdot (n^{\text{tr}})^3$  для структур с различным числом КЯ. Красная и жёлтая линии отображают верхнюю и нижнюю границы доверительного интервала коэффициентов потерь (20–40  $\text{см}^{-1}$ ). В то время как для структуры с тремя КЯ пороговая интенсивность в 5–9 раз превышает интенсивность прозрачности, для структуры с десятью КЯ она всего лишь вдвое превышает  $I_{\text{tr}}$ , и абсолютное значение порога слабо зависит от потерь. Звёздами на рисунке представлены экспериментальные значения, полученные для структур с пятью и десятью квантовыми ямами (исследовались в работе), 13 КЯ (структура из работы [133]) и 30 квантовыми ямами (с коэффициентом оптического ограничения  $\Gamma_{30} = 0.063$ ). Эти результаты показывают, что в пределе малого числа квантовых ям каждая дополнительная яма может в разы снизить пороговую интенсивность генерации СИ, но относительная выгода от добавления каждой новой КЯ стремится к нулю в пределе большого их числа.

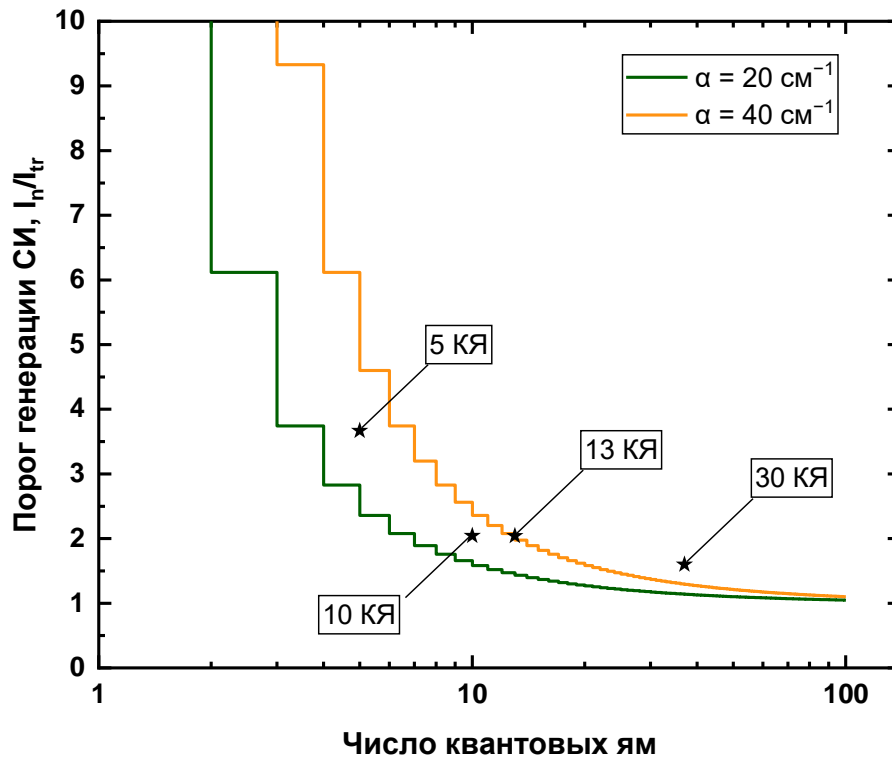


Рисунок 3.8. Нормированные пороговые интенсивности генерации СИ для структур с различным числом КЯ в активной области при температуре 150 К. Сплошные линии: расчёты порогов СИ для двух значений коэффициента потерь  $\alpha$ , соответствующих границам измеренного в эксперименте диапазона. Звёзды: найденные в эксперименте значения порогов СИ для структур с 5, 10, 13 и 30 КЯ.

Следует отметить, что простая модель, используемая в этой работе, опирается на ряд допущений. Во-первых, когда число квантовых ям превысит  $\sim 20$ , предположение о слабом поглощении излучения накачки массивом КЯ становится некорректным. Это приводит к различным концентрациям неравновесных носителей в квантовых ямах, расположенных на разных глубинах. Что, в свою очередь, обеспечивает более высокие пороговые интенсивности генерации СИ, чем предсказывается моделью, за счёт эффективного увеличения интенсивности прозрачности.

Во-вторых, при слишком большом количестве квантовых ям в активной области становится трудно разместить их все в пучности электрического поля, поскольку общая толщина массива даже из 30–40 квантовых ям по 2.7 нм каждая, разделенных минимально возможными туннельно-непрозрачными барьерами по  $\sim 10$  нм, становится сравнимой с длиной волны излучения внутри структуры.

В-третьих, использованная простая модель не учитывает разнообразные тепловые эффекты, которые могут возникнуть при генерации СИ в условиях интенсивного возбуждения. При фиксированной интенсивности накачки, большее количество КЯ в структуре обусловило бы повышенное поглощение излучения накачки и ассоциированный с этим нагрев структуры. Стоит

однако отметить, что данный эффект частично компенсируется снижением порогов генерации СИ с ростом числа ям.

Описанные факторы должны быть учтены при рассмотрении предельного случая большого числа ям в структуре, и каждый из них приводит к переоценке пороговых интенсивностей генерации СИ в бóльшую сторону. Тем не менее, построенная в работе упрощённая модель адекватно описывает результаты, полученные для структур с числом ям, не превышающим  $\sim 20$ , и описание именно таких структур представляет наибольший интерес на практике, из-за различных ограничений ростовой технологии. Более того, теория предсказывает, что увеличение числа ям выше этого значения не обеспечит существенного снижения порогов СИ, поскольку они будут по большей части определяться концентрацией прозрачности в КЯ, которая зависит от параметров самих ям, а не волновода.

Важно отметить, что наблюдаемое в эксперименте и предсказываемое теорией уменьшение порогов генерации СИ может быть транслировано в повышение максимальной температуры генерации СИ. Возьмём десятиямную структуру при температуре 150К в качестве модельной. Ее пороговая интенсивность генерации СИ при данной температуре вдвое превышает  $I_{\text{т}}$ , которая выступает фундаментальным ограничением снизу на порог СИ. За счёт экспоненциальной температурной зависимости пороговой интенсивности генерации СИ с характеристической температурой  $\sim 35\text{К}$  (см. рис. 2), двукратное снижение порога привело бы к повышению критической температуры на  $\sim 24\text{К}$  при той же мощности оптической накачки. Для дизайна лазера с аналогичным волноводом, но 20 КЯ, максимальный прирост температуры составляет  $\sim 14\text{К}$ . Чтобы повысить критическую температуру еще на 10 К, потребовалось бы использовать не менее 50 КЯ, но при таком количестве ям в массиве возникают сложности с воспроизводимостью параметров КЯ. Таким образом, мы предполагаем, что оптимальное количество КЯ в гетероструктурах  $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Te}/\text{HgCdTe}$  находится в диапазоне от 15 до 30.

### 3.6 Заключение

В разделе представлены результаты исследования однопроходowego СИ в диапазоне длин волн 2.5–5 мкм. Впервые в  $\text{HgCdTe}$  структуре при комнатной температуре было получено стимулированное излучение на длинах волн вплоть до 2.75 мкм при импульсной оптической накачке. Хотя эта область не очень удобна для спектроскопии газов в атмосфере из-за фундаментальных линий поглощения воды и  $\text{CO}_2$ , существует несколько потенциальных применений для детектирования этих газов и медицины в обсуждаемом диапазоне. Дизайн структуры опирался

на дизайн структуры из работы [138], обеспечивавший генерацию СИ при комнатной температуре на длине волны 2.45 мкм. В сравнении с ним, длина волны излучения была на 0.3 мкм больше, но пороговая интенсивность генерации СИ была в несколько раз выше как при возбуждении на длине волны 1.6 мкм, так и при длине волны накачки 2 мкм. Подобный рост пороговых характеристик СИ требует разработки новых дизайнов структур для генерации СИ при комнатной температуре в окне прозрачности атмосферы 3–5 мкм. В частности, требуется подавление разогретых эффектов, наблюдавшихся при исследовании серии из трёх образцов различной длины. эффект был отчетливо выражен в наиболее коротком образце.

Также в разделе исследовался вопрос улучшения характеристик СИ для лазеров с оптической накачкой на основе HgCdTe в окне прозрачности атмосферы 3–5 мкм (снижение пороговых интенсивностей генерации и повышение максимальной температуры наблюдения) за счёт подбора оптимального числа квантовых ям в активной области структуры. Было показано, что добавление квантовых ям улучшает обе характеристики, но относительный выигрыш добавления одной квантовой ямы быстро падает с ростом числа КЯ в структуре. Возможное снижение пороговой интенсивности генерации СИ ограничено снизу фундаментальной концентрацией прозрачности КЯ, что также ограничивает и прирост температуры генерации СИ за счёт добавления КЯ. Исходя из возможностей ростовой технологии, была сделана оценка оптимального числа КЯ в структуре, лежащая в диапазоне 15–30. Также в работе были проведены экспериментальные оценки коэффициента общих потерь (поглощения в пассивных слоях и излучательных потерь), составившие  $30 \pm 10 \text{ см}^{-1}$ .

## 4. Исследование лазерного излучения в резонаторных мезоструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe

### 4.1 Введение

Очевидно, что для раскрытия потенциала гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с подавленной безызлучательной оже-рекомбинацией в качестве источников ИК-излучения, необходимо изготовить из них резонаторные мезоструктуры с высокой добротностью, обеспечивающие генерацию узкополосного когерентного излучения при оптическом или, что более предпочтительно, токовом возбуждении. В то время как в предыдущих разделах обсуждалось стимулированное излучение, которое наблюдается в структурах с инверсией населённости и усилением излучения, но без сформированного резонатора, в данном разделе приведены результаты первых экспериментов по изготовлению HgCdTe лазеров среднего ИК-диапазона (~9 мкм) с оптической накачкой методом ионного травления.

В обсуждаемых ранее работах предыдущих научных групп, в которых активно исследовались когерентные источники на основе HgCdTe, можно выделить два основных подхода к изготовлению резонаторов. Обсуждаемые в работах структуры были выращены в половине случаев на подложке с «классическими» ориентациями (100) и (110), а также вицинальной ориентацией (211), см. Рисунок 3.2. В подавляющем большинстве работ для формирования резонатора Фабри-Перо предпринималось обычное выкалывание образцов вдоль плоскостей (110), при этом форма и размеры резонаторов задавались также раскалыванием, и в статьях, где об этом упоминается, итоговые поперечные размеры резонаторов находились в диапазоне сотен мкм, длины резонаторов — сотен мкм – единиц миллиметров. В единственной работе [26] сообщалось о формировании мезы мокрым химическим травлением в растворе  $\text{Br}_2\text{-HBr}$ , но итоговая ширина мез была также в диапазоне сотен мкм, при этом резонатор Фабри-Перо в изготовленных мезах формировался также раскалыванием торцов мезы вдоль плоскостей (110).

В исследуемых в данной работе структурах из-за специфической ориентации GaAs подложки (013), простое выкалывание вдоль плоскостей (110) не приводит к формированию плоскопараллельных граней хорошего качества. Поэтому актуальной задачей являлась разработка технологии изготовления гребенчатых мез с резонатором Фабри-Перо методом травления. В обзоре литературы данного раздела обсуждаются различные методики травления твёрдых растворов HgCdTe, известных в литературе, особенности методики, использованной в данной работе, и

обсуждаются спектры лазерного излучения, полученные в изготовленных гребенчатых мезоструктурах со сформированным резонатором Фабри-Перо.

## 4.2 Обзор литературы

Подробное описание результатов предыдущих научных групп в вопросе исследования HgCdTe лазеров было проведено в обзоре литературы к предыдущему разделу. В обзоре литературы к настоящей главе автор хотел бы провести обзор различных технологий изготовления (травления) мезоструктур на основе твёрдых растворов HgCdTe, известных из литературы, и аргументировать выбор методики ионного травления.

Изготовление устройств на основе твёрдых растворов HgCdTe всегда представляло сложную задачу для технологов из-за высокой чувствительности данного полупроводника к внешним воздействиям. Твёрдые растворы HgCdTe обладают более низким порогом разрушения и большей плотностью дефектов по сравнению с «классическими» более широкозонными полупроводниками (Si, GaAs, GaN и т.д.). Поэтому при изготовлении устройств на основе теллурида кадмия-ртути необходимо соблюдать меры предосторожности на каждом этапе технологического процесса. Одним из важных технологических этапов изготовления полупроводниковых приборов является травление, при котором паттерн мез необратимо переносится на выращенную структуру. Формирование резонатора является неотъемлемой частью изготовления любого лазера.

Поскольку твёрдые растворы HgCdTe являются лидирующим материалом для изготовления приёмников излучения среднего ИК-диапазона, в том числе одно- и двумерных приёмных матриц, к настоящему моменту технология травления объёмных плёнок HgCdTe развита достаточно хорошо. Рисунок 4.1 демонстрирует различные методы мокрого и сухого травления, которые применялись, начиная с самых ранних этапов производства HgCdTe устройств с мезами. Линейные детекторные матрицы первого поколения требовали формирования мезоструктуры с размерами элементов характерной шириной 50–60 мкм, что может быть обеспечено традиционным мокрым химическим травлением.

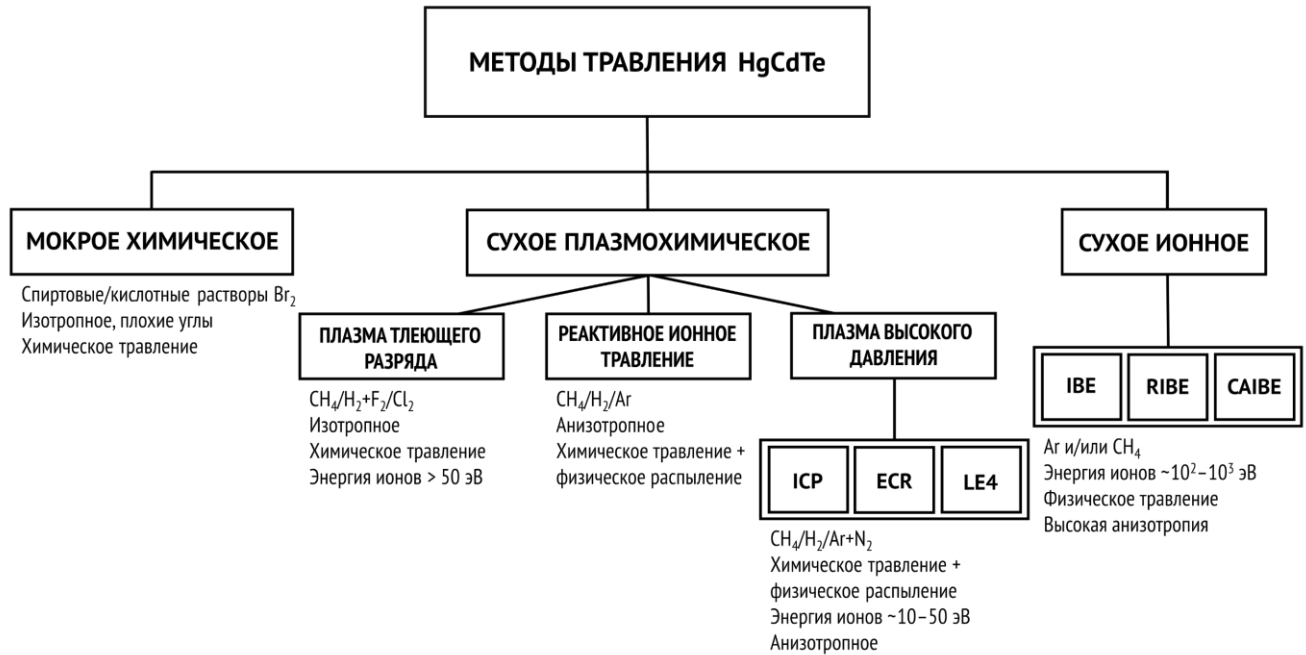


Рисунок 4.1. Различные методы травления твёрдых растворов HgCdTe

Методы мокрого травления использовались с ранних этапов становления HgCdTe технологии, но отработан был лишь относительно узкий круг травящих растворов. Наиболее распространенными реагентами для мокрого травления твёрдых растворов HgCdTe являются спиртовые растворы  $\text{Br}_2$  ( $\text{Br}_2$ /метанол,  $\text{Br}_2$ /бутанол,  $\text{Br}_2$ /этиленгликоль,  $\text{Br}_2$ /HBr/этиленгликоль и т.д.) [143]. Мокрое химическое травление происходит путем окисления компонентов раствора (HgTe, CdTe) с последующим растворением полученных оксидов в подобранном растворителе. На основании различных методик анализа поверхности [143, 144, 145, 146, 147] можно сделать вывод, что скорость травления убывает в ряду  $\text{Cd} > \text{Hg} > \text{Te}$ , при этом соотношение компонентов твёрдого раствора на вытравленной поверхности составляет Hg:Cd:Te — 0.4:0.08:1 для всех используемых концентраций  $\text{Br}_2$  (от 0.05% до 10%) в различных растворителях. Все травители оставляют вытравленную поверхность твёрдых растворов HgCdTe, обогащённую атомами Te. Интересно отметить, что подрешётка CdTe более подвержена окислительным реакциям в сравнении с подрешёткой HgTe, хоть связь Hg–Te и слабее, чем связь Cd–Te. Мокрое травление имеет преимущество перед сухим травлением в виде меньших структурных и электрических повреждений материала.

Однако процесс мокрого травления является изотропным, и зачастую требуется более высокая эффективность травления, чем обеспечиваемая мокрым травлением. Двумерные матрицы фотодиодов второго и более поздних поколений, а также обсуждаемые в работе лазерные мезоструктуры накладывают более строгие требования на параметры травления. Потребность в глубоких, узких наклонных канавках с высоким соотношением сторон, гладкими стенками и

высокой однородностью дала толчок развитию сухого травления HgCdTe. Мокрое же травление в наши дни используется больше для подготовки поверхности HgCdTe, его трудно контролировать из-за неравномерных скоростей травления, а изотропный характер процесса ограничивает применение.

Разработка процессов сухого травления полупроводников  $A^{II}B^{VI}$  началась в конце 80-х — начале 90-х годов. Вскоре выяснилось, что для процесса травления чувствительных полупроводников желательна бомбардировка ионами с относительно низкой энергией (~100 эВ и ниже), чтобы уменьшить повреждения, связанные с обработкой ионами. Разработка различных методов травления HgCdTe последовала за развитием технологий сухого травления полупроводников IV группы и соединений  $A^{III}B^V$ . Большинство полупроводников  $A^{III}B^V$  (GaAs, InP, GaP, GaN, InAs, InSb) и полупроводники IV группы травятся с использованием плазмы на основе галогенов ( $F_2$ ,  $Cl_2$ ,  $Br_2$ ,  $I_2$ ). Химические реакции, требуемые для перевода HgCdTe в газообразную фазу, сложнее для описания и контроля, поскольку травитель должен удалять три элемента одновременно (Hg, Cd, Te). В самых первых попытках сухого травления соединений  $A^{II}B^{VI}$  была использована плазма на основе галогенов ( $Cl_2$ ,  $F_2$ ) [148, 149], но химические методы травления с использованием  $Cl_2$  и  $F_2$  слабо подходят для HgCdTe из-за низкого парциального давления паров галогенидов кадмия [150]. Кроме того, сами реагенты и продукты реакций с ними весьма коррозионные и токсичные.

Позднее для плазменного травления HgCdTe стали применяться газовые составы на основе  $CH_4/H_2$  и  $CH_4/H_2/Ar$  [150, 151]. На текущий момент, травление метильными радикалами в плазме на основе углеводородов/ $H_2$  широко используется в самых различных конструкциях реакторов, включающих реактивное ионное травление (RIE), RIE с магнитным усилением (MRIE), низкоэнергетическое электронное травление (LE4) и электронный циклотронный резонанс (ECR). В этих методах используется плазма низкого давления (от  $10^{-4}$  до 10 Торр) с плотностью заряженных ионов и радикалов меньше, чем нейтральных. Энергия радикалов, участвующих в процессе травления, невелика (10–50 эВ) и, следовательно, подходит для переноса рисунка на соединения  $A^{II}B^{VI}$  с минимальными повреждениями. При этом профили травления плазменных методов варьируются от изотропного, аналогичного мокрому травлению, до более анизотропных. Плазменное травление — преимущественно химический процесс (в некоторых вариантах травления ионы с энергией в десятки эВ участвуют также в физическом распылении атомов травимого полупроводника, см. Рисунок 4.1), что требует учёта химии травимого полупроводника и разработки реакторов с учётом особенностей этой химии.

Более универсальные методы сухого травления, основанные на травлении с использованием пучков ионов, включают стандартное ионное травление (IBE), реактивное ионное



травление (RIBE) и химически ассистированное ионное травление (CAIBE). При стандартном ионном травлении (IBE) для физического удаления материала с подложки используется высоконаправленный источник ионов инертного газа (обычно — Ar). Ионы попадают на подложку и физически распыляют атомы полупроводника. В методах RIBE и CAIBE вместо инертного газа или в дополнение к нему используются также химически активные газы, и процесс травления добавляется химическое взаимодействие ионов с атомами травимого полупроводника.

В описанных методах используются относительно высокие энергии ионов ( $10^2$ – $10^3$  эВ), при этом методы сильно анизотропны и могут быть использованы для травления мелких деталей в HgCdTe (рис. Рисунок 4.1). Стандартное ионное травление, использовавшееся в работе, — процесс, при котором поверхность подложки медленно распыляется при бомбардировке высокоэнергетическим потоком (200–1600 эВ) ионов аргона. Система ионного травления состоит из источника плазмы для генерации ионов, ускоряющих сеток и держателя подложки. Травление происходит, если импульс, переданный атому подложки, достаточен для того, чтобы атом полупроводника можно было направить в сторону от поверхности [152, 153]. Для стандартного ионного травления, как физического метода травления, не требуется подбор реагентов и разработка реактора с учётом особенностей химии травимого полупроводника, что является несомненным преимуществом метода.

Ионное травление способно передавать сильно анизотропный рисунок, но избирательность травления при этом невелика, а обработка высокоэнергичными ионами может привести к механическим и электрическим повреждениям обрабатываемого полупроводника. Из литературы известно, что при использовании ионного травления наблюдается конверсия слоёв с проводимостью p-типа в n-тип, при этом глубина проникновения достаточно большая: ~2.5–200 мкм в зависимости от энергии ионов Ar [154]. При этом ионное травление достаточно широко применяется в HgCdTe технологии: оно используется для создания фотопроводящих устройств на основе n-HgCdTe и изготовления сквозных межсоединений в устройствах VIMIS на основе n-HgCdTe, также оно применяется для изготовления p-n переходов в HgCdTe структурах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии [155]. Таким образом, ионное травление сильно анизотропно, позволяет получать глубокие отвесные стенки с адекватной гладкостью, не требует отработки смесей химических реагентов, специфичных для HgCdTe, но его использование сопряжено с образованием дефектов и рядом других особенностей.

### 4.3 Исследованные образцы

В предыдущем подразделе обсуждалось общие методики травления твёрдых растворов HgCdTe и их особенности. В распространённых фотодетекторах и дизайнах HgCdTe лазеров, исследовавшихся в 90-е, использовались объёмные эпитаксиальные плёнки или широкие потенциальные ямы с высоким содержанием Cd. Использование же узких КЯ толщиной в несколько нм, имеющих высокое содержание ртути, при жёстких требованиях к составу и толщине слоёв ограничивает возможности постростовой обработки выращенных структур. В частности, необходимо избегать отжига любого рода, чтобы сохранить качество КЯ. Отжиг приводит к расплыванию гетерофазных интерфейсов КЯ из-за слабых химических связей атомов Hg и, следовательно, их высокой диффузионной способности. Более того, воздействие высоких температур приводит к образованию в структуре вакансий Hg, которые являются центрами безызлучательной рекомбинации Шокли-Рида-Холла (ШРХ), что крайне нежелательно для излучателей.

Следовательно, методы, разработанные для процессинга диодных лазерных структур на основе объёмных слоев HgCdTe, требуют адаптации для применения при процессинге гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe. Из-за сложности легирования р-типом твёрдых растворов HgCdTe, в настоящем разделе исследуются мезаструктуры, изготовленные из хорошо изученной гетероструктуры 161220 с проводимостью n-типа, предназначенная для генерации стимулированного излучения при оптическом возбуждении. Структура была выращена на полуизолирующей GaAs (013) подложке с буфером CdTe толщиной 10 мкм. Активная область структуры представляет собой массив из 5 КЯ  $\text{Hg}_{0.892}\text{Cd}_{0.108}\text{Te}/\text{CdHgTe}$  толщиной 5.9 нм каждая. Массив КЯ заключен в толстый (>5 мкм) волноводный слой с содержанием Cd  $x_{\text{wg}}=0.67-0.7$ .

Структура рассчитана на генерацию излучения в диапазоне длин волн 9 мкм и меньше. Когерентные источники в этом диапазоне длин волн находят множество применений, таких как спектроскопия газов [156] и медицина [157], оптическая связь в свободном пространстве [158] и многие другие. Спектральный диапазон вблизи 10 мкм удобен для спектроскопии за счёт отсутствия резких спектральных особенностей, связанных с поглощением атмосферы и наличия чувствительных фотовольтаических HgCdTe приёмников, что упрощает эксперимент и интерпретацию спектров лазерного излучения. Выращенная структура обладала относительно низким порогом генерации СИ и достаточно высокой максимальной температурой генерации СИ — 160 К [134].

Для изготовления массива гребенчатых резонаторов из выращенной волноводной структуры на трёхдюймовой подложке были выколоты два образца с формой, близкой к квадратной, и размерами приблизительно 15×15 мм. При изготовлении массива лазерных мез окружающие мезу слои HgCdTe стравливались на глубину 7 и 5 мкм для двух изготовленных массивов

гребней, что превышает глубину залегания массива КЯ, поэтому паразитного усиления излучения в области вокруг мез не наблюдалось.

#### 4.4 Технология изготовления мезоструктур методом лазерной литографии и ионного травления

Для изготовления мез на поверхности структур использовалось стандартное ионное травление — широко применяемый метод постростового процессинга в HgCdTe технологии [159]. Из выращенной методом МПЭ волноводной гетероструктуры с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe были выколоты два образца, на которых изготавливались идентичные массивы гребенчатых резонаторов с массивами квантовых ям HgCdTe/CdHgTe. Технологический процесс включал в себя фотолитографию с фотошаблоном/ лазерную литографию и ионное травление (см. Рисунок 4.2). Изготовление обоих образцов включало использование позитивного фоторезиста AZ1512 и проявителя MIF726. Сформированный рисунок фоторезиста выступал в роли маски и защитного слоя во время последующего ионного травления.

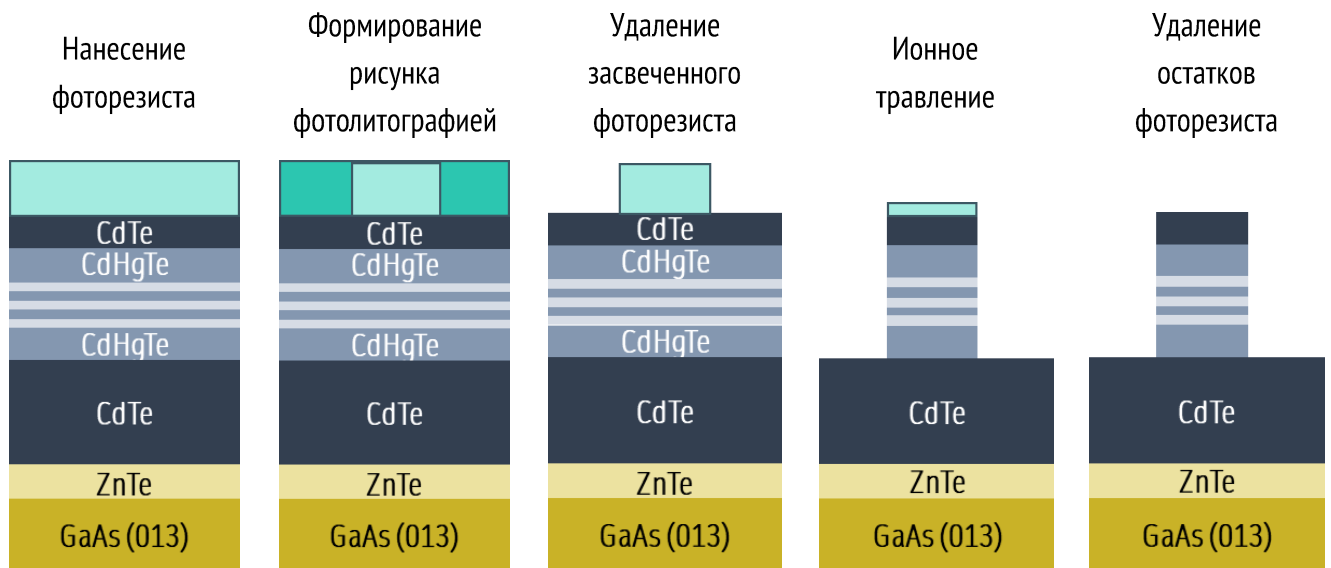


Рисунок 4.2. Последовательность технологических операций изготовления мез на поверхности волноводных гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe (массив КЯ показан светло-серым). Приведённые на рисунке относительные толщины слоёв в структуре, а также изображённая глубина травления величиной в совокупную толщину волноводного слоя CdHgTe являются условностями, допущенными для улучшения восприятия изображения, и не отражают реальных параметров мез, вытравленных в двух различных технологических процессингах.

Первый массив гребенчатых мезаструктур был изготовлен при помощи «классической» фотолитографии с фотошаблоном (см. Рисунок 4.3). Фотошаблон содержал 26 гребенчатых мезаструктур различной длины (от 1 до 8 мм). Поскольку использовался позитивный фоторезист, на краях образца формировались области непротравленного твёрдого раствора CdHgTe в процессе травления. Данный негативный эффект наблюдается из-за нанесения относительно толстых плёнок фоторезиста (~2 мкм) для травления HgCdTe на большую глубину (>5 мкм), которые, тому же, утолщаются вблизи краёв образца при нанесении фоторезиста методом центрифугирования. При засветке фоторезиста утолщённые «валики» на краях образца засвечиваются не на всю глубину, и при удалении фоторезиста на месте «валиков» остаётся плёнка фоторезиста, которая выступает в качестве защитного слоя при последующем травлении HgCdTe структуры.

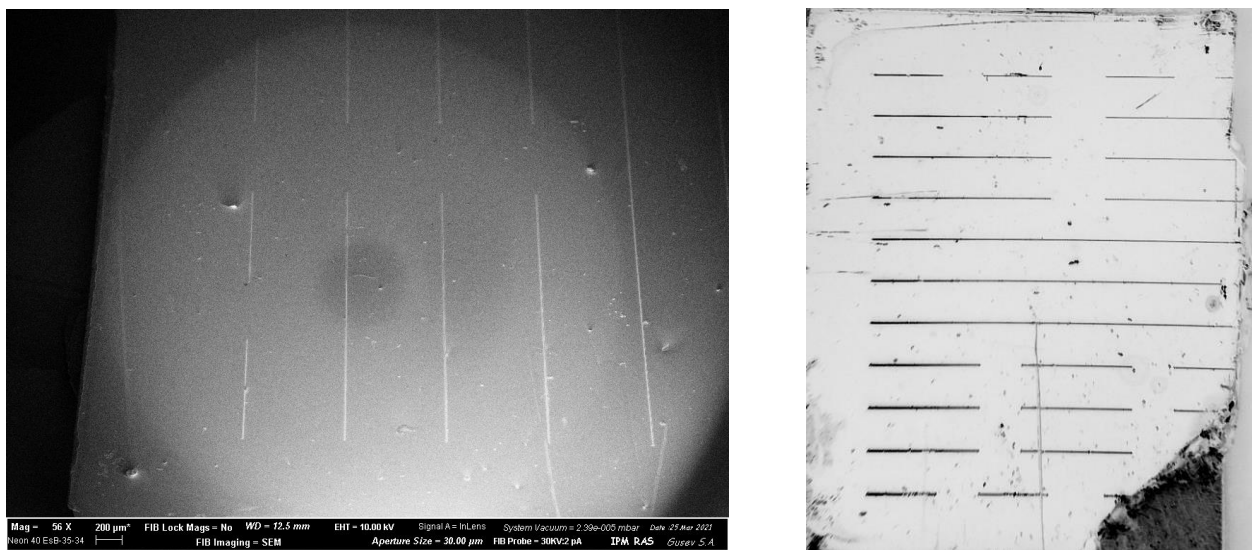


Рисунок 4.3. Слева: СЭМ-снимок крупным планом массива гребенчатых мезаструктур, изготовленного при помощи фотолитографии с фотошаблоном. Справа: изображение обколотого массива гребенчатых мезаструктур общим планом, полученное на оптическом микроскопе, отчётливо видна неровная отколотая грань образца с правой стороны.

Безусловно, присутствие подобной «рамки» непротравленных слоёв HgCdTe на краях образца было нежелательно в экспериментах по исследованию лазерного излучения из гребенчатых мез, излучающих в направлении вдоль поверхности образца. По этой причине была предпринята попытка откола от образца с изготовленным массивом гребенчатых мез прикраевых областей непротравленного HgCdTe. Из-за специфического направления роста (013) и наличия в исходной структуре остаточных механических напряжений, с одной стороны образца сколотая грань получилась неровной и проходящей по изготовленному массиву гребенчатых мез, что уменьшило общее число мез на структуре и укоротило длину ближних к краю гребенчатых резонаторов на величину порядка ~750 мкм (см. Рисунок 4.3(правый)). При этом стоит отметить, что из-за направления роста (013) естественно сколотые грани не образуют плоскопараллельных зеркал, а общее

качество сколотой поверхности невысокое, как показывают исследования сколотых граней гребенчатых мез на сканирующем электронном микроскопе (рис. Рисунок 4.4).

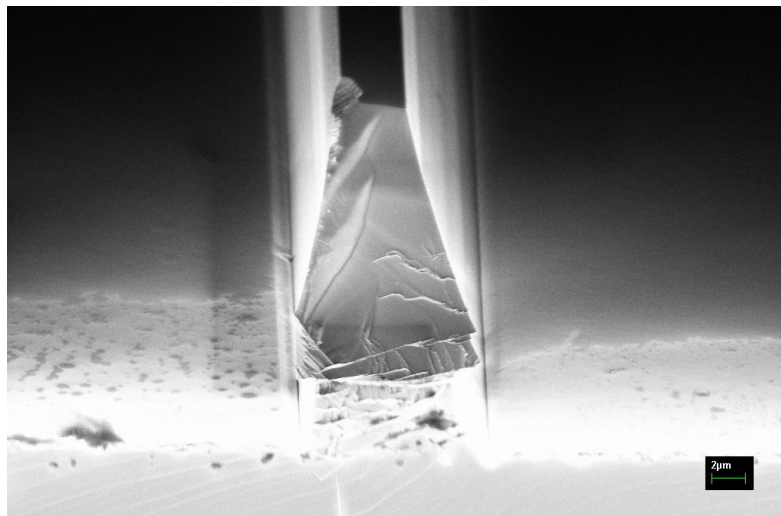


Рисунок 4.4. СЭМ-снимок торца изготовленного гребешкового резонатора с целевой толщиной 10 мкм на первом образце после скола прикраевой области непротравленного HgCdTe, затронувшего массив мез.

Второй массив гребенчатых мез изготавливался без фотошаблона при помощи лазерной литографии в генераторе микропаттернов Heidelberg Instruments uPG 101. Стоит отметить, что этот метод, использующий лазерную литографию, является более гибким и больше подходит для мелкомасштабных лабораторных исследований благодаря своей способности формировать мезы практически любой произвольной формы без необходимости предварительной разработки и изготовления фотошаблона. Дизайн массива гребенчатых мез повторял дизайн фотошаблона в предыдущем образце — 26 гребней с длинами от 1 до 8 мм. Как и в предыдущем случае, роль маски и защитного слоя во время ионного травления играл фоторезист. В этом процессинге также присутствовала проблема с областью непротравленного твёрдого раствора HgCdTe по периметру образца, которая отчётливо просматривается на СЭМ-снимке (рис. Рисунок 4.5). После изготовления массива гребенчатых мез производилось откалывание расположенного по краям образца непротравленного HgCdTe, не затронувшее изготовленный массив мез.

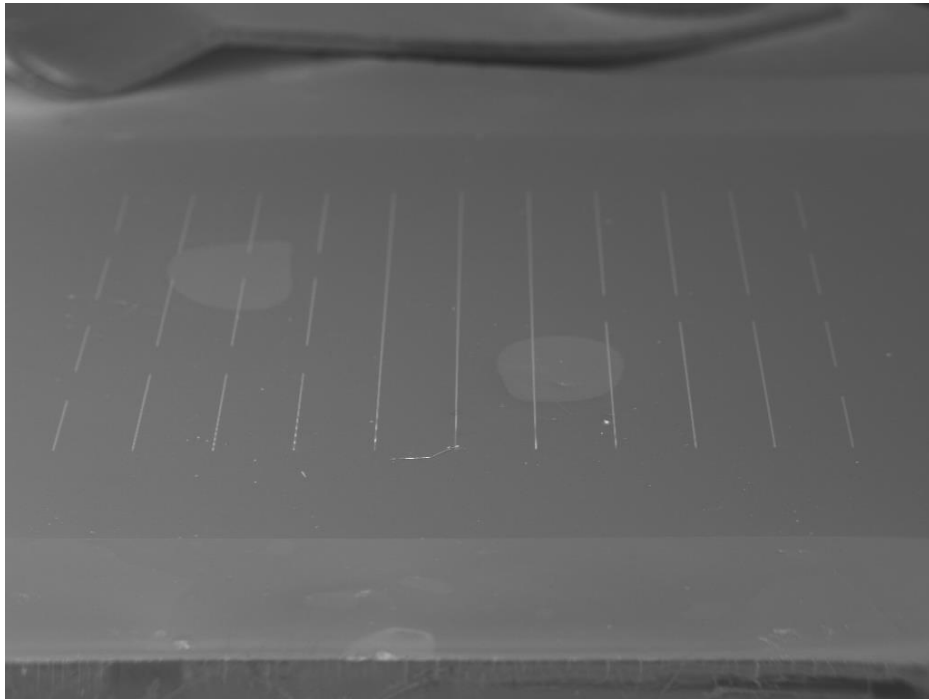


Рисунок 4.5. СЭМ-снимок общего плана массива гребенчатых мезоструктур, изготовленного при помощи лазерной литографии, на переднем и заднем планах отчетливо видны области непротравленного волновода HgCdTe (светло-серые области вблизи края образца).

Ионное травление проводилось в плазме аргона при давлении  $\sim 2$  мТорр и комнатной температуре. Жёсткое ограничение по температуре обусловлено высокой восприимчивостью твёрдого раствора HgCdTe к негативным воздействиям, вызываемым высокими температурами и рассмотренных в предыдущем подразделе, которые критичны для гетероструктур со слоями толщиной в несколько нм, обогащёнными ртутью. Типичная энергия ионов Ar составляла сотни эВ, а величина ионного тока –  $\sim 10$  мА. Чтобы избежать нежелательного перегрева структуры во время процесса, травление образцов происходило не за один непрерывный продолжительный акт, а за несколько коротких раундов (по 2–3 минуты каждый), разделенных относительно длительными интервалами остывания. На обоих образцах были изготовлены массивы полосковых резонаторов одинакового паттерна с длинами, варьирующимися от 1.2 мм до 8 мм. Результирующая ширина полоска для обоих образцов была одинаковой ( $\sim 7$  мкм в верхней части и  $\sim 8.5$  мкм на половине высоты), в то время как высота полоска (т.е. глубина травления) отличалась — 7 мкм (первый образец) против 5 мкм (второй образец), как показали измерения на сканирующем интерферометре белого света Talysurf CCI 2000 (см. Рисунок 4.6).

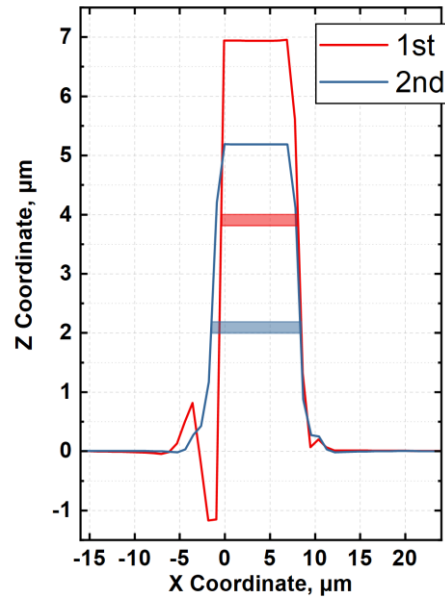


Рисунок 4.6. Поперечные профили полосков для обоих образцов, измеренные на интерферометре белого света, цветными прямоугольниками отмечено положение массивов КЯ для гребней обоих образцов.

Как можно видеть из приведённых СЭМ-снимков (Рисунок 4.7), травление не отличалось сильной анизотропией, ожидаемой от ионного травления, что объясняет относительно пологий наклон боковых сторон мезаструктур. В то время как ширина в нижней части гребня близка к целевому значению (12 мкм), в верхней части ширина составляет всего  $\sim 7$  мкм, что даёт угол наклона около  $70^\circ$ . Глубина травления ограничена контрастом скоростей травления слоев фоторезиста и твёрдого раствора HgCdTe, который на практике не превышает  $\sim 4$ . При максимальной возможной на практике толщине слоя резиста  $\sim 2$  мкм максимальная высота мезы — глубина травления твёрдого раствора HgCdTe, при которой слой резиста будет полностью стравлен — составляет  $\sim 8$  мкм.

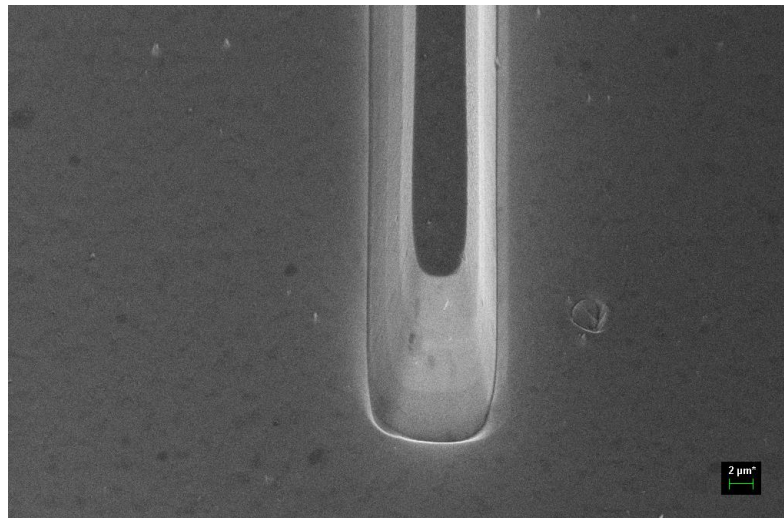


Рисунок 4.7. СЭМ-снимок торца изготовленного гребенчатого резонатора с целевой толщиной 10 мкм на втором образце.

Относительно пологие стенки с углами при основании, сильно отличающимися от прямого, а также ограничение на максимальную глубину травления имеют большее значение для одномодовых длинноволновых ( $>20$  мкм) дизайнов лазеров. В то же время представляется, что для более коротковолнового диапазона ( $<10$  мкм) предложенная технология изготовления мезоструктуры с маской-фоторезистом представляется адекватной. Однако, как можно отчётливо видеть из снимков СЭМ (рис. Рисунок 4.7), торцы гребенчатого резонатора в процессе травления получаются скруглёнными и не образуют высокодобротного резонатора Фабри-Перо. Для некоторых полосков применялась дополнительная обработка торцов фокусированным ионным пучком с целью получения плоскопараллельных зеркал для реализации резонатора Фабри-Перо с более высокой добротностью (см. Рисунок 4.8).

Предполагается, что слабая анизотропия травления и «замыливание» резких особенностей литографического рисунка связаны с деформацией слоя фоторезиста, играющего роль маски, в процессе травления под действием ионного пучка и ассоциированного с ним разогрева структуры. Улучшить анизотропию процесса травления и избежать «замыливания» резких особенностей представляется возможным за счёт перехода от маски-фоторезиста к металлической маске в процессе травления. При этом технологический процесс удлинится за счёт стадии нанесения металла, но ожидается существенное улучшение контраста травления материала маски и HgCdTe (на порядок, до 30–40), что позволит травить на бóльшую глубину.

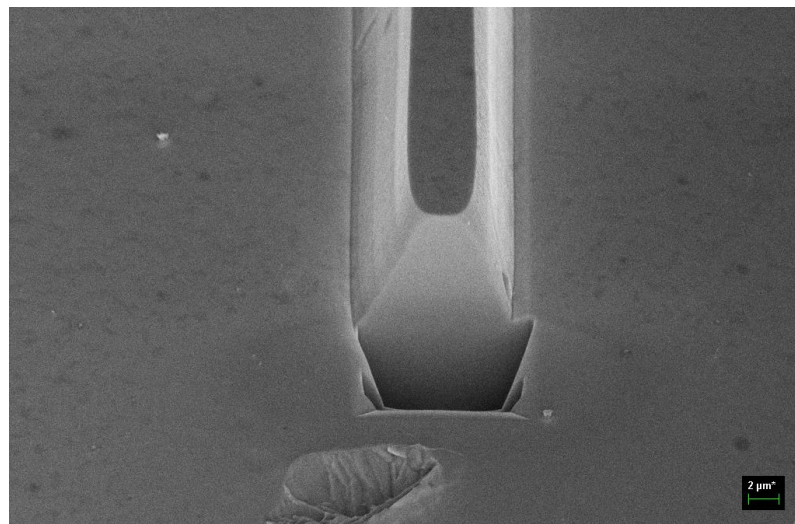


Рисунок 4.8. СЭМ-снимок торца гребенчатого резонатора с целевой шириной 10 мкм на втором образце после дополнительной «полировки» фокусированным ионным пучком.

Также переход на металлическую маску, как ожидается, позволит уменьшить негативное влияние эффектов, обусловленных неоднородной засветкой толстых слоёв фоторезиста, на минимальный достижимый размер мез при травлении, обеспечит точное воспроизведение



литографического рисунка при травлении без «замыливания» и, что немаловажно, исключит проблему непротравленной области HgCdTe по краям образца.

Определённую проблему также представляет невысокая относительная твёрдость HgCdTe материала, что усложняет изготовление мезоструктур и обращение с изготовленными массивами мез. Стоит также отметить, что HgCdTe структуры, изучаемые в работе, росли на альтернативных подложках из GaAs, имеющего бóльшую относительную твёрдость, и в ходе операций по выкалыванию образцов необходимого размера из выращенной трёхдюймовой шайбы на поверхности выколотых образцов неизбежно возникала пыль из материала подложки, способствующая образованию микроцарапин и дефектов.

Исследованные в данном разделе мезы изготавливались на структурах, предназначенных для изучения процессов стимулированного излучения и межзонной рекомбинации носителей заряда. Какие-либо специальные меры для сохранения качественной поверхности без царапин и дефектов не предпринимались, на поверхности структуры перед травлением имелись царапины различной глубины и протяжённости, что привело к наличию дефектов и разрывов в некоторых изготовленных гребенчатых мезах в массиве (см. Рисунок 4.9).

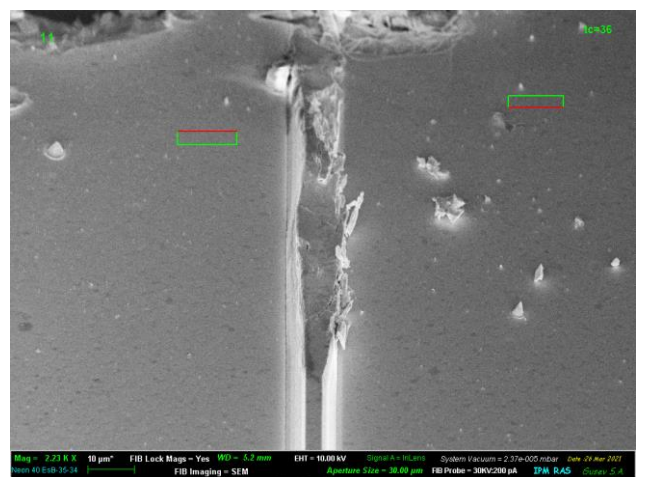
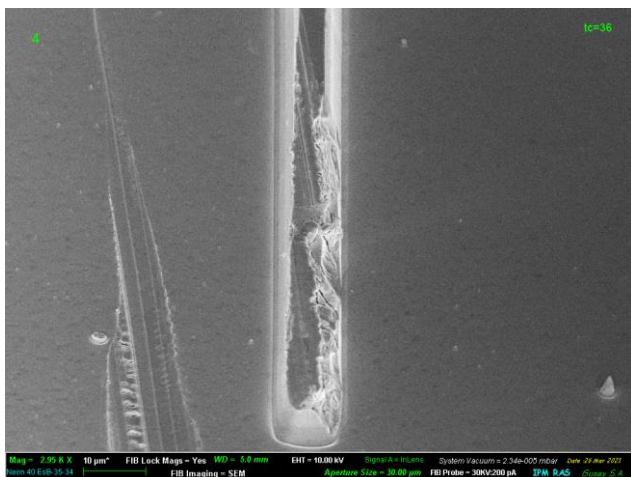
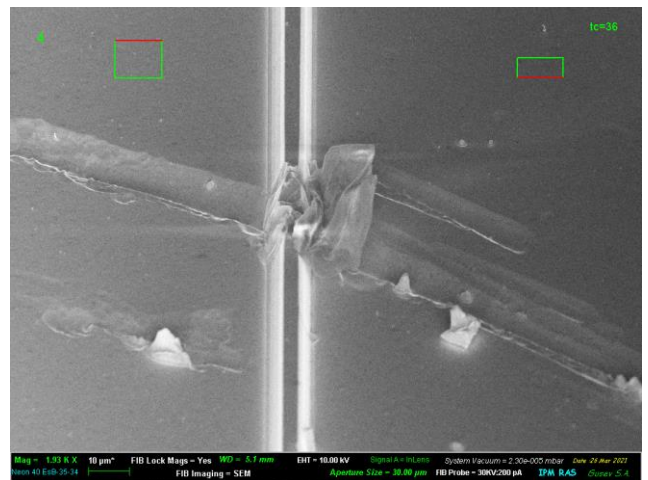
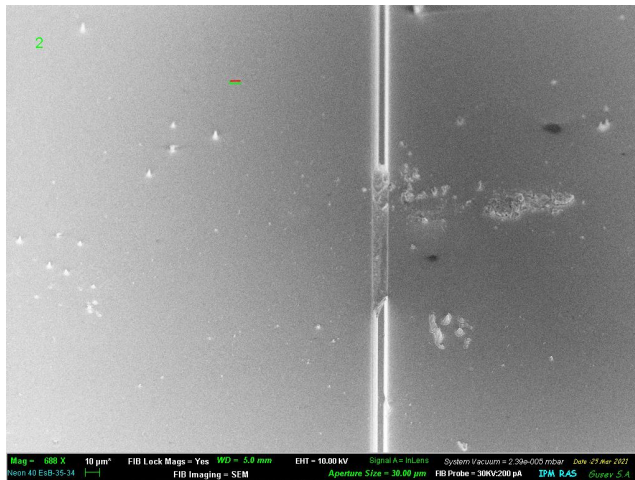


Рисунок 4.9. Примеры дефектов, наблюдаемых в изготовленном массиве гребенчатых мез.

Избежать обозначенного негативного фактора в последующих процессингах мезаструктур из имеющегося банка волноводных структур с дефектной поверхностью представляется возможным за счёт перехода к более компактным конструкциям мез для минимизации вероятности пересечения мезы и дефекта на поверхности. К числу таких резонаторов можно отнести гребенчатые резонаторы с субмиллиметровой длиной, U-образные резонаторы с близкими длинами и, в особенности, микродисковые и микрокольцевые резонаторы с модами шепчущей галереи, характерные диаметры которых составляют десятки мкм.

#### 4.5 Спектроскопия стимулированного и лазерного излучения в изготовленных гребенчатых мезаструктурах

Исследование лазерного излучения в изготовленном массиве гребенчатых мезаструктур проводилось по схеме эксперимента для спектроскопии СИ. Образцы монтировались на холодный палец криостата замкнутого цикла, при этом в некоторых экспериментах над образцом в непосредственной близости от него устанавливался металлический экран, закрывающий часть гребней от засветки лазером накачки. Излучение собиралось с торца образца и заводилось в фурье-спектрометр Bruker Vertex 80v, измерение проводилось в режиме пошагового сканирования. Для возможности реализации спектроскопии высокого разрешения апертура входной диафрагмы фурье-спектрометра поджималась до диаметра 3.5–5 мм. В качестве накачки использовался ПГС с длиной волны 2 мкм. Рассеянное излучение источника возбуждения полностью отсекалось фильтром из InAs, что ограничивало диапазон чувствительности приёмника до 450–2750 см<sup>-1</sup>. В качестве детектора выступал фотовольтаический HgCdTe приёмник с красной границей 12 мкм. Поскольку эксперимент проводился преимущественно в окне прозрачности атмосферы 8–13 мкм, в котором нет выраженных линий поглощения атмосферы, оптический тракт спектрометра не вакуумировался. Отсутствие компрометации спектров лазерного излучения линиями поглощения атмосферных газов контролировалось наложением полученного спектра на измеренный спектр широкополосного источника (глобара) со спектральным разрешением 0.2 см<sup>-1</sup>.

На Рисунке 4.10 приведён спектр излучения первого массива гребенчатых мез при температуре 8 К при импульсном оптическом возбуждении в сравнении со стимулированным излучением из образца без мезаструктур из той же структуры 161220. Образцы, спектры которых приведены на рисунке, выкачивались из разных частей выращенной шайбы, что объясняет различие

в положении спектров. Отчётливо видно обужение спектра стимулированного излучения непротессированного образца до набора отдельных узких линий при изготовлении гребенчатых резонаторов.

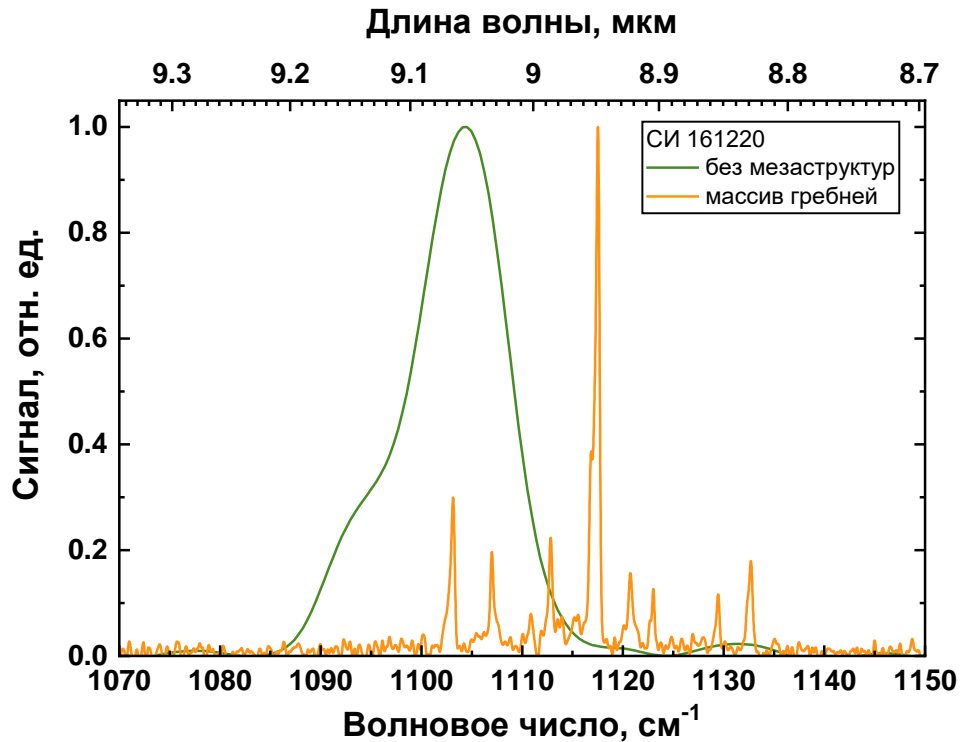


Рисунок 4.10. Сравнение нормированных спектров стимулированного излучения в образце без спротессированных мез и в исследуемом массиве гребенчатых резонаторов при температуре 8 К.

На Рисунке 4.11(a) показаны спектры излучения первого образца при температуре 7.5 К при оптическом возбуждении. По мере увеличения интенсивности возбуждения спектры излучения сужаются до нескольких отдельных пиков и смещаются в сторону более высоких частот. В этом эксперименте полная ширина спектров на половинной высоте (FWHM) излучения определялась спектральным разрешением эксперимента ( $1 \text{ см}^{-1}$ ), при этом измеренное значение FWHM значительно ниже типичного значения FWHM стимулированного излучения, которое в наилучших гетероструктурах с КЯ  $\text{HgCdTe}/\text{CdHgTe}$  составляло не менее  $4 \text{ см}^{-1}$  [30]. Стоит отметить, что, в то время как спектры СИ имеют тенденцию уширяться до  $30 \text{ см}^{-1}$  с увеличением интенсивности накачки, линии на рисунке сохраняют свою FWHM. Интересно, что интегральная интенсивность излучения образца практически пропорциональна возбуждению в пределе низких интенсивностей без чёткой пороговой зависимости в районе перехода от спонтанного к лазерному излучению (см. Рисунок 4.11(b)).

Подобная зависимость может быть объяснена, например, доминированием излучательной рекомбинации над безызлучательными процессами (как до, так и после порога) и низким вкладом оже-рекомбинации во времена жизни носителей. Однако этот сценарий противоречит

характерным временам жизни излучения в исследуемой квантовой яме, которые существенно больше, чем импульс возбуждения (10 нс). В этом случае носители накапливаются в течение импульса лазера накачки, и при интенсивности оптического возбуждения  $1.4 \text{ кВт/см}^2$  концентрация носителей заряда должна составлять около  $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$  к концу импульса. Такой концентрации достаточно для межзонного усиления, которое наблюдается начиная с плотности носителей  $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ; из экспериментов известно, что СИ наблюдается при интенсивности оптической накачки  $130 \text{ Вт/см}^2$  в аналогичных структурах [27]. Таким образом, увеличение порога усиления предполагает падение времени жизни носителей ниже 10 нс. Более правдоподобным механизмом, определяющим наблюдаемую в эксперименте зависимость, является рекомбинация Шокли-Рида-Холла (ШРХ), которая доминирует над излучательной рекомбинацией и уменьшает время жизни носителей заряда. В ходе исследований однопроходowego СИ в непроцессированных структурах HgCdTe было показано, что остаточная концентрация примесей и дефектов низкая, что приводит к насыщению механизма ШРХ при слабом оптическом возбуждении [92]. Быстрая рекомбинация, наблюдаемая в этом опыте, по всей видимости, связана с дефектами, образующимися на краях КЯ, лежащих на боковых поверхностях гребешкового волновода в процессе травления. Дефекты активизируют поверхностную рекомбинацию, которая отсутствует в непроцессированной структуре.

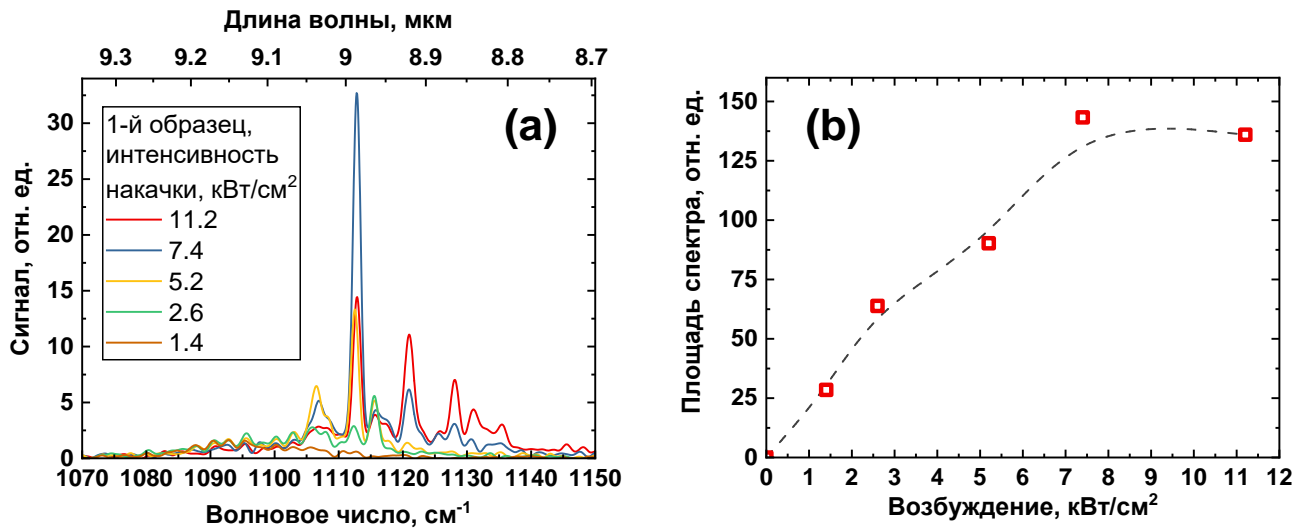


Рисунок 4.11. (а) Спектры излучения первого образца при температуре 8 К и различных интенсивностях оптического возбуждения с длиной волны 2 мкм, спектральное разрешение –  $1 \text{ см}^{-1}$ ; (б) Соответствующая интегральная зависимость сигнала от образца от интенсивности накачки с насыщением в области высоких интенсивностей, пунктирная кривая построена для удобства восприятия.

Поверхностная рекомбинация также может объяснить температурное гашение генерации однопроходowego СИ. На Рисунке 4.12(а) показаны спектры излучения первого образца с

относительно низким спектральным разрешением ( $2 \text{ см}^{-1}$ ) при различных температурах. Спектр излучения понижается и обужается с повышением температуры, в то время как расстояние между модами увеличивается. Естественно предположить, что порог генерации низок для многих мод в низкотемпературном пределе, но он быстро повышается для мод с низкой добротностью, а при более высоких температурах, особенно вблизи критической (35 К), генерация возможна только для нескольких мод с высокой добротностью.

При температуре 40 К сигнал на приёмнике не обнаруживался при любой интенсивности возбуждения, в то время как при самой низкой температуре (8 К) было возможно измерять спектр спонтанного излучения с адекватным отношением сигнал/шум. Подобный результат может свидетельствовать об активации безызлучательной рекомбинации при более высоких температурах или(и) более высокой концентрации носителей заряда. В результате критическая температура генерации лазерного излучения для первого образца с полосками высотой 7 мкм составила всего 35 К, что значительно ниже критической температуры стимулированного излучения в непротессированной структуре (160 К).

В то время как первый образец имел критическую температуру около 35 К, второй образец с полосками высотой 5 мкм обеспечивал генерацию лазерного излучения до значительно более высоких температур вплоть до 120 К, что ближе к критической температуре однопроходowego СИ в непротессированной структуре. Температурная эволюция спектров излучения образца с низким разрешением ( $2 \text{ см}^{-1}$ ) показана на Рисунке 4.12(b). Хотя общая тенденция обужения спектра с ростом температуры также имеет место, как и в первом образце, следует отметить две особенности. Первая из них – заметно большее число лазерных мод, особенно при более высоких температурах, при которых предыдущий образец вообще не давал излучения, ни лазерного, ни спонтанного. Вторая особенность касается межмодового расстояния – оно меньше, чем в предыдущем случае. Это может указывать на то, что во втором образце общее количество рабочих полосков выше. В этом эксперименте FWHM лазерных линий также определялась спектральным разрешением эксперимента. Более высокие температурные характеристики второго образца могут быть связаны с более короткой экспозицией краев КЯ на поток высокоэнергетических ионов в процессе травления. Это результат позволяет предположить, что дефекты накапливаются на боковой грани полоска во время травления. Стоит добавить, что в попытке повысить рабочую температуру полосков в образце 1 некоторые из них были дополнительно “отполированы” сфокусированным ионным пучком (FIB). Однако существенного улучшения рабочей температуры не наблюдалось.

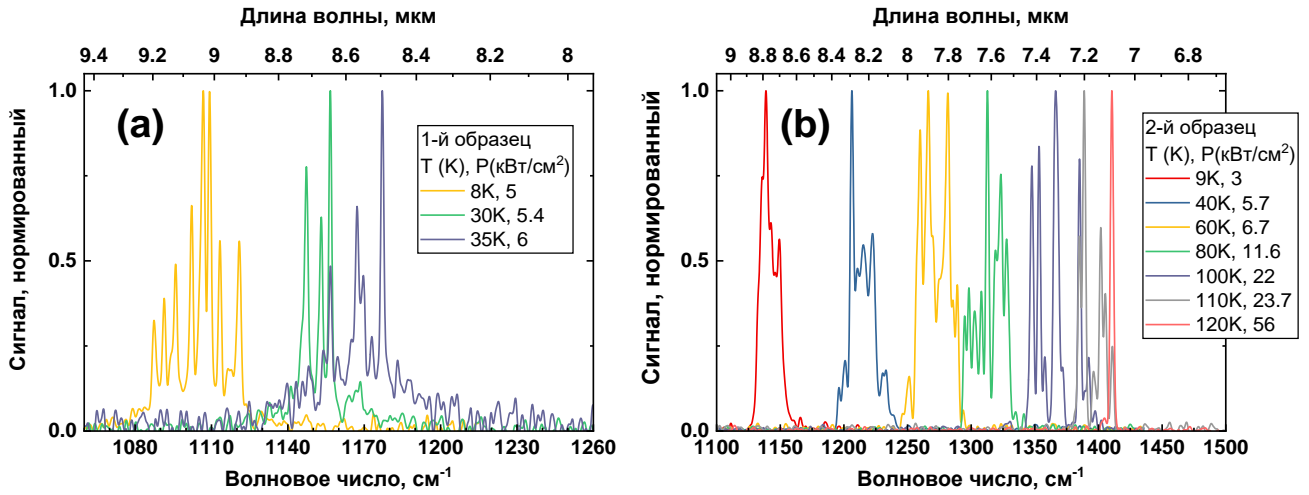


Рисунок 4.12. Температурная эволюция спектров излучения (а) первого и (б) второго массива гребней при накачке ПГС с длиной волны 2 мкм на различных интенсивностях возбуждения, спектральное разрешение 2 см<sup>-1</sup>.

Поскольку образец содержал массив гребенчатых мез различной длины, спектральная картина была достаточно сложной. Расстояние между продольными модами Фабри-Перо можно оценить как  $\Delta k = (2nL)^{-1}$ , где  $n$  — действительная часть показателя преломления, равная  $\sim 3$  на соответствующих длинах волн. Для большинства полосков спектральное разрешение и уширение линий не позволяли наблюдать отдельные продольные моды. Чтобы изучить характерный вид спектра полоска, мы выкололи одиночный полосковый резонатор и укоротили его до 0.25 мм путем простого раскалывания.

На Рисунке 4.13(а) показаны спектры излучения этого полоска при 8 К, измеренные с разрешением 1 см<sup>-1</sup> и 0.2 см<sup>-1</sup>. FWHM линии каждого пика составляет  $\sim 0,4$  см<sup>-1</sup> или даже меньше, что близко к наилучшему спектральному разрешению, доступному в этом эксперименте. Это значение также близко к ширине линии лучших лазеров с полосковой геометрией, изготовленных с использованием химического травления [26] или лазеров с вертикальным излучением с брэгговскими отражателями [160].

Стоит обратить внимание, что в этом масштабе наблюдаемый FWHM может быть уширен за счет нескольких факторов, двумя основными из которых являются осцилляции энергии между импульсами лазера накачки, приводящие к различным отличающимся эффективным температурам носителей, и колебания температуры в криостате во время эксперимента, занимающего несколько десятков минут. Расчетное расстояние между продольными модами составляет  $\sim 7$  см<sup>-1</sup>, что довольно хорошо согласуется с наблюдаемыми расстояниями между линиями излучения, хотя, по-видимому, в спектре присутствует более одной поперечной моды.

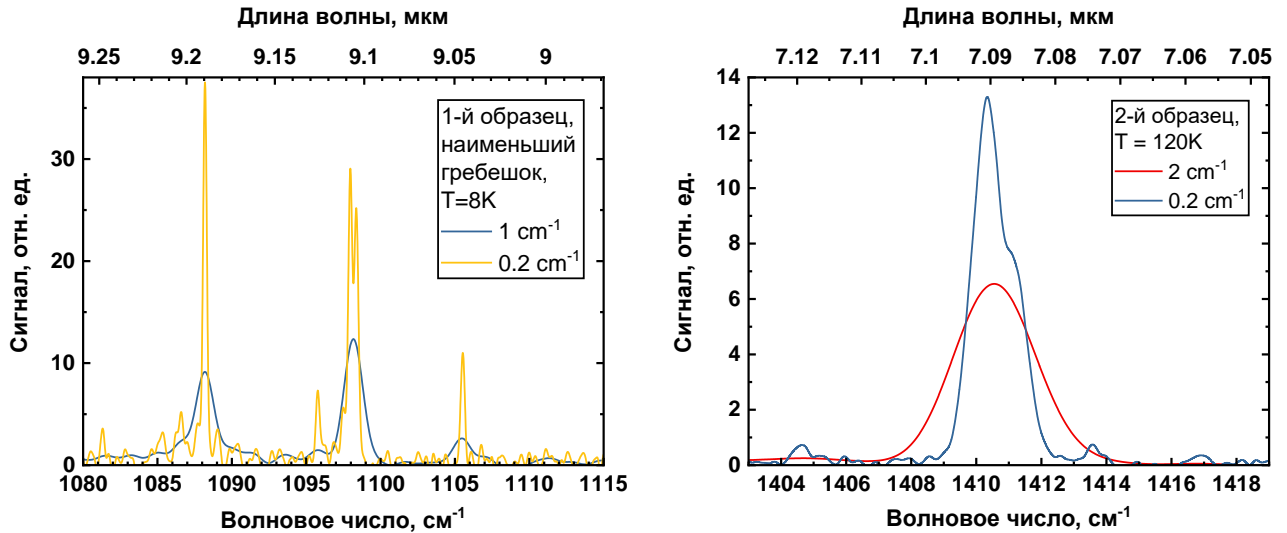


Рисунок 4.13. (а) Спектры промежуточного и высокого спектрального разрешения лазерных мод одиночного гребня длиной 0.25 мм при температуре 8 К; (б) Спектры излучения второго образца низкого и высокого спектрального разрешения при температуре 120 К.

Для образца 2 при температуре 120 К (что является максимальной температурой генерации лазерного излучения) спектр излучения проявляется в виде одиночного пика при спектральном разрешении  $2 \text{ см}^{-1}$ . На Рисунке 4.13(б) видно, что в спектре, измеренном при более высоком разрешении в  $0.2 \text{ см}^{-1}$ , этот пик выглядит несимметричным и при помощи процедуры деконволюции может быть разложен до по меньшей мере двух линий, отстоящих друг от друга на  $\sim 1.2 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует модам резонатора длиной 1 мм.

Интересно обсудить результаты этого исследования в контексте спектральных областей, которые являются более привлекательными с точки зрения практических приложений. Изготовленные полосы имели наклонный профиль, снижающий добротность, но аналогичные показатели качества, наблюдаемые у гребней с обработанными различными методами торцами, позволяют сделать вывод, что качество поверхности кромок не является ограничивающим фактором. Последнее кажется правдоподобным, принимая во внимание, что длина волны излучения ( $\sim 9 \text{ мкм}$ ) довольно велика, хотя качество торцов может быть проблемой для коротковолнового диапазона  $\lambda \sim 3 \text{ мкм}$ . Другая проблема заключается в том, что для длинноволновой области  $\lambda > 20 \text{ мкм}$  контраст скоростей травления слоев резиста и HgCdTe ограничивает глубину травления величиной  $\sim 8 \text{ мкм}$ .

Однако за счёт использования металлической маски можно добиться как достижения лучшей контрастности скоростей травления, так и получения более вертикальных боковых стенок полоска. Кроме того, поскольку критическая температура в значительной степени зависит от глубины травления, на самом деле может оказаться полезным сократить время травления после достижения массива КЯ, т.е. сбалансировать оптическое ограничение лазерных мод и скорость

поверхностной рекомбинации. Уменьшение времён жизни носителей заряда более пагубно сказывается в структурах, рассчитанных на генерацию в более длинноволновом диапазоне из-за общей тенденции увеличения времён излучательной рекомбинации и уменьшения характерных времён ШРХ по мере уменьшения ширины запрещенной зоны. Компромиссным решением в этом случае могут быть более широкие полоски или даже остановка травления уже в верхнем волноводном слое, т. е. травление на глубину меньше чем глубина залегания массива КЯ. Однако, по видимому, для подавления поверхностной рекомбинации и усиления генерации в полосковых резонаторах на основе твёрдых растворов HgCdTe в диапазоне длин волн более 20 мкм требуются дополнительные исследования процесса пассивации краев. С другой стороны, в структурах, излучающих в окне прозрачности 3–5 мкм, при высоких температурах время жизни носителей заряда контролируется оже-процессами, которые имеют характерные времена в десятки пикосекунд. Таким образом, они вряд ли подвержены значительному влиянию уменьшения времён жизни из-за поверхностной рекомбинации ШРХ.

#### 4.6 Заключение

В заключение, в этом разделе диссертации исследовано лазерное излучение в гребенчатых мезаструктурах с резонаторами Фабри-Перо, изготовленные из волноводных гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe методом ионного травления. Достигнутое в этой работе отношение  $\Delta\lambda/\lambda \sim 0.0004$  соответствует лучшим дизайнам лазерных структур, изготовленным ранее другими группами с использованием мокрого химического травления [26]. Однако, в отличие от предыдущих работ, генерация в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe была продемонстрирована до 120 К на длинах волн до 7–9 мкм при оптической накачке. Можно оценить квантовую эффективность (определяемую как отношение количества испущенных фотонов к одному поглощенному фотону накачки) как величину не менее 1% для обоих образцов при грубом допущении, что с образца собирается всё излучение. Изготовленные гребни обеспечивали генерацию при температурах значительно ниже критической температуры однопроходowego СИ в необработанной структуре. Таким образом, процесс травления оказывает заметное влияние на критическую температуру генерации СИ и его пороговые характеристики. Последние указывают на уменьшение времени жизни носителей до  $\sim 1$  нс, что объясняется усилением рекомбинации ШРХ через дефекты, образующиеся в процессе травления. Представляется вероятным, что эта проблема имеет второстепенное значение для коротковолнового излучения (в окне прозрачности



атмосферы 3–5 мкм), но для того, чтобы подавить этот механизм рекомбинации и перейти к большим длинам волн, необходимо разработать технологию пассивации краев для структур HgCdTe.

## Заключение

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе.

Получено стимулированное излучение при непрерывной оптической накачке в узкозонных структурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe в диапазоне длин волн 10.3–14 мкм. Показано, что для получения СИ в непрерывном режиме предпочтительными являются структуры с большей шириной КЯ (~6 нм), поскольку использование таких квантовых ям позволяет подавить влияние флуктуаций толщины ямы на размытие энергии основного межзонного перехода в ней по сравнению с более узкими ямами (~3.5 нм) с той же  $E_g$  [A1].

Продемонстрировано, что в волноводных структурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe, рассчитанными на генерацию стимулированного излучения в диапазоне  $\lambda > 20$  мкм при уменьшении содержания Cd в КЯ с ~6% до ~2.5% наблюдается увеличение пороговой энергии оже-рекомбинации, что подавляет нежелательный разогрев носителей заряда при большой разнице в энергии квантов накачки и стимулированного излучения и обеспечивает увеличение температуры генерации стимулированного излучения с 70–80 К до значений в 100 К и выше [A2].

Показано, что увеличение толщины буфера CdTe до 15 мкм или рост структур на  $n^{++}$ -GaAs подложке позволяют снизить уровень модовых потерь ( $\alpha/\Gamma$ ) не менее чем на порядок во всём диапазоне длин волн от 20 до 30 мкм по сравнению с дизайном диэлектрического волновода на нелегированной подложке с толщиной CdTe буфера 10 мкм. Уменьшение модовых потерь в структурах транслируется в сопоставимое понижение пороговых интенсивностей накачки для генерации стимулированного излучения — более чем на порядок до значений ~1 кВт/см<sup>2</sup> при 77 К [A2, A3, A7].

За счёт снижения модовых потерь в структурах с толщиной CdTe буфера 15 мкм и структурах, выращенных на  $n^{++}$ -GaAs подложке было получено стимулированное излучение на длинах волн 26–27 мкм, недоступных для структур с CdTe буфером толщиной 10 мкм [A2, A3, A7].

Получено стимулированное излучение при комнатной температуре в волноводной структуре с квантовыми ямами Hg<sub>0.82</sub>Cd<sub>0.18</sub>Te/Cd<sub>0.6</sub>Hg<sub>0.4</sub>Te в диапазоне 2.65–2.75 мкм при внутриямном импульсном оптическом возбуждении с характерной плотностью мощности в 200–300 кВт/см<sup>2</sup> [A4, A8].

С использованием ABC-модели было разработано теоретическое описание процессов межзонной рекомбинации носителей заряда в гетероструктурах с множественными квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe. На основе экспериментальных данных приведены оценки модовых

потерь ( $\alpha/\Gamma$ ) в структурах с длинами волн стимулированного излучения в диапазоне 3–5 мкм, которые составили  $30 \pm 10 \text{ см}^{-1}$ , и предполагаемого увеличения максимальной температуры генерации для структур с различным числом квантовых ям. Определено, что оптимальное количество квантовых ям Hg(Cd)Te/HgCdTe для условий внутрямной оптической накачки находится в диапазоне от 15 до 30 [A5, A9].

В изготовленных резонаторных мезоструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe наблюдалась генерация лазерного излучения, при этом достигнутое в работе отношение  $\Delta\lambda/\lambda \sim 0.0004$  соответствует лучшим дизайнам лазерных структур на основе HgCdTe в более коротковолновом диапазоне, изготовленным ранее другими группами с использованием химического травления [A6, A10, A11].

**Список сокращений и условных обозначений**

ИК — инфракрасный

ТГц — терагерцовый

ККЛ — квантово-каскадный (квантовый каскадный) лазер

КЯ — квантовая яма

СИ — стимулированное излучение

ФЛ — фотолюминесценция

ФП — фотопроводимость

HgCdTe — кадмий-ртуть-теллур

FWHM — полная ширина на половинной высоте

**Список литературы**

1. The HITRAN2016 molecular spectroscopic database : HITRAN2016 Special Issue / I. E. Gordon, L. S. Rothman, C. Hill [et al.] // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. – 2017. – Vol. 203. – P. 3-69.
2. Popa, D. Towards Integrated Mid-Infrared Gas Sensors / D. Popa, F. Udrea // *Sensors*. – 2019. – Vol. 19. – № 9. – P. 2076.
3. Compact TDLAS based sensor design using interband cascade lasers for mid-IR trace gas sensing / L. Dong, F. K. Tittel, C. Li [et al.] // *Optics Express*. – 2016. – Vol. 24. – № 6. – P. A528.
4. Interband cascade laser based mid-infrared methane sensor system using a novel electrical-domain self-adaptive direct laser absorption spectroscopy (SA-DLAS) / F. Song, C. Zheng, W. Yan [et al.] // *Optics Express*. – 2017. – Vol. 25. – № 25. – P. 31876.
5. A watt-class 1-THz backward-wave oscillator based on sine waveguide / X. Xu, Y. Wei, F. Shen [et al.] // *Physics of Plasmas*. – 2012. – Vol. 19. – № 1. – P. 013113.
6. High Power Wideband Gyrotron Backward Wave Oscillator Operating towards the Terahertz Region / W. He, C. R. Donaldson, L. Zhang [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2013. – Vol. 110. – № 16. – P. 165101.
7. Permanent magnet sources for extended interaction klystrons / H. A. Leupold, L. Kosa, G. McLane [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 1991. – Vol. 70. – № 10. – P. 6624-6626.
8. Roitman, A. State-of-the-Art W-Band Extended Interaction Klystron for the CloudSat Program / A. Roitman, D. Berry, B. Steer // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2005. – Vol. 52. – № 5. – P. 895-898.
9. Folded Waveguide Traveling-Wave Tube Sources for Terahertz Radiation / S. Bhattacharjee, J. H. Booske, C. L. Kory [et al.] // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2004. – Vol. 32. – № 3. – P. 1002-1014.
10. Bratman, V. L. Large-Orbit Gyrotron Operation in the Terahertz Frequency Range / V. L. Bratman, Yu. K. Kalynov, V. N. Manuilov // *Physical Review Letters*. – 2009. – Vol. 102. – № 24. – P. 245101.

11. On the sensitivity of terahertz gyrotron based systems for remote detection of concealed radioactive materials / G. S. Nusinovich, P. Sprangle, V. E. Semenov [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 2012. – Vol. 111. – № 12. – P. 124912.
12. Coherent synchrotron radiation for broadband terahertz spectroscopy / J. Barros, C. Evain, L. Manceron [et al.] // *Review of Scientific Instruments*. – 2013. – Vol. 84. – № 3. – P. 033102.
13. Conceptual design of an isochronous ring to generate coherent terahertz synchrotron radiation / H. Hama, H. Tanaka, N. Kumagai [et al.] // *New Journal of Physics*. – 2006. – Vol. 8. – № 11. – P. 292-292.
14. Vacuum Electronic High Power Terahertz Sources / J. H. Booske, R. J. Dobbs, C. D. Joye [et al.] // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. – 2011. – Vol. 1. – № 1. – P. 54-75.
15. Generation of Terahertz Radiation in InP:Fe Crystals Due to Second-Order Lattice Nonlinearity / V. V. Romyantsev, K. V. Maremyanin, A. P. Fokin [et al.] // *Semiconductors*. – 2021. – Vol. 55. – Generation of Terahertz Radiation in InP. – № 10. – P. 785-789.
16. Terahertz-range free-electron laser electron spin resonance spectroscopy: Techniques and applications in high magnetic fields / S. A. Zvyagin, M. Ozerov, E. Čížmár [et al.] // *Review of Scientific Instruments*. – 2009. – Vol. 80. – Terahertz-range free-electron laser electron spin resonance spectroscopy. – № 7. – P. 073102.
17. Knyazev, B. A. Novosibirsk terahertz free electron laser: instrumentation development and experimental achievements / B. A. Knyazev, G. N. Kulipanov, N. A. Vinokurov // *Measurement Science and Technology*. – 2010. – Vol. 21. – Novosibirsk terahertz free electron laser. – № 5. – P. 054017.
18. Dodel, G. On the history of far-infrared (FIR) gas lasers: Thirty-five years of research and application / G. Dodel // *Infrared Physics & Technology*. – 1999. – Vol. 40. – On the history of far-infrared (FIR) gas lasers. – № 3. – P. 127-139.
19. Precisely tunable continuous-wave terahertz source with interferometric frequency control / A. J. Deninger, T. Göbel, D. Schönherr [et al.] // *Review of Scientific Instruments*. – 2008. – Vol. 79. – № 4. – P. 044702.
20. Terahertz photomixing with diode lasers in low-temperature-grown GaAs / K. A. McIntosh, E. R. Brown, K. B. Nichols [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 1995. – Vol. 67. – № 26. – P. 3844-3846.

21. Generation of coherent terahertz radiation by photomixing of dual-mode lasers / M. Tani, P. Gu, M. Hyodo [et al.] // *Optical and Quantum Electronics*. – 2000. – Vol. 32. – № 4/5. – P. 503-520.
22. Room temperature continuous wave milliwatt terahertz source / M. Scheller, J. M. Yarborough, J. V. Moloney [et al.] // *Optics Express*. – 2010. – Vol. 18. – № 26. – P. 27112.
23. Coherent tunable THz-wave generation from LiNbO<sub>3</sub> with monolithic grating coupler / K. Kawase, M. Sato, T. Taniuchi, H. Ito // *Applied Physics Letters*. – 1996. – Vol. 68. – № 18. – P. 2483-2485.
24. Unidirectional radiation of widely tunable THz wave using a prism coupler under noncollinear phase matching condition / K. Kawase, M. Sato, K. Nakamura [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 1997. – Vol. 71. – № 6. – P. 753-755.
25. Rogalski, A. HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook / A. Rogalski // *Reports on Progress in Physics*. – 2005. – Vol. 68. – HgCdTe infrared detector material. – № 10. – P. 2267-2336.
26. HgCdTe infrared diode lasers grown by MBE / J. M. Arias, M. Zandian, R. Zucca, J. Singh // *Semiconductor Science and Technology*. – 1993. – Vol. 8. – № 1S. – P. S255-S260.
27. Long wavelength stimulated emission up to 9.5  $\mu$  m from HgCdTe quantum well heterostructures / S. V. Morozov, V. V. Romyantsev, A. M. Kadykov [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2016. – Vol. 108. – № 9. – P. 092104.
28. Carrier Recombination, Long-Wavelength Photoluminescence, and Stimulated Emission in HgCdTe Quantum Well Heterostructures / V. Romyantsev, M. Fadeev, V. Aleshkin [et al.] // *physica status solidi (b)*. – 2019. – Vol. 256. – № 6. – P. 1800546.
29. Stimulated emission from HgCdTe quantum well heterostructures at wavelengths up to 19.5  $\mu$  m / S. V. Morozov, V. V. Romyantsev, M. A. Fadeev [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2017. – Vol. 111. – № 19. – P. 192101.
30. Coherent Emission in the Vicinity of 10 THz due to Auger-Suppressed Recombination of Dirac Fermions in HgCdTe Quantum Wells / S. V. Morozov, V. V. Romyantsev, M. S. Zholudev [et al.] // *ACS Photonics*. – 2021. – Vol. 8. – № 12. – P. 3526-3535.

31. HgCdTe-based quantum cascade lasers operating in the GaAs phonon Reststrahlen band predicted by the balance equation method / D. Ushakov, A. Afonenko, R. Khabibullin [et al.] // *Optics Express*. – 2020. – Vol. 28. – № 17. – P. 25371.
32. Thin active region HgCdTe-based quantum cascade laser with quasi-relativistic dispersion law / A. A. Dubinov, D. V. Ushakov, A. A. Afonenko [et al.] // *Optics Letters*. – 2022. – Vol. 47. – № 19. – P. 5048.
33. Suppressed Auger scattering and tunable light emission of Landau-quantized massless Kane electrons / D. B. But, M. Mittendorff, C. Consejo [et al.] // *Nature Photonics*. – 2019. – Vol. 13. – № 11. – P. 783-787.
34. Bernevig, B. A. Quantum Spin Hall Effect and Topological Phase Transition in HgTe Quantum Wells / B. A. Bernevig, T. L. Hughes, S.-C. Zhang // *Science*. – 2006. – Vol. 314. – № 5806. – P. 1757-1761.
35. Growth of Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te nanostructures by molecular beam epitaxy with ellipsometric control / N. N. Mikhailov, R. N. Smirnov, S. A. Dvoretzky [et al.] // *International Journal of Nanotechnology*. – 2006. – Vol. 3. – № 1. – P. 120.
36. Growth of HgTe Quantum Wells for IR to THz Detectors / S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov [et al.] // *Journal of Electronic Materials*. – 2010. – Vol. 39. – № 7. – P. 918-923.
37. The Growth of CdTe Layer on GaAs Substrate by MBE / S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, D. G. Ikusov [et al.]. – Text : electronic // *Methods for Film Synthesis and Coating Procedures* / eds. L. Nánai [et al.]. – IntechOpen, 2020. – URL: <https://www.intechopen.com/books/methods-for-film-synthesis-and-coating-procedures/the-growth-of-cdte-layer-on-gaas-substrate-by-mbe> (date accessed: 10.05.2024).
38. Экспресс-характеризация волноводных гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с квазирелятивистским законом дисперсии носителей методом спектроскопии фотолюминесценции при комнатной температуре / С. В. Морозов, В. В. Уточкин, В. В. Румянцев [и др.] // *Письма в журнал технической физики*. – 2021. – Т. 47. – № 3. – С. 51.
39. Magnetospectroscopy of two-dimensional HgTe-based topological insulators around the critical thickness / M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita [et al.] // *Physical Review B*. – 2012. – Vol. 86. – № 20. – P. 205420.



40. Davis, S. P. Fourier transform spectrometry / S. P. Davis, M. C. Abrams, J. W. Brault. – San Diego : Academic Press, 2001.
41. Д.Ильин. Русский: Схема оптического Фурье-спектрометра. Русский / Д.Ильин. – 2015. – URL: [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Fourier\\_spectrometr-int.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Fourier_spectrometr-int.svg) (дата обращения: 10.05.2024). – Текст : электронный.
42. Goodman, J. W. Statistical optics : Wiley series in pure and applied optics / J. W. Goodman. – Second edition. – Hoboken, New Jersey : John Wiley & Sons Inc, 2015. – 516 p.
43. Benisty, H. Introduction to nanophotonics : Oxford graduate texts / H. Benisty, J.-J. Greffet, P. Lalanne. – Oxford [England] ; New York : Oxford University Press, 2022. – 655 p.
44. Undergraduate Instrumental Analysis / T. J. Bruno, J. W. Robinson, G. M. Frame II, E. M. Skelly Frame. – 8. – New York : CRC Press, 2023. – URL: <https://www.taylorfrancis.com/books/9781003188544> (date accessed: 10.05.2024). – Text : electronic.
45. Griffiths, P. R. Fourier transform infrared spectrometry : Chemical analysis / P. R. Griffiths, J. A. De Haseth. – 2nd ed. – Hoboken, N.J : Wiley-Interscience, 2007. – No. v. 171. – 529 p.
46. Cohen, J. Introduction to Fourier transform spectroscopy / J. Cohen. – 0. – Gaithersburg, MD : National Bureau of Standards, 1986. – 106 p. – URL: <https://nvlpubs.nist.gov/nistpubs/Legacy/IR/nbsir86-3339.pdf> (date accessed: 06.06.2024). – Text : electronic.
47. Румянцев, В. В. Фотопроводимость и фотолюминесценция эпитаксиальных пленок и структур с квантовыми ямами на основе HgCdTe в среднем и дальнем инфракрасном диапазоне : Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук / В. В. Румянцев. – Нижний Новгород : Институт физики микроструктур Российской академии наук, 2014. – 126 с.
48. Minority carrier lifetime in type-2 InAs–GaSb strained-layer superlattices and bulk HgCdTe materials / D. Donetsky, G. Belenky, S. Svensson, S. Suchalkin // Applied Physics Letters. – 2010. – Vol. 97. – № 5. – P. 052108.
49. Józwiowski, K. The bulk generation-recombination processes and the carrier lifetime in mid-wave infrared and long-wave infrared liquid nitrogen cooled HgCdTe alloys / K. Józwiowski, M. Kopytko, A. Rogalski // Journal of Applied Physics. – 2012. – Vol. 112. – № 3. – P. 033718.

50. Band structure of semimagnetic Hg  $1 - y$  Mn  $y$  Te quantum wells / E. G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth [et al.] // *Physical Review B*. – 2005. – Vol. 72. – № 3. – P. 035321.
51. Threshold energies of Auger recombination in HgTe/CdHgTe quantum well heterostructures with 30–70 meV bandgap / V. Y. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. V. Rumyantsev, S. V. Morozov // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2019. – Vol. 31. – № 42. – P. 425301.
52. Козлов, Д. В. Спектр двойных акцепторов в слоях барьеров и квантовых ям гетероструктур HgTe/CdHgTe / Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов // *Физика и техника полупроводников*. – 2019. – Т. 53. – № 9. – С. 1224.
53. Spectra and kinetics of THz photoconductivity in narrow-gap Hg  $1-x$  Cd  $x$  Te ( $x < 0.2$ ) epitaxial films / V. V. Rumyantsev, S. V. Morozov, A. V. Antonov [et al.] // *Semiconductor Science and Technology*. – 2013. – Vol. 28. – № 12. – P. 125007.
54. Lei, W. Progress, challenges, and opportunities for HgCdTe infrared materials and detectors / W. Lei, J. Antoszewski, L. Faraone // *Applied Physics Reviews*. – 2015. – Vol. 2. – № 4. – P. 041303.
55. Terahertz photoconductivity of double acceptors in narrow gap HgCdTe epitaxial films grown by molecular beam epitaxy on GaAs(013) and Si(013) substrates / V. V. Rumyantsev, D. V. Kozlov, S. V. Morozov [et al.] // *Semiconductor Science and Technology*. – 2017. – Vol. 32. – № 9. – P. 095007.
56. Жолудев, М. С. Расчет температурной зависимости энергии состояний кулоновского акцептора в узкозонном твердом растворе HgCdTe / М. С. Жолудев, В. В. Румянцев, С. В. Морозов // *Физика и техника полупроводников*. – 2021. – Т. 55. – № 10. – С. 861.
57. Оптимизация диэлектрического волновода для лазерных структур дальнего инфракрасного диапазона на основе HgTe/CdHgTe / А. А. Дубинов, В. В. Румянцев, М. А. Фадеев [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. – 2021. – Т. 55. – № 5. – С. 455.
58. Auger recombination in narrow gap HgCdTe/CdHgTe quantum well heterostructures / V. Ya. Aleshkin, V. V. Rumyantsev, K. E. Kudryavtsev [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 2021. – Vol. 129. – № 13. – P. 133106.
59. Quantum cascade lasers: 20 years of challenges / M. S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, P. D. Natale // *Optics Express*. – 2015. – Vol. 23. – Quantum cascade lasers. – № 4. – P. 5167-5182.
60. Ohtani, K. Double metal waveguide InGaAs/AlInAs quantum cascade lasers emitting at  $24 \mu\text{m}$  / K. Ohtani, M. Beck, J. Faist // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Vol. 105. – № 12. – P. 121115.

61. InAs-based quantum cascade lasers emitting close to 25  $\mu\text{m}$  / Z. Loghmari, M. Bahriz, A. Meguekam [et al.] // *Electronics Letters*. – 2019. – Vol. 55. – № 3. – P. 144-146.
62. Far-Infrared Quantum Cascade Lasers Operating in the AlAs Phonon Reststrahlen Band / K. Ohtani, M. Beck, M. J. Süess [et al.] // *ACS Photonics*. – 2016. – Vol. 3. – № 12. – P. 2280-2284.
63. High-power portable terahertz laser systems / A. Khalatpour, A. K. Paulsen, C. Deimert [et al.] // *Nature Photonics*. – 2021. – Vol. 15. – № 1. – P. 16-20.
64. Continuous-wave GaAs/AlGaAs quantum cascade laser at 5.7 THz / M. Shahili, S. J. Addamane, A. D. Kim [et al.]. – Text: electronic // *Nanophotonics*. – 2024. – Vol. 0. – № 0. – URL: <https://www.degruyter.com/document/doi/10.1515/nanoph-2023-0726/html> (date accessed: 18.04.2024).
65. Wen, B. High-temperature terahertz quantum cascade lasers / B. Wen, D. Ban // *Progress in Quantum Electronics*. – 2021. – Vol. 80. – P. 100363.
66. Simulation and design of GaN/AlGaIn far-infrared ( $\lambda \sim 34 \mu\text{m}$ ) quantum-cascade laser / V. D. Jovanović, D. Indjin, Z. Ikonić, P. Harrison // *Applied Physics Letters*. – 2004. – Vol. 84. – № 16. – P. 2995-2997.
67. Sun, G. Active region design of a terahertz GaN/ Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>N quantum cascade laser / G. Sun, R. A. Soref, J. B. Khurgin // *Superlattices and Microstructures*. – 2005. – Vol. 37. – № 2. – P. 107-113.
68. Terashima, W. Design and fabrication of terahertz quantum cascade laser structure based on III-nitride semiconductors / W. Terashima, H. Hirayama. – Text: electronic // *physica status solidi c*. – 2009. – Vol. 6. – № S2. – URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/pssc.200880772> (date accessed: 18.04.2024).
69. M-plane GaN terahertz quantum cascade laser structure design and doping effect for resonant-phonon and phonon-scattering-injection schemes / F. Ye, Y. Wang, L. Wang [et al.] // *Scientific Reports*. – 2023. – Vol. 13. – № 1. – P. 11394.
70. Sirkeli, V. P. ZnO-based terahertz quantum cascade lasers / V. P. Sirkeli, H. L. Hartnagel // *Opto-Electronics Review*. – 2019. – Vol. 27. – № 2. – P. 119-122.
71. ZnO-Based Quantum Structures for Terahertz Sources / V. P. Sirkeli, H. L. Hartnagel, O. Yilmazoglu, S. Preu. – Text: electronic // 4th International Conference on Nanotechnologies and

Biomedical Engineering : IFMBE Proceedings / eds. I. Tiginanu [et al.]. – Cham : Springer International Publishing, 2020. – Vol. 77. – P. 219-223. – URL: [http://link.springer.com/10.1007/978-3-030-31866-6\\_44](http://link.springer.com/10.1007/978-3-030-31866-6_44) (date accessed: 18.04.2024).

72. Design of a ZnMnSe/ZnMgSe spin-polarized terahertz quantum cascade laser tunable by magnetic field / I. Savić, Z. Ikonić, N. Vukmirović [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2006. – Vol. 89. – № 1. – P. 011109.

73. Room-temperature terahertz emission from ZnSe-based quantum cascade structures: A simulation study / V. P. Sirkeli, O. Yilmazoglu, F. Küppers, H. L. Hartnagel // *physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters*. – 2017. – Vol. 11. – Room-temperature terahertz emission from ZnSe-based quantum cascade structures. – № 3. – P. 1600423.

74. Phosphides-Based Terahertz Quantum-Cascade Laser / D. V. Ushakov, A. A. Afonenko, R. A. Khabibullin [et al.] // *physica status solidi (RRL) – Rapid Research Letters*. – 2024. – P. 2300392.

75. Terashima, W. Spontaneous emission from GaN/AlGaIn terahertz quantum cascade laser grown on GaN substrate / W. Terashima, H. Hirayama // *physica status solidi c*. – 2011. – Vol. 8. – № 7-8. – P. 2302-2304.

76. Terahertz Intersubband Electroluminescence from Nonpolar m-Plane ZnO Quantum Cascade Structures / B. Meng, B. Hinkov, N. M. L. Biavan [et al.] // *ACS Photonics*. – 2021. – Vol. 8. – № 1. – P. 343-349.

77. Terashima, W. GaN-based terahertz quantum cascade lasers / W. Terashima, H. Hirayama. – Text : electronic // *SPIE Sensing Technology + Applications* / eds. M. F. Anwar [et al.]. – Baltimore, Maryland, United States, 2015. – P. 948304. – URL: <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.2184199> (date accessed: 18.04.2024).

78. Yasuda, H. Non-equilibrium Green's function calculation of AlGaAs-well-based and GaSb-based terahertz quantum cascade laser structures / H. Yasuda, I. Hosako // *Applied Physics Letters*. – 2015. – Vol. 106. – № 11. – P. 111111.

79. Yasuda, H. Intervalley scattering in terahertz quantum cascade lasers with GaSb and InGaSb wells / H. Yasuda // *AIP Advances*. – 2018. – Vol. 8. – № 2. – P. 025125.

80. Nonradiative recombination in semiconductors : Modern problems in condensed matter sciences / V. N. Abakumov, V. I. Perel', I. N. Âsievič, G. V. Gordeeva. – Amsterdam Oxford New York [etc.] : North-Holland, 1991. – No. 33.
81. Auger recombination in Dirac materials: A tangle of many-body effects / G. Alymov, V. Vyurkov, V. Ryzhii [et al.] // *Physical Review B*. – 2018. – Vol. 97. – Auger recombination in Dirac materials. – № 20. – P. 205411.
82. Preier, H. Recent advances in lead-chalcogenide diode lasers / H. Preier // *Applied physics*. – 1979. – Vol. 20. – № 3. – P. 189-206.
83. Terahertz Injection Lasers Based on a PbSnSe Solid Solution with an Emission Wavelength up to 50  $\mu\text{m}$  and Their Application in the Magneto spectroscopy of Semiconductors / K. V. Maremyanin, A. V. Ikonnikov, L. S. Bovkun [et al.] // *Semiconductors*. – 2018. – Vol. 52. – № 12. – P. 1590-1594.
84. Photon-drag-induced terahertz emission from graphene / P. A. Obraztsov, N. Kanda, K. Konishi [et al.] // *Physical Review B*. – 2014. – Vol. 90. – № 24. – P. 241416.
85. Plasmon Enhanced Terahertz Emission from Single Layer Graphene / Y.-M. Bahk, G. Ramakrishnan, J. Choi [et al.] // *ACS Nano*. – 2014. – Vol. 8. – № 9. – P. 9089-9096.
86. Graphene-based terahertz electronics and plasmonics: detector and emitter concepts. Graphene-based terahertz electronics and plasmonics / eds. V. V. Mitin, T. Otsuji, V. Ryzhii. – Singapore : Jenny Stanford Publishing, 2021. – 998 p.
87. Talwar, D. N. Vibrational properties of HgCdTe system / D. N. Talwar, M. Vandevyver // *Journal of Applied Physics*. – 1984. – Vol. 56. – № 6. – P. 1601-1607.
88. Single valley Dirac fermions in zero-gap HgTe quantum wells / B. Büttner, C. X. Liu, G. Tkachov [et al.] // *Nature Physics*. – 2011. – Vol. 7. – № 5. – P. 418-422.
89. Fundamental Limits to Far-Infrared Lasing in Auger-Suppressed HgCdTe Quantum Wells / G. Alymov, V. Rumyantsev, S. Morozov [et al.] // *ACS Photonics*. – 2020. – Vol. 7. – № 1. – P. 98-104.
90. Effect of Cd content in barriers on the threshold energy of Auger recombination in waveguide structures with HgTe/Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te quantum wells, emitting at a wavelength of 18  $\mu\text{m}$  / M. A. Fadeev, A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin [et al.] // *Quantum Electronics*. – 2019. – Vol. 49. – № 6. – P. 556-558.

91. Stimulated emission from a  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  epilayer and  $\text{CdTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  heterostructures grown by molecular beam epitaxy / K. K. Mahavadi, S. Sivananthan, M. D. Lange [et al.] // *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*. – 1990. – Vol. 8. – № 2. – P. 1210-1214.
92. Time resolved photoluminescence spectroscopy of narrow gap  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$  quantum well heterostructures / S. V. Morozov, V. V. Romyantsev, A. V. Antonov [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Vol. 105. – № 2. – P. 022102.
93. Casey, H. C. *Heterostructure lasers : Quantum electronics--principles and applications* / H. C. Casey, M. B. Panish. – New York : Academic Press, 1978. – 2 p.
94. *Handbook of optical constants of solids II* / ed. E. D. Palik. – Boston : Academic Press, 1991. – 1096 p.
95. Dubinov, A. A. Calculation of Modal Gain for Terahertz Lasers Based on  $\text{HgCdTe}$  Heterostructures with Quantum Wells / A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin // *International Journal of High Speed Electronics and Systems*. – 2016. – Vol. 25. – № 03n04. – P. 1640018.
96.  $\text{HgCdTe}$ -based heterostructures for terahertz photonics / S. Ruffenach, A. Kadykov, V. V. Romyantsev [et al.] // *APL Materials*. – 2017. – Vol. 5. – № 3. – P. 035503.
97. Terahertz Emission from  $\text{HgCdTe}$  QWs under Long-Wavelength Optical Pumping / V. V. Romyantsev, M. A. Fadeev, V. Ya. Aleshkin [et al.] // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. – 2020. – Vol. 41. – № 7. – P. 750-757.
98. Optical Studies and Transmission Electron Microscopy of  $\text{HgCdTe}$  Quantum Well Heterostructures for Very Long Wavelength Lasers / V. V. Romyantsev, A. A. Razova, L. S. Bovkun [et al.] // *Nanomaterials*. – 2021. – Vol. 11. – № 7. – P. 1855.
99. Feasibility of lasing in the GaAs Reststrahlen band with  $\text{HgTe}$  multiple quantum well laser diodes / A. Afonenko, D. Ushakov, G. Alymov [et al.] // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2021. – Vol. 54. – № 17. – P. 175108.
100. Влияние особенностей зонного спектра на характеристики стимулированного излучения в узкозонных гетероструктурах с квантовыми ямами на основе  $\text{HgCdTe}$  / В. В. Румянцев, Н. С. Куликов, А. М. Кадыков [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. – 2018. – Т. 52. – № 11. – С. 1263.

101. Stimulated emission from a  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  epilayer grown by molecular beam epitaxy / K. K. Mahavadi, J. Bleuse, X. Chu, J. P. Faurie // *Applied Physics Letters*. – 1989. – Vol. 55. – № 13. – P. 1285-1286.
102. Farooq, A. CO<sub>2</sub> concentration and temperature sensor for combustion gases using diode-laser absorption near 2.7  $\mu\text{m}$  / A. Farooq, J. B. Jeffries, R. K. Hanson // *Applied Physics B*. – 2008. – Vol. 90. – № 3-4. – P. 619-628.
103. Single-mode 265  $\mu\text{m}$  InGaAsSb/AlInGaAsSb laterally coupled distributed-feedback diode lasers for atmospheric gas detection / R. M. Briggs, C. Frez, M. Bagheri [et al.] // *Optics Express*. – 2013. – Vol. 21. – № 1. – P. 1317.
104. Mid-Infrared Tunable Laser-Based Broadband Fingerprint Absorption Spectroscopy for Trace Gas Sensing: A Review / Z. Du, S. Zhang, J. Li [et al.] // *Applied Sciences*. – 2019. – Vol. 9. – Mid-Infrared Tunable Laser-Based Broadband Fingerprint Absorption Spectroscopy for Trace Gas Sensing. – № 2. – P. 338.
105. Room temperature continuous wave operation of  $\lambda \sim 3\text{--}3.2$   $\mu\text{m}$  quantum cascade lasers / N. Bandyopadhyay, Y. Bai, S. Tsao [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Vol. 101. – № 24. – P. 241110.
106. High power operation of  $\lambda \sim 5.2\text{--}11$   $\mu\text{m}$  strain balanced quantum cascade lasers based on the same material composition / N. Bandyopadhyay, Y. Bai, S. Slivken, M. Razeghi // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Vol. 105. – № 7. – P. 071106.
107. Next-generation mid-infrared sources / D. Jung, S. Bank, M. L. Lee, D. Wasserman // *Journal of Optics*. – 2017. – Vol. 19. – № 12. – P. 123001.
108. Type-I Diode Lasers for Spectral Region Above 3  $\mu\text{m}$  / G. Belenky, L. Shterengas, G. Kipshidze, T. Hosoda // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2011. – Vol. 17. – № 5. – P. 1426-1434.
109. Vizbaras, K. Room-temperature 3.73  $\mu\text{m}$  GaSb-based type-I quantum-well lasers with quaternary barriers / K. Vizbaras, M.-C. Amann // *Semiconductor Science and Technology*. – 2012. – Vol. 27. – № 3. – P. 032001.
110. Room-temperature vertical-cavity surface-emitting lasers at 4  $\mu\text{m}$  with GaSb-based type-II quantum wells / G. K. Veerabathran, S. Sprengel, A. Andrejew, M.-C. Amann // *Applied Physics Letters*. – 2017. – Vol. 110. – № 7. – P. 071104.

111. The Interband Cascade Laser / J. R. Meyer, W. W. Bewley, C. L. Canedy [et al.] // *Photonics*. – 2020. – Vol. 7. – № 3. – P. 75.
112. Semiconductor lasers: fundamentals and applications : Woodhead Publishing series in electronic and optical materials. Semiconductor lasers / eds. A. Baranov, E. Tournié. – Oxford : WP, Woodhead Publ, 2013. – No. 33. – 647 p.
113. DFB interband cascade lasers for tunable laser absorption spectroscopy from 3 to 6  $\mu\text{m}$  / M. Von Edlinger, J. Scheuermann, L. Nähle [et al.]. – Text : electronic // SPIE OPTO / eds. M. Razeghi [et al.]. – San Francisco, California, United States, 2013. – P. 899318. – URL: <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.2039734> (date accessed: 15.04.2024).
114. High-power room-temperature continuous-wave mid-infrared interband cascade lasers / W. W. Bewley, C. L. Canedy, C. S. Kim [et al.] // *Optics Express*. – 2012. – Vol. 20. – № 19. – P. 20894.
115. Melngailis, I. SPONTANEOUS AND COHERENT PHOTOLUMINESCENCE IN  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  / I. Melngailis, A. J. Strauss // *Applied Physics Letters*. – 1966. – Vol. 8. – № 7. – P. 179-180.
116. Stimulated emission from a CdTe/HgCdTe separate confinement heterostructure grown by molecular beam epitaxy / K. K. Mahavadi, J. Bleuse, S. Sivananthan, J. P. Faurie // *Applied Physics Letters*. – 1990. – Vol. 56. – № 21. – P. 2077-2079.
117. HgCdTe double heterostructure injection laser grown by molecular beam epitaxy / M. Zandian, J. M. Arias, R. Zucca [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 1991. – Vol. 59. – № 9. – P. 1022-1024.
118. High-power diode-laser-pumped midwave infrared HgCdTe/CdZnTe quantum-well lasers / H. Q. Le, J. M. Arias, M. Zandian [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 1994. – Vol. 65. – № 7. – P. 810-812.
119. Optically pumped laser oscillation at  $\approx 2.9 \mu\text{m}$  of a HgCdTe layer grown by metalorganic chemical vapor deposition / A. Ravid, A. Zussman, G. Cinader, A. Oron // *Applied Physics Letters*. – 1989. – Vol. 55. – № 26. – P. 2704-2706.
120. Ravid, A. Photoluminescence and laser action of  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x \approx 0.5$ ) layer grown by liquid-phase epitaxy / A. Ravid, A. Zussman // *Journal of Applied Physics*. – 1990. – Vol. 67. – № 9. – P. 4260-4269.



121. Optically pumped laser action and photoluminescence in HgCdTe layer grown on (211) CdTe by metalorganic chemical vapor deposition / A. Ravid, A. Sher, G. Cinader, A. Zussman // *Journal of Applied Physics*. – 1993. – Vol. 73. – № 11. – P. 7102-7107.
122. Ravid, A. Laser action and photoluminescence in an indium-doped  $n$ -type  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x=0.375$ ) layer grown by liquid phase epitaxy / A. Ravid, A. Zussman // *Journal of Applied Physics*. – 1993. – Vol. 73. – № 8. – P. 3979-3987.
123. Laser emission in HgCdTe in the 2–3.5 $\mu\text{m}$  range / J. Bleuse, J. Bonnet-Gamard, G. Mula [et al.] // *Journal of Crystal Growth*. – 1999. – Vol. 197. – № 3. – P. 529-536.
124. Room-temperature laser emission near 2  $\mu\text{m}$  from an optically pumped HgCdTe separate-confinement heterostructure / J. Bleuse, N. Magnea, L. Ulmer [et al.] // *Journal of Crystal Growth*. – 1992. – Vol. 117. – № 1-4. – P. 1046-1049.
125. Mesa stripe transverse injection laser in HgCdTe / P. Bouchut, G. Destefanis, J. Bablet [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 1992. – Vol. 61. – № 13. – P. 1561-1563.
126. Optical gain and laser emission in HgCdTe heterostructures / J. Bonnet-Gamard, J. Bleuse, N. Magnea, J. L. Pautrat // *Journal of Applied Physics*. – 1995. – Vol. 78. – № 12. – P. 6908-6915.
127. Emission wavelength and cavity design dependence of laser behaviour in HgCdTe heterostructures / J. Bonnet-Gamard, J. Bleuse, N. Magnea, J. L. Pautrat // *Journal of Crystal Growth*. – 1996. – Vol. 159. – № 1-4. – P. 613-617.
128. Roux, C. 2.6  $\mu\text{m}$  optically pumped vertical-cavity surface-emitting laser in the CdHgTe system / C. Roux, E. Hadji, J.-L. Pautrat // *Applied Physics Letters*. – 1999. – Vol. 75. – № 24. – P. 3763-3765.
129. High power InAsSb/InAsSbP double heterostructure laser for continuous wave operation at 3.6  $\mu\text{m}$  / A. Popov, V. Sherstnev, Y. Yakovlev [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 1996. – Vol. 68. – № 20. – P. 2790-2792.
130. Type II mid-infrared quantum well lasers / J. I. Malin, J. R. Meyer, C. L. Felix [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 1996. – Vol. 68. – № 21. – P. 2976-2978.
131. Comparison of Auger Coefficients in Type I and Type II Quantum Well Midwave Infrared Lasers / J. R. Meyer, C. L. Canedy, M. Kim [et al.] // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 2021. – Vol. 57. – № 5. – P. 1-10.

132. Nonparabolicity effects on carrier lifetimes in bulk Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te alloys and Mid-Infrared 2D Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/CdTe Single Quantum Well Lasers / F. Z. Mami, A. Kadri, N. Mokdad, K. Zitouni // *Superlattices and Microstructures*. – 2021. – Vol. 150. – P. 106780.
133. Temperature limitations for stimulated emission in 3–4 μm range due to threshold and non-threshold Auger recombination in HgTe/CdHgTe quantum wells / K. E. Kudryavtsev, V. V. Romyantsev, V. Ya. Aleshkin [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2020. – Vol. 117. – № 8. – P. 083103.
134. Mid-IR stimulated emission in Hg(Cd)Te/CdHgTe quantum well structures up to 200 K due to suppressed Auger recombination / V. V. Utochkin, K. E. Kudryavtsev, M. A. Fadeev [et al.] // *Laser Physics*. – 2021. – Vol. 31. – № 1. – P. 015801.
135. Zegrya, G. G. Mechanisms of Auger recombination in quantum wells / G. G. Zegrya, A. S. Polkovnikov // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 1998. – Vol. 86. – № 4. – P. 815-832.
136. Vurgaftman, I. High-temperature HgTe/CdTe multiple-quantum-well lasers / I. Vurgaftman, J. R. Meyer // *Optics Express*. – 1998. – Vol. 2. – № 4. – P. 137-142.
137. Stimulated emission in the 28–35 μm wavelength range from Peltier cooled HgTe/CdHgTe quantum well heterostructures / M. A. Fadeev, V. V. Romyantsev, A. M. Kadykov [et al.] // *Optics Express*. – 2018. – Vol. 26. – № 10. – P. 12755.
138. Mid-infrared stimulated emission in HgCdTe/CdHgTe quantum well heterostructures at room temperature / M. A. Fadeev, A. O. Troshkin, A. A. Dubinov [et al.]. – Text : electronic // *Optical Engineering*. – 2020. – Vol. 60. – № 08. – URL: <https://www.spiedigitallibrary.org/journals/optical-engineering/volume-60/issue-08/082006/Mid-infrared-stimulated-emission-in-HgCdTe-CdHgTe-quantum-well-heterostructures/10.1117/1.OE.60.8.082006.full> (date accessed: 17.04.2024).
139. Hot phonon effects and Auger recombination on 3 μm room temperature lasing in HgTe-based multiple quantum well diodes / A. A. Afonenko, D. V. Ushakov, A. A. Dubinov [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 2022. – Vol. 132. – № 7. – P. 073103.
140. Toward Peltier-cooled mid-infrared HgCdTe lasers: Analyzing the temperature quenching of stimulated emission at ~6 μm wavelength from HgCdTe quantum wells / K. E. Kudryavtsev, V. V. Romyantsev, V. V. Utochkin [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 2021. – Vol. 130. – Toward Peltier-cooled mid-infrared HgCdTe lasers. – № 21. – P. 214302.

141. Shaklee, K. L. Optical gain in semiconductors / K. L. Shaklee, R. E. Nahory, R. F. Leheny // *Journal of Luminescence*. – 1973. – Vol. 7. – P. 284-309.
142. Radiative recombination in narrow gap HgTe/CdHgTe quantum well heterostructures for laser applications / V. Y. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. V. Rumyantsev [et al.] // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2018. – Vol. 30. – № 49. – P. 495301.
143. Study of CdTe etching process in alcoholic solutions of bromine / I. M. Kotina, L. M. Tuhkonen, G. V. Patsekina [et al.] // *Semiconductor Science and Technology*. – 1998. – Vol. 13. – № 8. – P. 890-894.
144. Chang, W. H. An x-ray photoelectron spectroscopic study of chemical etching and chemo-mechanical polishing of HgCdTe / W. H. Chang, T. Lee, W. M. Lau // *Journal of Applied Physics*. – 1990. – Vol. 68. – № 9. – P. 4816-4819.
145. Sobiesierski, Z. Correlation of photoluminescence measurements with the composition and electronic properties of chemically etched CdTe surfaces / Z. Sobiesierski, I. M. Dharmadasa, R. H. Williams // *Applied Physics Letters*. – 1988. – Vol. 53. – № 26. – P. 2623-2625.
146. Chemically controlled deep level formation and band bending at metal-CdTe interfaces / J. L. Shaw, R. E. Viturro, L. J. Brillson, D. LaGraffe // *Applied Physics Letters*. – 1988. – Vol. 53. – № 18. – P. 1723-1725.
147. Tenne, R. Chemical modifications of Hg<sub>0.1</sub>Cd<sub>0.9</sub>Te surfaces: Analysis with Auger electron spectroscopy / R. Tenne, R. Brener, R. Triboulet // *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*. – 1989. – Vol. 7. – Chemical modifications of Hg<sub>0.1</sub>Cd<sub>0.9</sub>Te surfaces. – № 4. – P. 2570-2574.
148. Stoichiometric dry etching of mercury cadmium telluride using a secondary afterglow reactor / J. E. Spencer, J. H. Dinan, P. R. Boyd [et al.] // *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*. – 1989. – Vol. 7. – № 3. – P. 676-681.
149. Saitoh, T. Reactive ion beam etching of ZnSe and ZnS epitaxial films using Cl<sub>2</sub> electron cyclotron resonance plasma / T. Saitoh, T. Yokogawa, T. Narusawa // *Applied Physics Letters*. – 1990. – Vol. 56. – № 9. – P. 839-841.

150. CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>: A universal reactive ion etch for II-VI semiconductors? / M. A. Foad, C. D. W. Wilkinson, C. Dunscomb, R. H. Williams // *Applied Physics Letters*. – 1992. – Vol. 60. – CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>. – № 20. – P. 2531-2533.
151. Reactive Ion Etching of ZnSe, ZnSSe, ZnCdSe and ZnMgSSe by H<sub>2</sub>/Ar and CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>/Ar / W. R. Chen, S. J. Chang, Y. K. Su [et al.] // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2000. – Vol. 39. – № 6R. – P. 3308.
152. Melliari-Smith, C. M. Ion etching for pattern delineation / C. M. Melliari-Smith // *Journal of Vacuum Science and Technology*. – 1976. – Vol. 13. – № 5. – P. 1008-1022.
153. Elkind, J. L. Ion mill damage in *n*-HgCdTe / J. L. Elkind // *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*. – 1992. – Vol. 10. – № 4. – P. 1460-1465.
154. Ultrafast diffusion of Hg in Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te (*x* ≈ 0.21) / E. Belas, P. Höschl, R. Grill [et al.] // *Journal of Crystal Growth*. – 1994. – Vol. 138. – № 1-4. – P. 940-943.
155. Electron beam induced current study of ion beam milling type conversion in molecular beam epitaxy vacancy-doped Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te / R. Haakenaasen, T. Colin, H. Steen, L. Trosdahl-Iversen // *Journal of Electronic Materials*. – 2000. – Vol. 29. – № 6. – P. 849-852.
156. Tournié, É. Mid-infrared optoelectronics: materials, devices, and applications : Woodhead publishing series in electronic and optical materials. Mid-infrared optoelectronics / É. Tournié, L. Cerutti. – Duxford Cambridge : Woodhead publishing, 2020.
157. Schwaighofer, A. Quantum cascade lasers (QCLs) in biomedical spectroscopy / A. Schwaighofer, M. Brandstetter, B. Lendl // *Chemical Society Reviews*. – 2017. – Vol. 46. – № 19. – P. 5903-5924.
158. Experimental Study of the Free Space Optics Communication System Operating in the 8–12 μm Spectral Range / M. Garlinska, A. Pregowska, I. Gutowska [et al.] // *Electronics*. – 2021. – Vol. 10. – № 8. – P. 875.
159. Ion etching of HgCdTe: Properties, patterns and use as a method for defect studies / I. I. Izhnin, K. D. Mynbaev, A. V. Voitsekhovskii [et al.] // *Opto-Electronics Review*. – 2017. – Vol. 25. – Ion etching of HgCdTe. – № 2. – P. 148-170.

## Список публикаций автора

- A1. Уточкин, В. В. *Непрерывное стимулированное излучение в области 10–14 мкм при оптической накачке в структурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с квазирелятивистским законом дисперсии* / В. В. Уточкин, В. Я. Алёшкин, А. А. Дубинов, В. И. Гавриленко, Н. С. Куликов, М. А. Фадеев, В. В. Румянцев, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, А. А. Разова, С. В. Морозов // *Физика и техника полупроводников*. — 2020. — Т. 54. — № 10. — С. 1169.
- A2. Мажукина, К. А. *Генерация длинноволнового стимулированного излучения в квантовых ямах HgCdTe с увеличенным энергетическим порогом оже-рекомбинации* / К. А. Мажукина, В. В. Румянцев, А. А. Дубинов, В. В. Уточкин, А. А. Разова, М. А. Фадеев, К. Е. Спириин, М. С. Жолудев, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко, С. В. Морозов // *Письма в ЖЭТФ*. — 2023. — Т. 118. — № 5–6 (9). — С. 311–316.
- A3. Rumyantsev, V. V. *Stimulated emission in 24–31  $\mu\text{m}$  range and “Reststrahlen” waveguide in HgCdTe structures grown on GaAs* / V. V. Rumyantsev, A. A. Dubinov, V. V. Utochkin, M. A. Fadeev, V. Ya. Aleshkin, A. A. Razova, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, V. I. Gavrilenko, S. V. Morozov // *Applied Physics Letters*. — 2022. — Vol. 121. — no. 18. — P. 182103.
- A4. Utochkin, V. V. *Stimulated Emission up to 2.75  $\mu\text{m}$  from HgCdTe/CdHgTe QW Structure at Room Temperature* / V. V. Utochkin, K. E. Kudryavtsev, A. A. Dubinov, M. A. Fadeev, V. V. Rumyantsev, A. A. Razova, E. V. Andronov, V. Ya. Aleshkin, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, F. Teppe, S. V. Morozov // *Nanomaterials*. — 2022. — Vol. 12. — no. 15. — P. 2599.
- A5. Fadeev, M. A. *Balancing the Number of Quantum Wells in HgCdTe/CdHgTe Heterostructures for Mid-Infrared Lasing* / M. A. Fadeev, A. A. Dubinov, A. A. Razova, A. A. Yantser, V. V. Utochkin, V. V. Rumyantsev, V. Ya. Aleshkin, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, S. V. Morozov // *Nanomaterials*. — 2022. — Vol. 12. — no. 24. — P. 4398.
- A6. Utochkin, V. *Mid-IR lasing in HgCdTe multiple quantum well edge-emitting ridges* / V. Utochkin, K. Kudryavtsev, V. Rumyantsev, M. Fadeev, A. Razova, N. Mikhailov, D. Shengurov, S. Gusev, N. Gusev, S. Morozov // *Applied Optics*. — 2023. — Vol. 62. — no. 32. — P. 8529.
- A7. *Стимулированное излучение в диапазоне длин волн 24–31 мкм в структурах с квантовыми ямами на HgCdTe* / В. В. Румянцев, А. А. Дубинов, В. В. Уточкин, А. А. Разова, М. А. Фадеев, К. А. Мажукина, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, С. В. Морозов // *Труды XXVII*

Международного симпозиума "Нанопфизика и нанопэлектроника", Т. 2. — Нижний Новгород, 13–16 марта 2023. — С. 739–740.

A8. *Стимулированное излучение на длинах волн 2.45 и 2.75 мкм в HgCdTe-структурах с КЯ при комнатной температуре* / В. В. Уточкин, М. А. Фадеев, В. В. Румянцев, С. В. Морозов, В. И. Гавриленко, К. Е. Кудрявцев, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий // Тезисы докладов XV Российской конференции по физике полупроводников. — Нижний Новгород, 3–7 октября 2022. — С. 324.

A9. *Критическая температура генерации стимулированного излучения среднего ИК диапазона в серии HgCdTe структур с различным числом квантовых ям* / В. В. Уточкин, С. В. Морозов, М. А. Фадеев, Н. Н. Михайлов // Тезисы докладов международной конференции Физика.СПб 2021. — Санкт-Петербург, 18–22 октября 2021. — С. 474–475.

A10. *Межзонный лазер на 9 мкм из структуры с КЯ HgCdTe/CdHgTe с оптической накачкой* / В. В. Уточкин, М. А. Фадеев, В. В. Румянцев, С. В. Морозов, В. И. Гавриленко, Н. Н. Михайлов, Д. В. Шенгуров, Е. Е. Морозова, М. А. Калининков, Н. С. Гусев, С. А. Гусев // Тезисы докладов международной конференции Физика.СПб 2022. — Санкт-Петербург, 17–21 октября 2022. — С. 85.

A11. *Исследование длинноволнового лазерного излучения в микродисковых и гребешковых мезоструктурах / с HgCdTe квантовыми ямами* В. В. Уточкин, М. А. Фадеев, А. А. Разова, В. В. Румянцев, К. Е. Кудрявцев, К. А. Мажукина, А. А. Янцер, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Д. В. Шенгуров, Н. С. Гусев, В. И. Гавриленко, С. В. Морозов // Труды XXVIII Международного симпозиума "Нанопфизика и нанопэлектроника". Т. 2. — Нижний Новгород, 11–15 марта 2023. — С. 840–841.