

Институт физики микроструктур РАН — филиал  
Федерального государственного бюджетного научного  
учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт  
прикладной физики Российской академии наук»

На правах рукописи

Фадеев Михаил Александрович

Исследование магнитопоглощения, спонтанного и стимулированного  
излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe и  
InAs/Ga(In)Sb/InAs

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

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук  
Морозов Сергей Вячеславович

Нижний Новгород – 2021

## Оглавление

Оглавление.....	2
ВВЕДЕНИЕ.....	5
Актуальность темы исследования.....	5
Степень разработанности исследования.....	7
Цели и задачи.....	9
Научная новизна работы.....	10
Теоретическая и практическая значимость работы.....	11
Методология и методы исследования.....	12
Положения, выносимые на защиту.....	12
Степень достоверности и апробации результатов.....	13
Структура работы.....	14
Личный вклад автора.....	14
Глава 1. Обзор литературы.....	15
1.1 Проблема создания полупроводниковых лазеров дальнего инфракрасного диапазона.....	15
1.1.1 Излучение инфракрасного диапазона.....	15
1.1.2 Полупроводниковые лазеры среднего ИК диапазона.....	16
1.1.3 Процессы рекомбинации в полупроводниках.....	17
1.1.4 Излучательная рекомбинация.....	20
1.1.5 Рекомбинация Шокли — Рида — Холла.....	21
1.1.6 Оже рекомбинация.....	22
1.1.7 Перспективы источников излучения на основе HgCdTe.....	25
1.2 Проблема реализации высокотемпературного квантового спинового изолятора Холла.....	27
1.2.1 Материалы для реализации квантового спинового эффекта Холла.....	28

1.2.2	Топологические состояния в квантовых ямах HgTe/HgCdTe.....	30
1.2.3	Исследования КСЭХ в гетероструктурах с двойными КЯ InAs/GaSb	32
1.2.4	Гетероструктуры InAs/GaSb/InAs с тройными квантовыми ямами...	38
Глава 2. Спектроскопия магнитооптического поглощения структур InAs/GaSb/InAs (InAs/GaInSb/InAs) как основы для высокотемпературного квантово-спинового изолятора Холла .....		
2.1	Спектроскопия магнитооптического поглощения.....	43
2.2	Спектроскопия фотолюминесценции.....	48
2.3	Исследуемые образцы с тройными квантовыми ямами InAs/Ga(In)Sb/InAs	52
2.4	Магнитооптическая спектроскопия образца InAs/GaSb/InAs с инвертированной зонной структурой .....	53
2.5	Терагерцовая спектроскопия двумерного полуметалла в трехслойных квантовых ямах InAs/GaSb/InAs.....	67
2.6	Магнитооптические исследования напряженной гетероструктуры с высокой шириной запрещенной зоны .....	72
2.7	Фотолюминесценция тройной квантовой ямы InAs/GaInSb/InAs с инвертированной зонной структурой .....	76
2.8	Заключение .....	82
Глава 3. Характеризация волноводных гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe методами инфракрасной спектроскопии .....		
3.1	Введение.....	84
3.2	Исследованные образцы .....	85
3.3	Характеризация гетероструктур с КЯ HgTe/CdHgTe методом спектроскопии фотолюминесценции.....	89
3.4	Характеризация гетероструктур с КЯ HgTe/CdHgTe методом спектроскопии магнитооптического поглощения.....	98
3.5	Заключение .....	104
Глава 4. Спектральные исследования волноводных гетероструктур с КЯ $Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$ как основы для источников излучения дальнего ИК диапазона.....		
		106

4.1	Введение.....	106
4.2	Особенности исследования стимулированного излучения.....	106
4.3	Сравнение структур с потенциальной ямой и массивом КЯ .....	108
4.4	Оптимизация параметров КЯ для получения СИ в длинноволновой области спектра и подавления оже-рекомбинации в гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe.....	112
4.5	Влияние длины волны накачки на характеристики СИ в длинноволновой области .....	123
	Заключение.....	129
	Список литературы.....	131
	Список публикаций автора .....	142

## ВВЕДЕНИЕ

### Актуальность темы исследования

Открытие состояния квантового спинового изолятора Холла (КСХИ) в квантовых ямах (КЯ)  $\text{Hg}/\text{HgCdTe}$  [1] стало первой экспериментальной демонстрацией состояния топологического изолятора. Это послужило отправной точкой для развития новой области физики, связанной с топологически нетривиальными фазовыми состояниями материи. Одной из самых примечательных особенностей КСХИ являются его необычные транспортные свойства, которые связаны с тем, что ток передается по спин-поляризованным одномерным краевым каналам.

Транспортные свойства КСХИ представляют большой научный интерес, как с точки зрения фундаментальных эффектов, так и для практического применения. КСХИ могут использоваться для бездиссипативной передачи тока, создания стандартов сопротивления и могут найти приложения в спинтронике и квантовых вычислениях.

Тем не менее, несмотря на большое количество теоретических исследований, посвященных двумерным топологическим изоляторам, экспериментальные свойства таких структур остаются плохо изученными. К настоящему времени, даже наличие краевых транспортных каналов было продемонстрировано, фактически, лишь в трех системах — КЯ  $\text{HgTe}/\text{HgCdTe}$  [1], композитных квантовых ямах (ККЯ)  $\text{InAs}/\text{GaSb}$  [2] и двумерных пленках  $1\text{T-WTe}_2$  [3]. Это связано с тем, что для экспериментальных исследований транспортных свойств краевых каналов необходимо, чтобы их вклад в проводимость был существенно выше, чем вклад двумерного электронного газа. В реальности, структуры, обладающие инвертированным порядком зон, необходимым для реализации КСХИ, как правило, имеют сравнительно малую ширину запрещенной зоны (до 16 мэВ в КЯ  $\text{Hg}/\text{HgCdTe}$ , и до 5 мэВ композитных КЯ  $\text{InAs}/\text{GaSb}$ ). Малая ширина запрещенной зоны неизбежно приводит к высокой равновесной концентрации носителей, и, как следствие, к высокой проводимости структуры. Поэтому транспорт краевых состояний в вышеупомянутых полупроводниковых системах проявляется лишь при криогенных температурах, существенно ниже 1 К. Это служит препятствием, как для исследований таких структур, так и для их практического применения.

Сейчас активно ведется поиск новых материалов, обладающих большей шириной запрещенной зоны, которые позволили бы реализовать состояние КСХИ при высоких температурах. Так, в ходе исследований сжато-деформированных КЯ HgTe было показано, что запрещенная зона в них может достигать 55 мэВ [4]. Также следует отметить активно развивающиеся сейчас исследования монослойных структур, в частности, значительным результатом таких исследований является демонстрация краевого транспорта в слоях 1T-WTe<sub>2</sub> при температурах до 100 К [3]. В то же время, монослойные структуры, как правило, неустойчивы к влиянию атмосферы [5–7], и слабо интегрированы в существующую полупроводниковую технологию.

Предложенные в работе [8] структуры с тройными квантовыми ямами (ТКЯ) InAs/GaSb/InAs основаны на хорошо развитой технологии роста структур типа AIIIВV и обладают большими возможностями по перестройке зонной структуры за счет изменения параметров КЯ. Расчеты зонной структуры показывают, что в инвертированных ТКЯ можно получить ширину запрещенной зоны 60 до мэВ, что является сопоставимым как с монослойными структурами, так и напряженными структурами Hg/HgCdTe. До настоящего времени зонная структура инвертированных ТКЯ InAs/GaSb/InAs экспериментально не исследовалась. Поэтому задача исследования зонной структуры инвертированных ТКЯ InAs/GaSb/InAs является актуальной для получения высокотемпературного КСХИ.

КЯ на основе HgCdTe являются первой полупроводниковой структурой, в которой было обнаружено состояние КСХИ. В то же время, этот материал незаменим для производства инфракрасных (ИК) детекторов [9]. В связи с этим, зонная структура как твердых растворов HgCdTe, так и гетероструктур с КЯ изучена и описана достаточно хорошо. В то же время, значительно меньшее количество работ рассматривали влияние зонной структуры гетероструктур HgTe/HgCdTe на механизмы рекомбинации носителей, можно выделить лишь несколько работ, посвященных лазерам среднего ИК диапазона [10; 11]. Лишь недавно было показано, что благодаря особенностям зонного спектра КЯ на базе HgCdTe могут использоваться для получения вынужденного излучения в среднем и дальнем ИК диапазоне [12].

В настоящее время наиболее эффективными полупроводниковыми источниками для дальнего ИК диапазона являются квантовые каскадные лазеры (ККЛ). Они демонстрируют лучшие характеристики излучения практически во всем ИК диапазоне [13]. Единственная область, недоступная для современных ККЛ, лежит в диапазоне длин волн от 20 до 60 мкм и вызвана сильным поглощением решётки в традиционно используемых для их

производства материалах (GaAs и InP). Следует сказать, что ККЛ на основе InAs частично решают эту проблему, продвигаясь в область 20 – 60 мкм со стороны среднего ИК диапазона [14; 15], а со стороны длинных волн были предложены ККЛ на основе GaN, работающие до 5 ТГц [16]. Тем не менее, к настоящему моменту область длин волн от 20 до 60 мкм не полностью охвачена доступными источниками когерентного излучения.

Межзонные лазеры на основе HgCdTe представляют интерес в качестве альтернативы ККЛ, так как они являются менее требовательными с технологической точки зрения и обладают большими возможностями по перестройке длины волны, а частоты оптических фононов в КРТ ниже чем в материалах  $A_{III}B_V$  [17]. Главным преимуществом гетероструктур с КЯ HgTe/HgCdTe как материала для создания лазеров среднего ИК диапазона является подавление оже-рекомбинации, которая считается камнем преткновения межзонных источников среднего и дальнего ИК диапазона. Первые результаты, по получению СИ в волноводных гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe были обнадеживающими [12], поэтому развитие источников излучения длинноволнового ИК диапазона на основе КРТ и оптимизация параметров гетероструктур для продвижения в длинноволновую область является актуальной задачей.

### **Степень разработанности исследования**

Как твердые растворы HgCdTe, так и гетероструктуры второго типа на основе InAs/GaSb — важные полупроводниковые материалы в первую очередь для производства детекторов ИК диапазона [9; 18]. Поэтому основной вектор исследований этих гетероструктур был направлен на улучшение характеристик для создания эффективных приемников, однако, открытие состояний двумерного топологического изолятора в этих системах привело к более детальному исследованию их зонной структуры.

Исследования двойных квантовых ям InAs/GaSb в инвертированном режиме активно велись в течение последних десяти лет. Прямые исследования свойств краевых состояний проводились транспортными методами в нескольких группах [2; 19; 20]. Помимо транспортных измерений, краевые токи измерялись с помощью микроскопической петли СКВИДа (Superconducting Quantum Interference Device)[21], которая позволяет измерять малые магнитные поля в структуре и соответственно извлекать распределение токов с высокой точностью. Удивительно, но для КЯ InAs/GaSb ток протекал вдоль края образца

даже тогда, когда его длина была значительно больше баллистического предела (около 2 мм), а температуры значительно выше, чем используемые в прямых транспортных измерениях (до 30 К).

Тройные квантовые ямы (ТКЯ) InAs/GaSb/InAs активно исследовались в качестве материала для лазерных диодов ближнего ИК диапазона [22], в связи с чем, в таких структурах как правило исследовались спектры электролюминесценции. Однако, до недавнего времени тройные КЯ не рассматривались как потенциальная система для состояния топологических изоляторов.

Впервые идея конструирования на основе ТКЯ InAs/GaSb/InAs структур с инвертированным порядком зон была высказана в статье Криштопенко [8], что положило начало исследованиям ТКЯ с «экзотическими» зонными спектрами. Так, была проведена серия магнитооптических экспериментов в ТКЯ со специфической зонной структурой, соответствующей бесщелевому состоянию с дираковским конусом в центре зоны Бриллюэна [23; 24]. В работе [23] существование безмассовых фермионов Дирака в квантовых ямах InAs/GaSb/InAs специфической конструкции было обнаружено путем измерения циклотронного резонанса при различных концентрациях электронов. В работе было показано, что экспериментальная зависимость циклотронной массы от концентрации носителей хорошо согласуется с коническим законом дисперсии, полученным в результате расчетов. Этот результат позднее был подтвержден [24] результатами магнитооптической спектроскопии в магнитных полях до 34 Т. В сильных квантующих магнитных полях была обнаружена линия поглощения, связанная с переходами с нижних уровней Ландау электронов с "конической" дисперсионной зависимостью.

Таким образом, до сих пор экспериментально изучались только трехслойные гетероструктуры InAs/GaSb/InAs с нормальным порядком зон и бесщелевые структуры, в то время как структуры с инвертированной зонной структурой ранее не исследовались.

Что же касается исследований, посвященных исследованиям генерации излучения в структурах на основе КРТ, то они ведутся достаточно давно и наибольшее развитие получили в конце 90х годов применительно к лазерам ближнего ИК диапазона [25; 26]. В то же время, в большинстве конструкций этих лазеров использовались либо объемные слои, либо широкие потенциальные ямы, а длина волны излучения была ограничена ближним и средним ИК диапазоном, наиболее длинноволновая генерация была получена на длине волны 5.3 мкм [27]. Значительно большие длины волн (до 10.2 мкм) удалось получить в

первых работах нашей группы по исследованию СИ в гетероструктурах с КЯ [12; 28]. Кроме того, было определено, что температурный порог генерации в исследованных структурах лежит выше 77 К, а порог по мощности накачки при 20 К составляет всего 0.1 кВт/см<sup>2</sup>. Эти результаты демонстрируют возможность создания источников излучения на основе HgCdTe в среднем ИК диапазоне и поднимают вопрос о возможности увеличения длины волны генерации и повышении температурного порога таких источников. Данная работа является естественным продолжением исследований стимулированного излучения в гетероструктурах с КЯ  $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_{1-y}Hg_yTe/Hg_{1-x}Cd_xTe$  с различным дизайном активной области для оптимизации структуры и увеличения максимальной длины волны и температурного порога стимулированного излучения.

### Цели и задачи

Основной целью диссертационной работы является получение нового научного знания о зонном спектре гетероструктур InAs/Ga(In)Sb/InAs с инверсией зон и разработка физических основ для создания источников стимулированного излучения дальнего инфракрасного диапазона на основе гетероструктур HgCdTe. Это включает следующие задачи:

1. Исследование серии гетероструктур InAs/Ga(In)Sb/InAs с инвертированной зонной структурой методами спектроскопии магнитооптического поглощения в квантующих магнитных полях и фотолюминесценции при различных температурах. Определение ширины запрещенной зоны и порядка зон. Выявление отличительных признаков, определяющих инверсию зонной структуры.
2. Исследование волноводных гетероструктур с КЯ HgTe/HgCdTe методом спектроскопии магнитооптического поглощения и фотолюминесценции. Определение ширины запрещенной зоны и положения подзон размерного квантования
3. Исследования стимулированного в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe под действием оптической накачки. Выявление связи между параметрами квантовых ям и характеристиками стимулированного излучения.
4. Исследования зависимости интегральной интенсивности и спектров стимулированного излучения волноводных гетероструктур с КЯ HgTe/HgCdTe от

энергии кванта возбуждающего излучения. Анализ разогрева носителей интенсивной оптической накачкой.

### Научная новизна работы

Научная новизна работы состоит в следующем:

1. Впервые исследованы спектры магнитооптического поглощения гетероструктуры InAs/GaSb/InAs, с инвертированной зонной структурой при температурах 2, 20 и 100 К. На спектрах поглощения обнаружены как внутризонные, так и межзонные переходы между уровнями Ландау валентной зоны и зоны проводимости. Показано, что в исследованной структуре достигается ширина запрещенной зоны 17 мэВ. Результаты измерений, проведенных при различных температурах, указывают на слабую температурную зависимость запрещенной зоны, характерную для гетероструктур InAs/GaSb/InAs.
2. Впервые исследованы спектры магнитооптического поглощения напряженных гетероструктур InAs/Ga(In)Sb/InAs с инвертированной зонной структурой. Показано, что при определенных значениях состава и ширины слоев в напряженных структурах происходит переход топологический изолятор-полуметалл. В структуре InAs/GaInSb/InAs получена ширина запрещенной зоны до 30 мэВ.
3. Впервые исследованы спектры ТГц фотолюминесценции гетероструктур InAs/GaSb/InAs с инвертированной зонной структурой. На спектрах фотолюминесценции выявлены линии, связанные с переходами с участием примесных уровней и переходами между различными подзонами размерного квантования.
4. Исследованы спектры ТГц фотолюминесценции и стимулированного излучения серии волноводных гетероструктур с КЯ HgTe/CdHgTe в диапазоне длин волн от 7 до 18 мкм. Продемонстрировано, что использование КЯ с различным содержанием кадмия в материале ям и барьеров приводит к изменениям зонного спектра структуры и определяет характеристики стимулированного излучения. Установлено, что наибольшая температура гашения стимулированного излучения достигается при использовании квантовых ям из бинарного материала HgTe с барьерами, содержащими ~70 % кадмия.

5. Впервые исследованы зависимости интегральной интенсивности и спектров излучения волноводных гетероструктур с КЯ HgTe/CdHgTe от мощности накачки при использовании накачки на длинах волн 2.3 и 10.2 мкм. Обнаружен разогрев носителей, возникающий при использовании коротковолновой оптической накачки, который приводит к смещению линии СИ в сторону больших энергий и уменьшению его интегральной интенсивности. Увеличение мощности накачки выше  $\sim 10^{23}$  фотонов в импульсе при высоких температурах приводит к разрушению СИ и появлению на спектрах широкой линии спонтанной ФЛ. При использовании оптического возбуждения на длине волны 10.6 мкм разогрев носителей проявляется слабее, и увеличение мощности накачки приводит к монотонному увеличению интенсивности СИ.

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

Научная значимость работы заключается в расширении знаний об оптических свойствах и зонной структуре гетероструктур с КЯ HgTe/CdHgTe и гетероструктур InAs/Ga(In)Sb/InAs с тройными КЯ.

В ходе работы проведены исследования гетероструктур InAs/GaSb/InAs с инвертированной зонной структурой. Методами спектроскопии магнитооптического поглощения и фотолюминесценции было определено наибольшее значение запрещенной зоны, возможное в таких структурах, которое составляет 17 мэВ. Показано, что с изменением температуры ширина запрещенной зоны не меняется. Выработаны критерии, позволяющие магнитооптическими методами определить знак запрещенной зоны (наличие/отсутствие инверсии зон). Продемонстрировано, что использование напряженных структур позволяет увеличить ширину запрещенной зоны до 35 мэВ.

В волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe получено стимулированное излучение на длинах волн до 18 мкм. Определен дизайн квантовых ям, оптимальный для получения стимулированного излучения. Показано, что использование накачки на длине волны 10.6 мкм не вызывает гашения стимулированного излучения из-за разогрева носителей в структурах на длинах волн до 18 мкм, в отличие от накачки на длине волны 2.3 мкм

Полученные результаты могут быть использованы в будущих исследованиях состояний квантового спинового холловского изолятора при высоких температурах и для создания полупроводниковых лазеров дальнего инфракрасного диапазона.

### **Методология и методы исследования**

В работе использовались апробированные методы исследования, применяемые в ИФМ РАН, Нижний Новгород, Россия и лаборатории Шарля Кулона, Монпелье, Франция:

1. Исследования магнитооптического поглощения в терагерцовом и инфракрасном диапазонах проводились методом фурье-спектроскопии с разверткой по магнитному полю при различных температурах
2. Исследования стационарной фотолюминесценции в инфракрасном и терагерцовом диапазонах при различных температурах проводились методом фурье-спектроскопии
3. Исследования стимулированного излучения под действием оптической накачки в инфракрасном диапазоне проводились методом фурье-спектроскопии с разрешением по времени
4. Расчеты зонного спектра гетероструктур выполнялись в рамках четырехзонной модели Кейна

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

1. Совместное исследование спектров фотолюминесценции и спектров магнитооптического поглощения, содержащих межзонные и внутризонные переходы между уровнями Ландау, позволяет определить как ширину запрещенной зоны, так и порядок зон гетероструктур с квантовыми ямами InAs/GaSb/InAs, ограниченными слоями широкозонного полупроводника AlSb.
2. Изменение толщин слоев в напряженных гетероструктурах с тройными квантовыми ямами InAs/GaSb/InAs позволяет перестраивать энергетический спектр структуры от фазы топологического изолятора с шириной запрещенной зоны, превосходящей запрещенную зону в двойных квантовых ямах InAs/GaSb, до состояния бесщелевого двумерного полуметалла.

3. Основные параметры гетероструктур с квантовыми ямами  $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Te}/\text{HgCdTe}$  (ширина и состав твердого раствора в квантовой яме) могут быть определены по температурной зависимости спектров фотолюминесценции и спектрам магнитооптического поглощения.
4. Использование длинноволновой межзонной накачки с длиной волны 10.6 мкм для получения стимулированного излучения в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами  $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{Hg}_y\text{Cd}_{1-y}\text{Te}$  позволяет получить стимулированное излучение в диапазоне уровней возбуждения, который значительно (на два порядка) больше, чем при использовании коротковолновой накачки с длиной волны 2 мкм, что обусловлено разогревом неравновесных носителей в последнем случае.
5. Максимальная температура, при которой возможно возникновение стимулированного излучения в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами  $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{Hg}_y\text{Cd}_{1-y}\text{Te}$  при импульсном оптическом возбуждении определяется эффективностью оже-рекомбинации, которая качественно характеризуется энергетическим порогом трехчастичного процесса. Изменение параметров квантовых ям и барьерных слоев, составляющих активную область узкозонных волноводных гетероструктур на основе  $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{Hg}_y\text{Cd}_{1-y}\text{Te}$ , предназначенных для получения стимулированного излучения на межзонных переходах в диапазоне длин волн от 7 до 18 мкм, позволяет более чем двукратно увеличить порог безызлучательной оже-рекомбинации и расширить интервал температур, в которых возможно получить стимулированное излучение.

### **Степень достоверности и апробации результатов**

Достоверность результатов работы обеспечивается использованием апробированных в ИФМ РАН и других лабораториях методик для их получения. Полученные экспериментальные результаты сопоставляются с расчетами и литературными данными.

Основные результаты работы докладывались и обсуждались на XX, XXI, XXII XXIV Международных симпозиумах «Нанопизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород 2016 – 2020 г.), XIII Российской конференции по физике полупроводников (Екатеринбург, 2017 г.), и международных конференциях: 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (Copenhagen, Denmark, 2016), International Conference on Mid-Infrared

Optoelectronics: Materials and Devices (Beijing, China 2016), 5th Russia-Japan-USA-Europe Symp. On Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies (Sendai, Japan 2016), 5th EOS Topical Meeting on Terahertz Science and technology (Pecs, Hungary 2016), 4th Int. Conf. “Nanostructures: physics and technologies”, (Санкт Петербург, Россия, 2016 г.), 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (Paris, France, 2019).

По теме научно-квалификационной работы опубликовано 52 печатных работы, в том числе 17 статей в рецензируемых журналах и 35 публикаций в сборниках тезисов докладов и трудов конференций и симпозиумов.

### **Структура работы**

Работа состоит из введения, основной части, состоящей из 4 глав, заключения, списка цитируемой литературы и списка основных публикаций автора по теме работы. Объем диссертации составляет 146 страниц, включая 48 иллюстраций и 6 таблиц. Список цитируемой литературы составляет 129 публикаций.

### **Личный вклад автора**

Постановка задач работы осуществлялась научными руководителями автора, Морозовым С.В. и Теппе Ф. Рост структур на основе InAs/GaSb проводился в Институте электроники и систем (Institut d'Electronique et des Systemes, IES) университета Монпелье, рост структур на основе HgCdTe проводился в ИПФ СО РАН им. Ржанова. Расчеты зонного спектра исследуемых гетероструктур выполнялись, соответственно, Криштопенко С.С. и В.Я. Алешкиным. Коллектив, участвовавший в обсуждении результатов и подготовке публикаций указан в качестве соавторов в работах А1 – А17. Все основные результаты, изложенные в данной диссертации, получены автором лично.

## Глава 1. Обзор литературы

### 1.1 Проблема создания полупроводниковых лазеров дальнего инфракрасного диапазона

#### 1.1.1 Излучение инфракрасного диапазона

Инфракрасный диапазон (ИК) обозначает часть электромагнитного спектра с длиной волны от 760 нм до 1000 мкм. Ввиду большого охвата длин волн, ИК диапазон неоднороден как по своим свойствам, так и по области практического применения, поэтому он обычно разделяется на более узкие спектральные области, наиболее удобные в той или иной сфере. В данной работе будет использоваться разделение на ближний ИК диапазон (0.7 – 3 мкм), средний ИК диапазон (3 – 30 мкм), и дальний ИК диапазон (30 – 1000 мкм), который также называют терагерцевым диапазоном. Каждая из перечисленных областей ИК спектра играет важную роль в ключевых областях науки и техники. Наибольшее распространение получило излучение ближнего ИК диапазона, которое используется в системах связи, для дистанционного управления устройств, в медицинской диагностике, приборах ночного видения и др. В среднем ИК диапазоне лежат фундаментальные линии поглощения подавляющего большинства газообразных химических соединений, что обеспечивает практически универсальный способ их обнаружения [29]. Это в сочетании с меньшим рэлеевским рассеянием фотонов и наличием атмосферных «окон прозрачности», в которых атмосфера полностью или частично прозрачна [30] делает средний ИК диапазон крайне привлекательным для мониторинга окружающей среды. Вместе с тем, возможные применения лазеров среднего ИК диапазоне не ограничены исключительно задачами спектроскопии газов. Так, некоторые молекулярные связи, распространенные в органических соединениях, обладают выраженными пиками поглощения в среднем ИК диапазоне, поэтому молекулы, содержащие данные связи могут также быть идентифицированы по спектрам поглощения [31]. В то же время, прогресс в данной области напрямую связан с развитием эффективных полупроводниковых источников излучения.

### 1.1.2 Полупроводниковые лазеры среднего ИК диапазона

История практического развития полупроводниковых лазеров начинается с 1962 года, практически с тех же пор, как был продемонстрирован эффект усиления света излучения за счет вынужденного излучения. Благодаря тому, что ширина запрещенной зоны многих прямозонных полупроводников типа  $A_{III}B_{V}$ :  $Al(Ga)As$ ,  $In(Ga)As$ ,  $In(Ga)Sb$ , — лежит в диапазоне от  $\sim 0.18$  до  $2.2$  эВ (длина волны от  $560$  нм до  $6.9$  мкм), наибольшее распространение получили полупроводниковые диоды ближнего ИК диапазона, излучение происходит за счет межзонной рекомбинации неравновесных носителей.

Несмотря на широкое распространение полупроводниковых диодов в ближнем ИК диапазоне, а также успешное развитие лазеров коротковолновой области, соответствующей синему и даже ультрафиолетовому излучению, использование данной конструкции лазеров для создания источников с длиной волны более  $3$  мкм оказывается затруднительным. Первый полупроводниковый лазер на основе  $p$ - $n$  перехода в  $InAs$ , способный работать в импульсном режиме при криогенных температурах был продемонстрирован в 1963 году [32], однако задача достижения характеристик (рабочей температуры, выходной мощности), сопоставимых с лазерами ближнего ИК диапазона до сих пор решена не полностью.

Создание лазеров для среднего и дальнего ИК диапазона сопряжено с рядом специфичных сложностей, с которыми не приходится сталкиваться в ближнем ИК диапазоне. Первой из проблем является получение качественных полупроводниковых материалов с малой ширины запрещенной зоны. К настоящему времени эта проблема частично решена благодаря развитию технологии роста гетероструктур и сверхрешеток, в которых переходы происходят между подзонами размерного квантования, а также за счет использования трех- или четырехкомпонентных твердых растворов ( $HgCdTe$  и  $PbSnTe$ ), в которых ширина запрещенной зоны может быть плавно уменьшена фактически до  $0$ . Во-вторых, следует отметить близость значений требуемой рабочей температуры и энергии излучательного перехода (для длин волн излучения более  $10$  мкм) которая приводит к размытию функции распределения и препятствует созданию инверсии населенностей. Наконец, основной фундаментальной проблемой межзонных полупроводниковых лазеров является уменьшение скорости излучательной рекомбинации и возрастание роли безызлучательных процессов — оже-рекомбинации (ОР) и рекомбинации Шокли-Рида-Холла (ШРХ) в узкозонных полупроводниках.

В среднем и дальнем ИК диапазонах предпочтение отдается униполярным квантово-каскадным лазерам (ККЛ). В ККЛ используются переходы между подзонами, возникающими вследствие размерного квантования. Современная технология ККЛ позволяет создавать источники излучения в диапазоне длин волн от 3 до 20 мкм, работающие при температурах вплоть до комнатной [13; 15]. ККЛ используются также для получения терагерцового излучения с частотой до 5 ТГц [33; 34]. Однако эффективность большинства ККЛ падает при длинах волн более 20 мкм, так как в этом диапазоне становится существенным решеточное поглощение в материалах GaAs и InP, которые обычно используются для изготовления ККЛ. В частности, в спектральном диапазоне 20 – 25 мкм генерацию удалось получить лишь на отдельных длинах волн, соответствующих минимумам фононного поглощения в соответствующих материалах [14; 35–37].

В течение долгого времени альтернативным источником излучения в среднем и дальнем ИК диапазоне служили межзонные лазеры на основе халькогенидов свинца PbSnSe(Te). Исследования таких лазеров ведутся до настоящего времени, в частности, сообщается о получении в лазерах этого типа излучения на длинах волн до 50 мкм [38; 39], однако их характеристики, в частности выходная мощность, ограничены вследствие сложностей в технологии роста, и высокой ( $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) концентрации дефектов. Тем не менее, лазеры на основе халькогенидов свинца демонстрируют, что создание межзонных источников излучения в среднем и дальнем ИК диапазоне принципиально возможно за счет подавления безызлучательной ОР в узкозонных полупроводниках с определенным законом дисперсии носителей.

### 1.1.3 Процессы рекомбинации в полупроводниках

Неравновесные носители, возникающие под внешним воздействием, например, при межзонной подсветке полупроводника, обладают конечным временем жизни. После того, как внешнее воздействие прекращается избыточные электрон-дырочные пары рекомбинируют тем или иным способом и система релаксирует к своему равновесному состоянию. Изучение процессов рекомбинации носителей имеет важнейшее прикладное значение. Например, скорость рекомбинации носителей является основным фактором, определяющим чувствительность и быстродействие детекторов на основе межзонных переходов.

Кроме того, скорость рекомбинации определяет такой важнейший параметр инжекционных лазеров источников, как пороговая плотность тока,  $J_{th}$ . Чтобы поддерживать критическую концентрацию носителей, обеспечивающую инверсию населенностей, пороговый ток должен компенсировать падение концентрации неравновесных носителей в активной области структуры. В достаточно общем случае потери тока могут быть представлены в виде суммы членов, описывающих исчезновение носителей в активной области структуры за счет излучательной рекомбинацией, ОР и рекомбинацией ШРХ, и тока утечки[40]:

$$J = J_{SRH} + J_{Rad} + J_{Auger} + J_{leak} \quad (1)$$

Где первые три члена относятся соответственно к рекомбинации ШРХ (безызлучательной рекомбинации через примесные центры), излучательной рекомбинации и оже (ударной) рекомбинации. Последний член учитывает такие механизмы потерь, как неполный захват носителей в КЯ и утечка носителей из активной области. Данное выражение часто записывают в виде степенного ряда по степеням концентрации носителей, называемом моделью «АВС»:

$$J = eL(An + Bn^2 + Cn^3) + J_{leak} \quad (2)$$

Где  $n = p$  – концентрация электронов (дырок),  $e$  – заряд электрона,  $L$  – толщина активного слоя, а  $A$ ,  $B$  и  $C$  – соответственно, коэффициенты рекомбинации ШРХ, излучательной и ОР. Следует отметить, что выражение (2) получается в больцмановском приближении для упрощенной зонной структуры. При высокой концентрации носителей эти допущения перестают точно описывать процессы рекомбинации. Ток утечки, в свою очередь, также может быть разложен по степеням  $n$  и содержать степени  $n$  выше 3. Тем не менее, модель «АВС» позволяет качественно описать динамику носителей в инжекционных лазерах.

Выражение 2 может быть легко обобщено для оптической накачки. В этом случае необходимая концентрация носителей в активной области создается не путем инжекции, а за счет межзонной засветки. В общем случае, концентрация неравновесных носителей может быть описана системой уравнений непрерывности для электронов и дырок[41]:

$$\frac{d\Delta n}{dt} + \text{div}(j_n) = G - R \quad (3.1)$$

$$\frac{d\Delta p}{dt} + \text{div}(j_p) = G - R \quad (3.2)$$

Где  $\Delta n$  и  $\Delta p$  – концентрация неравновесных электронов и дырок,  $j_n$  и  $j_p$  – плотности тока,  $G$  – скорость генерации носителей, а  $R$  – скорость рекомбинации носителей. Для однородной межзонной оптической подсветки, приводящей к равномерной генерации электрон-дырочных пар по объему полупроводника, можно положить  $\Delta n = \Delta p$  и приравнять токовые члены к нулю, в результате чего система уравнений 3.1 и 3.2 сводится к единственному уравнению:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = G - R \quad (4)$$

При рассмотрении динамики рекомбинационных процессов в полупроводниках вместо скорости рекомбинации удобно ввести понятие время жизни носителей, определяемое как  $\tau = \Delta n/R$ . Тогда выражение 4 можно переписать как:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = G - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (5)$$

В общем случае время жизни неравновесных носителей  $\tau$  зависит от концентрации неравновесных носителей  $\Delta n$ . Однако, в случае достаточно слабого возбуждения ( $\Delta n \ll n$ ), можно считать  $\tau$  – постоянной, характеризующей скорость рекомбинации в квазиравновесных условиях. В условиях слабой непрерывной генерации концентрация неравновесных носителей равна:

$$\Delta n = G\tau$$

А после мгновенного прекращения подсветки концентрация неравновесных носителей спадает по экспоненциальному закону:

$$\Delta n = \Delta n(0)e^{-t/\tau}$$

Таким образом, в случае малого  $\Delta n$  время жизни неравновесных носителей  $\tau$  определяет концентрацию неравновесных носителей и их временную динамику.

В то же время, когда неравновесная концентрация носителей становится сопоставима с равновесной:  $\Delta n \geq n_0$ , релаксация будет проходить уже не по экспоненциальному закону. В этом случае удобно вернуться к скорости рекомбинации носителей  $R(n)$ , которую можно разложить скорость по степеням концентрации носителей, аналогично (2):

$$R = R_{SRH} + R_{Rad} + R_{Auger} = A(n) + B(\Delta n)^2 + C(\Delta n)^3 \quad (6)$$

Где  $n = \Delta n + n_0$  – полная концентрация носителей. Далее рассмотрим более подробно каждый механизм рекомбинации, представленный в выражении (6).

#### 1.1.4 Излучательная рекомбинация

Излучательная рекомбинация – это фундаментальный процесс рекомбинации электрон-дырочной пары посредством дипольного взаимодействия, в результате которого происходит излучение фотона. Скорость излучательной рекомбинации определяется вероятностью перехода из зоны проводимости в валентную зону и подчиняется золотому правилу Ферми:

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{i,f} |\langle f | H_R | i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (7)$$

Где  $i$  и  $f$  – начальное и конечное состояния электрона с энергиями  $E_i$  и  $E_f$  соответственно,  $H_R = -\frac{e}{m_0} \mathbf{A} \cdot \mathbf{p}$  – гамильтониан электромагнитного взаимодействия, в котором  $e$  и  $m_0$  – заряд и масса электрона,  $p$  – его импульс,  $A$  – векторный потенциал электромагнитного поля,  $\hbar\omega$  — энергия кванта излучения.

Скорость излучательной рекомбинации может быть получена не только из первых принципов, но и в рамках подхода, предложенного Ван Русбреком и Шокли (Van V. Roosbroeck, Shockley) [42] на основании уравнения баланса между процессами излучения и поглощения в состоянии равновесия:

$$R_{Rad}^0 = \frac{8\pi}{h^3 c^2} \int_0^\infty \frac{\varepsilon(E) \alpha(E) E^2 dE}{\exp(E/k_B T) - 1} = B n_i^2 \quad (9)$$

Где  $\varepsilon(E), \alpha(E)$  – диэлектрическая проницаемость и коэффициент поглощения  $n_i^2 = n_0 p_0$ ,  $n_0, p_0$  – темновые концентрации электронов и дырок,  $B$  – коэффициент излучательной рекомбинации:

$$B = \frac{1}{n_i^2} \frac{8\pi}{h^3 c^2} \int_0^\infty \frac{\varepsilon(E) \alpha(E) E^2 dE}{\exp(E/k_B T) - 1} \quad (10)$$

В неравновесном случае скорость излучательной рекомбинации носителей запишется как:

$$R_{Rad} = B(np - n_i^2) \quad (11)$$

Из выражения (8) видно, что уменьшение ширины запрещенной зоны приводит к уменьшению скорости излучательной рекомбинации. Таким образом, для неравновесной электрон-дырочной пары вероятность излучательной рекомбинации широкозонных структурах выше, чем в узкозонных. Однако следует отметить, что в данном выражении не учтены процессы перепоглощения излучённых фотонов в объёме полупроводника и процессы стимулированного излучения.

### 1.1.5 Рекомбинация Шокли — Рида — Холла

Дефект в полупроводнике означает нарушение композиционной или структурной симметрии кристалла [41]. Примерами дефектов являются примесные атомы в различных положениях в решетке и кристаллические дислокации. Влияние дефектов на кристалл является сложным и может вызывать сразу ряд эффектов, таких как локальная деформация кристалла и возмущения зонной структуры [43]. Однако наиболее значительное влияние, которое дефекты оказывают на полупроводниковые приборы, заключается в том, что они действуют как центры рекомбинации [44]. Сильная локализация волновой функции носителей в состоянии дефекта и соответствующая делокализация в  $k$ -пространстве означает, что дефекты могут способствовать рекомбинации электронов и дырок [45]. Основная статистика рекомбинации межзонных дефектных состояний была исследована Шокли, Ридом и Холлом [46; 47]. Для собственного полупроводника с достаточно низкой концентрацией дефектов, можно предположить, что неравновесная концентрация электронов равна неравновесной концентрации дырок  $\Delta n = \Delta p$  и ввести единое время жизни электрон-дырочной пары [46]:

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_{no}(p_0 + p_1 + \Delta n)}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \frac{\tau_{po}(n_0 + n_1 + \Delta n)}{n_0 + p_0 + \Delta n} \quad (12)$$

Где  $n_1 = N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right)$ ,  $p_1 = N_v \exp\left(\frac{E_c - E_g - E_f}{kT}\right)$  — добавочная концентрации электронов и дырок за счет ионизации примесей,  $\tau_{n0} = 1/c_n N_f$  и  $\tau_{p0} = 1/c_p N_f$  — это характерные времена захвата электронов на дефект и дырок  $N_f$  — это концентрация ловушек,  $c_n$  и  $c_p$  — это коэффициенты захвата,  $E_f$  — это энергия ловушки соответственно.

Прямой расчет скорости рекомбинации ШРХ из выражения (12) затруднен, из-за сложности определения как энергетического положения и концентрации дефектов, так и коэффициентов захвата электронов и дырок. В то же время, это выражение показывает, что в пределе высокой концентрации неравновесных носителей скорость рекомбинации растет линейно с концентрацией носителей ( $R_{SRH} = \frac{\tau_{n0} + \tau_{p0}}{\tau_{n0} \cdot \tau_{p0}} \cdot \Delta n$ ) поэтому примесная рекомбинация является доминирующим механизмом рекомбинации только при низких концентрациях неравновесных носителей.

### 1.1.6 Оже рекомбинация

Основным фактором, который приводит к температурному гашению излучения в узкозонных полупроводниковых структурах является ОР, трехчастичный процесс, при котором энергия, высвободившаяся в процессе рекомбинации электрон-дырочной пары передается третьему носителю [48; 49]. При достаточно высоких концентрациях носителей в узкозонных полупроводниках ОР становится доминирующим процессом рекомбинации.

В прямозонных полупроводниках, описывающихся в рамках модели Кейна, подобных HgCdTe зонная структура вблизи уровня Ферми образована одной электронной и двумя дырочными подзонами. В таких полупроводниках возможно десять различных типов Оже процессов, которые отвечают различным комбинациям носителей, участвующим в рекомбинации [50]. Как правило, оже-процессы обозначаются буквенными сочетаниями, которые обозначают состояния участвующих в процессе частиц (С – электрон, Н – тяжелая дырка, L – легкая дырка, S – дырка в спин-отщепленной зоне). Так, в ходе оже-рекомбинации СНСС-типа происходит рекомбинация электрон-дырочной пары, а энергия уносится вторым электроном. В случае СНЛН процесса за счет энергии, высвободившейся в результате рекомбинации электрон-дырочной пары, легкая дырка переходит в подзону тяжелых дырок. Два описанных процесса: СНСС и СНЛН, — являются наиболее вероятными, соответственно, в полупроводниках в *n*- и *p*-типа.

Поскольку в ходе ОР происходит упругое рассеяние частиц, то этот процесс подчиняется законам сохранения энергии и импульса. В случае СНСС процесса электрон, оставшийся после рекомбинации, получает энергию не меньшую  $E_g$ , и, соответственно, импульс порядка  $(m_e E_g)^{1/2}$ . Отсюда следует, что по закону сохранения импульса, общий

импульс всех трёх частиц перед взаимодействием также должен быть достаточно большим. Это накладывает ограничение на минимальную суммарную энергию частиц до рекомбинации. Иными словами, оже-рекомбинация — пороговый процесс, поскольку законы сохранения энергии и импульса выполняются только при превышении суммарной энергией трёх частиц некоторого критического значения.

Схема протекания оже-процессов (СНСС-типа) в узкозонном и широкозонном полупроводниках показана на рис. 1. В узкозонных полупроводниках масса тяжелых дырок во много раз превосходит массу электронов, и дырки вблизи потолка валентной зоны обладают достаточным импульсом для участия в ОР [51].

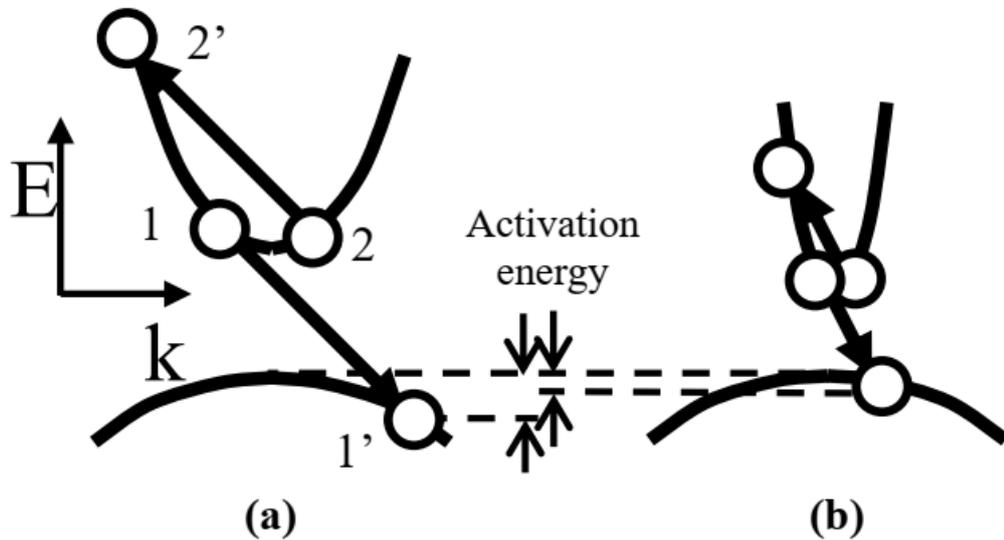


Рисунок 1 — Схема СНСС процесса рекомбинации в а) широкозонном б) узкозонном полупроводнике. Условие минимума суммарной энергии частиц приводит к тому, что оба электрона лежат вблизи дна зоны проводимости, а рекомбинирующая дырка для выполнения законов сохранения энергии-импульса находится ниже потолка валентной зоны, на расстоянии, равном активационной (пороговой) энергии. В узкозонном полупроводнике активационная энергия меньше за счет меньшего отношения массы электрона к массе дырки. Рисунок взят из работы [51]

Скорость ОР можно записать как [52]:

$$R_A = \frac{2\pi}{h} \left( \frac{1}{(2\pi)^3} \right) \int \int \int \int |M_{if}|^2 P(1, 1', 2, 2') \delta(k_1 + k_2 - k_{1'} - k_{2'}) \delta(E_i - E_f) d^3k_1 d^3k_2 d^3k_{1'} d^3k_{2'} \quad (13)$$

В выражении (13) дельта-функции отражают законы сохранения энергии-импульса;  $|M_{if}|$  — матричный элемент оператора экранированного кулоновского взаимодействия между двумя взаимодействующими частицами; обозначения 1 и 1' отвечают рекомбинирующей электрон-дырочной паре, а 2 и 2' соответственно начальному и конечному состоянию второго электрона. Множитель  $P(1, 1', 2, 2')$  выражает вероятность заполнения состояний 1, 1', 2, 2':

$$P(1, 1', 2, 2') = f_{e_1} f_{h_1} f_{e_2} (1 - f_{e_2'})$$

Где  $f_i$  — функция распределения Ферми-Дирака для электронов и дырок для электронов  $f_e$  и дырок  $f_h$  на квазиуровне Ферми в зоне проводимости и валентной зоне, соответственно. В рамках простейшего приближения можно считать, что первые три множителя отвечают заполненным состояниям и пропорциональны концентрации носителей,  $n$ . В этом случае температурная зависимость скорости ОР заложена в последнем множителе, который в рамках больцмановского приближения пропорционален:

$$P \propto n^3 \exp\left(-\frac{E_{2'} - E_g}{k_B T}\right) \quad (14)$$

Наличие экспоненциального множителя в правой части выражения (14) приводит к тому, что вероятность процессов с большой конечной энергией электрона пренебрежимо мала. Поскольку законы сохранения накладывают ограничение на минимальное значение  $E_{2'}$ , то основной вклад в ОР дают состояния вблизи пороговой энергии ОР. С учетом этого можно провести интегрирование в формуле (13) и записать скорость ОР как:

$$R = Const \cdot n^3 |M|^2 \exp\left[-\frac{E_{th}}{kT}\right] = C n^3 \quad (15)$$

Где  $E_{th}$  — пороговая энергия ОР,  $C$  — коэффициент оже-рекомбинации, использующийся в выражении 2, множитель  $n^3$  правильно заменить  $n^2 p$  и  $n p^2$  зависимости от основного типа оже процессов. В общем случае, скорость ОР помимо концентрации носителей соответственно в случае полупроводника  $n$ - и  $p$ -типа определяется матричным элементом  $M$ , температурой, и пороговой энергией.

При увеличении концентрации вероятность оже-процесса растёт как  $n^3$ , в то время как вероятность излучательной рекомбинации увеличивается как  $\sim n^2$ . Таким образом, оже рекомбинация оказывает значительное влияние на время жизни неравновесных носителей при больших концентрациях, свойственных лазерам, поэтому основным фактором,

ограничивающим скорость ОР, является ее пороговый характер. В случае параболического закона дисперсии, пороговая энергия ССНС процессов определяется следующим выражением [41]:

$$E_{th} = \frac{\mu}{1+\mu} E_g$$

здесь  $\mu = m_e/m_h$ , где  $m_e$  и  $m_h$  — эффективные массы соответственно электронов и дырок. В случае узкозонных структур, таких как твердый раствор HgCdTe, эффективная масса дырок значительно превышает массу электронов ( $m_e \ll m_{hh}$ ), в результате чего данный процесс имеет малую пороговую энергию, и, следовательно, активируется при достаточно малых концентрациях носителей.

Близость значений эффективной массы электронов и дырок приводит к росту энергетического порога ОР. Благодаря этому, в узкозонных твердых растворах на основе халькогенидов свинца и олова удалось добиться лазерной генерации на длинах волн вплоть до 50 мкм. В данных твердых растворах, несмотря на высокую остаточную концентрацию примесей и дефектов (концентрация свободных носителей при 4.2 – 70 К превышает  $10^{17}$  см<sup>-3</sup> даже в лучших образцах), ОР оказывается подавленной из-за «симметрии» законов дисперсии электронов и дырок [10, 11, 53, 54].

### 1.1.7 Перспективы источников излучения на основе HgCdTe

Экспериментальные исследования стимулированного излучения в структурах на основе КРТ ранее были сконцентрированы в ближнем инфракрасном диапазоне, на длинах волн до 3 мкм [26; 27; 55–61]. Используя в качестве активной среды объемный слой HgCdTe, авторам предшествующих работ удалось добиться эмиссии под действием оптической накачки на длине волны 1.5 мкм [58], а в одной из последних работ и на длине волны 2.5 мкм [55] при комнатной температуре, и на длинах волн от 2,5 до 3,5 мкм но при температурах ниже 200 К [57; 62]. Помимо этого, в ряде работ удалось получить спонтанное [26; 63] и лазерное [27; 64] излучение в структурах данного типа при токовой накачке. Наиболее низкочастотная генерация около 5.3 мкм была получена при температурах жидкого азота и ниже [56].

В работе Блеза (J. Bleuse) и др. [61] делается обзор предшествующих публикаций по созданию лазеров среднего ИК диапазона на основе гетероструктур HgCdTe и делается вывод о неконкурентоспособности межзонных лазеров на основе HgCdTe с диэлектрическим волноводом по сравнению с монополярными квантовыми каскадными лазерами. Основная причина – возрастание роли межзонной ОР при уменьшении ширины запрещенной зоны. В то же время отмечается, что ОР может быть подавленной в квантовых ямах HgCdTe по сравнению с объемными твердыми растворами с той же шириной запрещенной зоны [10]. В то же время, спектрокинетические исследования ФЛ в условиях мощного импульсного возбуждения, проведенные в нашей лаборатории, показали, что времена спада межзонной ФЛ в КЯ увеличиваются с ростом интенсивности накачки и достигают 5 мкс, что объясняется насыщением канала безызлучательной рекомбинации по механизму Шокли-Рида-Холла [48].

Частота оптических фононов в твердых растворах КРТ сдвинута в низкочастотную область по сравнению с  $A_{III}V_V$  материалами. Энергии HgTe- и CdTe-подобных оптических фононов в HgCdTe лежат вблизи 15 и 20 мэВ, соответственно [17]. Это позволяет полагать, что в диапазоне длин волн 10 – 30 мкм, где отсутствует даже двухфононное поглощение, в гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe возможно получение СИ.

Следует также отметить ряд недавних работ по исследованиям ФЛ в структурах, выращенных методом МЛЭ в ИФП СО РАН в Новосибирске, в которых отмечается слабое температурное гашение межзонной ФЛ, в особенности в гетероструктурах [65; 66]. В последние годы в объемной структуре HgCdTe была получена межзонная ФЛ на рекордной длине волны вплоть до 26 мкм [67], а затем этот результат удалось улучшить до 36 мкм [68]. В ходе первых исследований волноводных структур с КЯ было продемонстрировано стимулированное излучение на длине волны вплоть до 10.2 мкм [12; 28] при температурах до 120 К. Таким образом, достигнутое в последние годы существенное улучшение качества эпитаксиальных слоев и гетероструктур с КЯ на основе узкозонных твердых растворов  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  делает актуальной задачу об изучении оптических свойств данных материалов в длинноволновых участках спектра с целью создания источников излучения соответствующего диапазона.

## 1.2 Проблема реализации высокотемпературного квантового спинового изолятора Холла

Открытие КСЭХ в Hg/HgCdTe КЯ [1] стало первой экспериментальной демонстрацией фазы двумерного топологического изолятора. Одной из самых примечательных особенностей КСИХ являются его транспортные свойства, которые связаны с передачей тока по одномерным краевым каналам. С этой точки зрения можно провести аналогию между КСЭХ и открытым ранее квантовым эффектом Холла (КЭХ).

Для реализации КЭХ к полупроводниковой структуре, в которой присутствует вырожденный двумерный электронный газ (ДЭГ), такой как КЯ или подзатворная область полевого транзистора, прикладывается сильное магнитное поле, которое ограничивает движение электронов и формирует набор щелей в зонном спектре кристалла [69]. Энергетические зоны носителей в такой системе называются уровнями Ландау (УЛ). Они имеют фиксированную энергию в объёме кристалла, но искривляются на краях образца, пересекая, таким образом, энергию Ферми. Благодаря этому на краях образца образуются одномерные металлические каналы, которые переносят ток при приложении напряжения к структуре. В случае КСЭХ объём структуры также является изолирующим, а проводимость определяется одномерными краевыми каналами, с той разницей, что эти каналы являются свойством, присущим материалу, и не требуют магнитного поля для формирования.

В обоих случаях проводимость краевых каналов является квантованной величиной, что является следствием конечного числа состояний, приходящихся на каждый одномерный канал. В режиме КЭХ краевые каналы являются хиральными, то есть направление тока определяется направлением магнитного поля, поэтому при целом числе заполненных УЛ проводимость структуры обращается в ноль. КСЭХ реализуется в отсутствие магнитного поля, поэтому симметрия обращения времени требует образования не единственного, а пары спин-поляризованных каналов (электроны с противоположными спинами при этом движутся в противоположных направлениях). Это свойство краевых каналов КСИХ делает невозможным обратное упругое рассеяние электронов на немагнитных примесях и дефектах, как это было показано в работах [70–72]. При этом продольное сопротивление структуры в баллистическом пределе определяется только фундаментальными константами и равно половине (из-за наличия  $2x$  каналов) постоянной фон Клитцинга ( $R = \frac{h}{2e^2} \approx 12.1 \text{ кОм}$ ). На рис. 2 показана схема краевых каналов в структуре с КЯ.

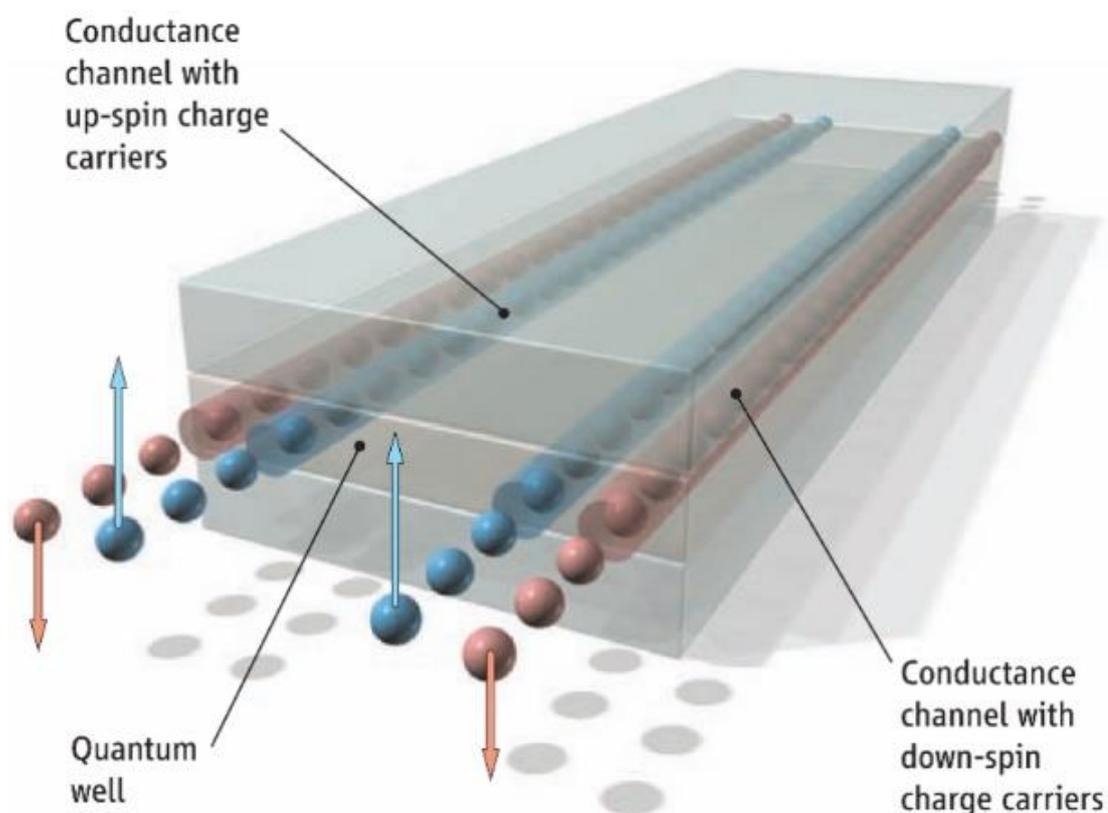


Рисунок 2 — Схематическое изображение спин-поляризованных краевых каналов двумерного топологического изолятора. Рисунок взят из работы [1]

### 1.2.1 Материалы для реализации квантового спинового эффекта Холла

Несмотря на большое количество теоретических работ, посвященных двумерным топологическим изоляторам, экспериментальные свойства таких систем изучены слабо. Это связано с тем, что для экспериментального обнаружения и изучения краевых каналов КСЭХ необходимо иметь возможность отделять их проводимость от проводимости ДЭГ. Иными словами, необходимо добиться того, чтобы плоскость структуры была полностью изолирующей или, по крайней мере, обладала гораздо меньшей проводимостью, чем краевые каналы. По сути, фаза КСИХ возникает в полупроводниках с ненулевой запрещенной зоной, однако, само по себе, наличие энергетической щели не обеспечивает изолирующие свойства материала. Это является принципиальным отличием КСЭХ от КЭХ, для которого высокое сопротивление объемного материала вызвано геометрическим квантованием носителей в магнитном поле.

Проводимость полупроводника определяется двумя основными параметрами — концентрацией свободных носителей  $n$  и их подвижностью  $\mu$  и определяется по формуле:

$$\sigma = ne\mu \quad (16)$$

Где  $e$  — элементарный электрический заряд. способом добиться повышения сопротивления полупроводника является его охлаждение, которое понижает концентрацию свободных носителей. Так, в случае собственного (нелегированного) полупроводника концентрация электронов и дырок выражается как  $n_i = p_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$ , где  $N_c$  и  $N_v$  являются материальными константами,  $E_g$  — это ширина запрещенной зоны структуры, а  $T$  — температура. Данное выражение показывает, что чем больше  $E_g$ , тем ниже концентрация носителей в объеме материала при заданной температуре.

В реальных полупроводниковых системах с инвертированным зонным спектром ширина запрещенной зоны обычно крайне мала, поэтому даже наличие краевых состояний до недавнего времени было продемонстрировано лишь в КЯ HgTe/CdHgTe [1] (до 16 мэВ в КЯ HgTe/CdHgT) и в двуслойных (композитных) квантовых ямах (ККЯ) InAs/GaSb [2] (до 5 мэВ в ККЯ InAs/GaSb). Для этих двух полупроводниковых систем удалось непосредственно получить изображение плотности тока и показать, что в инвертированном режиме ток в образце течет именно по краевым каналам [21; 73]. Малая ширина запрещенной зоны неизбежно приводит к высокой концентрации свободных носителей и образованию так называемых «зарядовых луж» (англ. “charge puddles”) — областей с шириной запрещенной зоны, меньшей чем средняя по плоскости КЯ. По причине того, что эти области захватывают носители, их проводимость становится значительно больше, чем в остальной части образца, что является причиной значительных флуктуаций сопротивления. В результате транспорт краевых каналов проявляется только при криогенных температурах на масштабах, меньших пространственной протяженности флуктуаций (расстояния между зарядовыми лужами) и длины свободного пробега электронов относительно неупругого рассеяния на фононах. Это препятствует возможности как экспериментальных исследований, так и практического применения КСИХ, которые были продемонстрированы до сих пор.

В настоящее время активно ведется поиск новых материалов с большей шириной запрещенной зоны, которые могли бы позволить проводить исследования КСЭХ при более высоких температурах. В качестве примера можно привести исследования сжатых деформированных КЯ HgTe/CdHgTe, которые показывают, что в них ширина запрещенной

зоны может быть увеличена до 55 мэВ [4]. Кроме того, необходимо упомянуть активно развивающиеся исследования монослойных структур. Одним из наиболее значимых результатов в этом направлении является демонстрация КСЭХ в монослойных структурах 1-T-WTe<sub>2</sub> при температурах до 100 К [3] и квазимонослойных структурах MoS<sub>2</sub> при температурах вплоть до комнатной [74]. В то же время, монослойные структуры как правило нестабильны в атмосфере из-за окисления и механической деформации [5–7] и на данный момент слабо интегрированы в современную полупроводниковую технологию.

### 1.2.2 Топологические состояния в квантовых ямах HgTe/HgCdTe

Необходимым условием формирования фазы КСИХ является инверсия порядка зон. В упомянутых гетероструктурах HgTe/HgCdTe и InAs/GaSb инверсия зон имеет различное происхождение. Нетривиальный порядок зон в КЯ HgTe возникает вследствие инвертированной зонной структуры в слое HgTe, в котором электронная зона с Р-симметрией «выдавливается» выше зоны с S-симметрией за счет сильного спин-орбитального расщепления. Несмотря на инвертированный порядок расположения зон, толстый ненапряженный слой HgTe не может формировать состояние КСИХ, поскольку является полупроводником с нулевой шириной запрещенной зоны: зона проводимости и валентная зона смыкаются при нулевом импульсе. В КЯ HgTe/CdTe размерное квантование открывает щель в спектре. При этом, взаимное положение первых электронных и дырочных подзон (E1, H1), которое определяет топологическую фазу структуры, зависит от ширины КЯ (см. рис. 3). КЯ шире критического значения, имеют инвертированную зонную структуру и отвечают состоянию КСИХ. В узких КЯ порядок расположения зон аналогичен CdTe, поэтому с топологической точки зрения их зонная структура тривиальна.

Наибольшая ширина запрещенной зоны в инвертированном режиме, которая может быть достигнута в КЯ HgTe/HgCdTe, определяется боковыми максимумами валентной подзоны. Эта особенность дисперсии возникает вследствие увеличения вклада электронной зоны материалов HgTe и CdTe с S-симметрией в состояние первой валентной подзоны при больших значениях квазиимпульса [75]. Для достаточно широких КЯ потолок валентной зоны определяется энергией боковых максимумов, а не локального максимума в  $\Gamma$  точке, и увеличение ширины КЯ лишь уменьшает ширину запрещенной зоны. Начиная с

определенной ширины ямы зонная структура КЯ HgTe/CdTe становится полуметаллической, стремясь к предельному случаю объемного слоя HgTe.

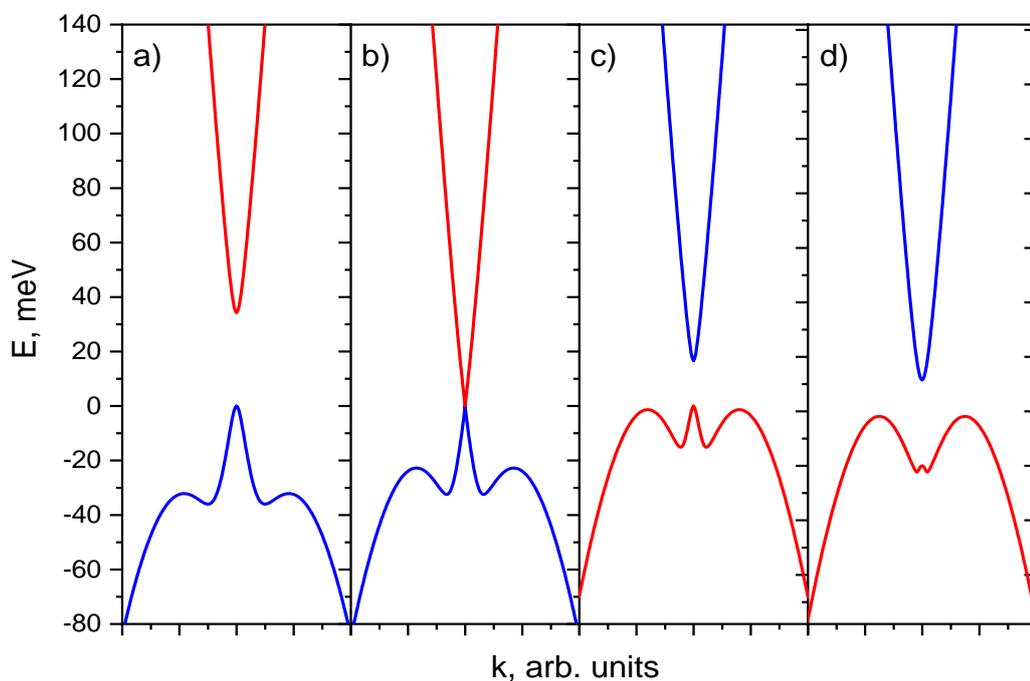


Рисунок 3 — Первая электронная  $E_1$  (красный) и дырочная  $H_1$  (синий) подзоны КЯ HgTe/Hg<sub>0.35</sub>Cd<sub>0.65</sub>Te для различной ширины квантовой ямы  $d$ . Панели а) – д) отвечают а) тривиальному изолятору, б) «дираковскому» полуметаллу с нулевой шириной запрещенной зоны, в) топологическому изолятору с максимальной шириной запрещенной зоной д) топологическому изолятору с непрямой инвертированной запрещенной зоной.

Дисперсионные кривые получены на основании расчетов, выполненных для КЯ HgTe/Cd<sub>0.6</sub>Hg<sub>0.4</sub>Te с толщами  $d$  от 5 до 8 нм методом аналогичным приведенному в работе [76].

Таким образом, в растянутых деформированных КЯ HgTe, выращенных на слое CdTe, наибольшая возможная ширина запрещенной зоны не превышает 16 мэВ, с той оговоркой, что в сжатых деформированных КЯ HgTe она может достигать 55 мэВ [4]. Дополнительным фактором, затрудняющим наблюдение состояний КСИХ в КЯ HgTe/CdHgTe при высоких температурах является достаточно быстрое (0,25 мэВ/К) уменьшение инвертированной запрещенной зоны в КЯ HgTe с температурой [77]. Это приводит к тому, что несмотря на большую ширину запрещенной зоны при низких температурах, на основе таких структур не удастся реализовать высокотемпературный КСИХ.

### 1.2.3 Исследования КСЭХ в гетероструктурах с двойными КЯ InAs/GaSb

Теоретическое предсказание состояния КСИХ в КЯ HgTe было сделано в 2006 г. Берневигом, Хьюзом и Жангом (Bernevig, Hughes, Zhang) [70], за которым последовала почти немедленная экспериментальная демонстрация Кёнига (König) и др. [1]. Эта новаторская работа стала первой демонстрацией квантования проводимости в двумерной системе в отсутствие магнитного поля и однозначным свидетельством формирования топологических краевых каналов. Позже этот результат был подтвержден измерениями нелокальной проводимости, которые подтвердили как спиновую поляризацию, так и отсутствие рассеяния краевых каналов [78].

В гетероструктурах с композитными КЯ InAs/GaSb состояние КСИХ было предсказано вскоре после его экспериментального наблюдения в КЯ HgTe [79], однако на экспериментальное подтверждение этого предсказания потребовалось еще три года [2]. Подобную задержку можно объяснить экспериментальными трудностями, обусловленными особенностями ККЯ InAs/GaSb.

Инверсия зонного спектра в ККЯ InAs/GaSb вызвана специфическим расположением зон полупроводников InAs и GaSb, возникающим на границе их раздела [80; 81]. InAs и GaSb образуют гетероструктуру II типа с разрывом зон, в которой и электронная, и дырочная подзоны InAs лежат ниже соответствующих подзон в GaSb. Для достаточно тонких слоев InAs и GaSb размерное квантование превалирует над порядком зон в объемных материалах. В этом случае первая подзона электронного типа ККЯ лежит над подзоной дырочного типа и структура имеет нормальный зонный спектр. С увеличением толщины слоев уровень электронного типа (E1) смещается вниз по энергии, в то время как уровень дырочного типа (H1) поднимается, что в конечном счете приводит к инверсии зонной структуры (рис. 4(a)). Здесь и далее электронные уровни подразделяются на электронный или дырочный типы в зависимости от наличия *s*- и *p*-симметрии при нулевом квазиимпульсе, которые связаны с зонами в объемном материале. Волновая функция уровня E1 в основном локализована в слое InAs, в то время как волновая функция уровня H1 в основном локализована в слое GaSb. В невзаимодействующих КЯ, при отсутствии смешивания, уровни E1 и H1 полностью определяются параметрами слоев InAs и GaSb соответственно.

В ходе первых исследований считалось, что сверхрешетки InAs/GaSb в инвертированном режиме являются полуметаллическими, а подзоны размерного квантования пересекаются при определенном квазиимпульсе [82]. Дальнейшие исследования показали, что замешивание уровней размерного квантования в различных слоях приводит к антипересечению уровней размерного квантования и открывает небольшую энергетическую щель между подзонами [83] (рис. 4(b)). Наличие запрещенной зоны было независимо продемонстрировано в эксперименте группами Янга и Лакрими (Yang, Lakrimi) [81; 84]. Тем не менее, тот факт, что величина щели в бинарных ККЯ InAs/GaSb составляет всего 3 – 4 мэВ [79], делает наблюдение КСЭХ в таких структурах гораздо более сложной задачей по сравнению с КЯ HgTe.

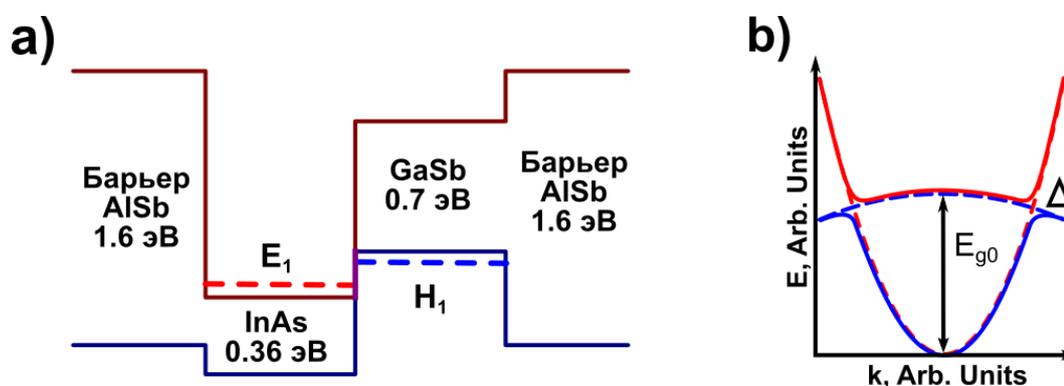


Рисунок 4 — а) Схема взаимного расположения зон в ККЯ InAs/GaSb, окруженной барьерами из AlSb, пунктиром показано положение уровней размерного квантования в инвертированном режиме б) дисперсия носителей первых электронной и дырочной зон в ККЯ в инвертированном режиме (из работы [2]).

Первые результаты по наблюдению проводимости краевых каналов в гетероструктурах InAs/GaSb были представлены в работе [85]. Авторы показали, что вклад краевых каналов в суммарную проводимость может быть извлечен из экспериментальных данных даже при значительных концентрациях носителей в объеме, но этот результат нельзя назвать однозначной демонстрацией КСЭХ. Кроме того, было установлено, что в инвертированном режиме остаточная плотность носителей не исчезает даже при криогенных температурах до 20 мК (см. [85]).

Причина наличия носителей в ККЯ была объяснена в теоретической работе Навэ и Лайхтмана (Naveh, Laikhtman) [86]. Они пришли к выводу, что даже конечное уширение уровней из-за рассеяния носителей может привести к наличию ненулевой проводимости, даже если температура фактически равна нулю. Более того, наличие занятых состояний в

объемном спектре не только осложняет эксперимент, но и приводит к взаимодействию краевых состояний на разных сторонах образца, что создает щель в краевом спектре и разрешает обратное рассеивание электронов, вводя диссипацию в систему [87].

Тем не менее, в 2011 году И. Кнез и Р.Р. Ду смогли продемонстрировать состояние КСИХ [2]. В ходе исследований набора образцов с ККЯ InAs/GaSb с различными размерами и геометрией они определили вклад краевого транспорта в общую проводимость и показали, что краевые моды в InAs/GaSb могут сохраняться в условиях электропроводящего объема. Последний факт объясняется малой вероятностью рассеяния между краевыми и объемными состояниями из-за разницы волновых векторов Ферми. У носителей, находящихся на краевых состояниях, вектор Ферми близок к нулю, а у объемных носителей, дисперсия которых мало отличается от негибридизированного состояния, вектор Ферми находится вблизи точки антипересечения дисперсионных кривых электронов и дырок (см. рис. 4(b)). В результате, рассеяние электронов находящихся на краевых состояниях уменьшается, и последние могут быть обнаружены. Данный аргумент косвенно подтверждается картиной распределения токов, полученной с помощью микроскопической петли СКВИДа (Superconducting Quantum Interference Device) [21]. В ККЯ InAs/GaSb ток протекал вдоль края образца даже тогда, когда его длина была значительно больше баллистического предела (около 2 мм), а температуры, достигали 30 К, что значительно выше, чем в прямых транспортных измерениях.

Подводя промежуточный итог, первые экспериментальные исследования ККЯ InAs/GaSb показали, что определение вклада проводимости краевых состояний в этой системе осложнено тем, что при понижении температуры сопротивление ДЭГ стремится к ненулевому значению. Это является следствием двух факторов. Во-первых, запрещенная зона ККЯ InAs/GaSb сама по себе мала, поэтому термическая активация носителей присутствует вплоть до самых низких температур. Во-вторых, пока частицы остаются нелокализованными, проводимость ККЯ не исчезает даже при положении уровня Ферми в запрещенной зоне и нулевой температуре. Это связано с тем, что уровни размерного квантования перекрываются из-за ненулевого уширения подуровней, которое приводит к перекрытию подзон. Уменьшение перекрытия подзон приводит к увеличению времени релаксации импульса, и, таким образом, проводимость остается значительной даже в достаточно чистых структурах. Этот эффект не только усложняет эксперимент, но и отрицательно влияет на транспортные свойства краевых состояний.

Выражение 16, показывает два основных подхода к снижению проводимости объемной структуры: за счет снижения подвижности носителей и за счет снижения их концентрации путем увеличения запрещенной зоны. Помимо этого, в полупроводниках с высокой концентрацией остаточной примеси концентрация свободных носителей может быть снижена за счет легирования компенсирующей примесью с целью сместить уровень Ферми ближе к центру запрещенной зоны.

Последний подход применительно к ККЯ InAs/GaSb было реализован группой Сузуки (Suzuki) [19], которые изучали серию специально разработанных б-контактных холловских мостиков. Отличительной особенностью исследованных структур был  $\delta$ -слой бериллия, помещенный в барьерный слой AlSb для управления положением уровня Ферми в ККЯ. Было показано, что сопротивление исследованных образцов демонстрирует сильную зависимость от толщины слоя InAs и достигает 12 кОм в образцах с промежуточной толщиной, что соответствует сопротивлению краевых состояний в КСИХ. В то же время, следует отметить, что такое значение достигается не во всех образцах, что делает эти результаты неоднозначными.

К настоящему времени снижение подвижности носителей в ККЯ показало себя как наиболее эффективный инструмент для подавления проводимости ДЭГ. Важным свойством краевых состояний является то, что обратное рассеяние «краевых» электронов на немагнитных примесях запрещено. Таким образом, мы можем снизить подвижность носителей к ККЯ путем введения в структуру беспорядка за счет легирования, при этом, не затрагивая транспортных свойств краевых состояний. Эта идея была реализована в работе [88], в которой использовалось легирование галлием. В ходе исследований было показано, что в зависимости от типа источника галлия при росте слоя GaSb сопротивления ДЭГ менялось от 2 КОм в чистых образцах до более чем 1.5 МОм в образцах с высоким содержанием примеси.

Аналогичную концепцию для подавления объемной проводимости реализовала команда И. Кнеза. Исследуемые в работах [89; 90] структуры имели ту же конструкцию, что и в их пионерской работе [2], за исключением  $\delta$ -слоя кремния, размещенного между слоями InAs и GaSb. Атомы кремния служат донорами в InAs и акцепторами в GaSb, поэтому подобное легирование создает щель в энергетическом спектре за счет локализации носителей. Это делает объем структуры полностью изолирующим (сопротивление достигает 100 МОм) при низких температурах даже в условиях уширения подуровней, что позволило наблюдать квантование проводимости при протекании тока по краевым каналам.

Этот результат до сих пор считается наиболее достоверной демонстрацией КСЭХ в ККЯ InAs/GaSb посредством транспортных измерений.

Несмотря на то, что в образцах с малой подвижностью проводимость объемного материала значительно ниже, чем у краевых состояний, до сих пор квантование проводимости наблюдалось только при температурах ниже 1 К. В ненапряженных ККЯ InAs/GaSb увеличение запрещенной зоны выше нескольких мэВ невозможно, поскольку увеличение гибридационной щели требует лучшего перекрытия между волновыми функциями в различных слоях, и, таким образом, более тонких слоев InAs и GaSb. В то же время, как упоминалось ранее, ККЯ со слишком тонкими слоями имеют неинвертированную зонную структуру, поэтому не могут быть использованы в качестве основы для КСИХ.

Большие величины запрещенной зоны можно получить в гетероструктурах, в которых слой GaSb заменен тринарным соединением — GaInSb [91; 92]. Механизм, за счет которого достигается такое увеличение — деформация активной области структуры, вызванная рассогласованием постоянных решетки между GaInSb и образующим барьерный слой AlSb. Деформация снимает вырождение зон, в результате чего дырочная подзона деформированного GaInSb при нулевом квазимпульсе расщепляется на зоны легких и тяжелых дырок (см. рис. 5, а, b), причем последняя смещается выше по энергии, чем в недеформированной структуре. В то же время, дно зоны проводимости в InAs смещается ниже по энергии. Это позволяет использовать более тонкие КЯ, сохраняя при этом инверсию зонного спектра, что приводит к лучшему перекрытию волновых функций и большей гибридационной щели. Более того, усиленное деформацией расщепление тяжелых и легких дырок (рис. 5 е, f) уменьшает взаимодействие между этими уровнями, что дополнительно увеличивает запрещенную зону структуры [91]. Результаты расчета зонной структуры для ненапряженных и напряженных структур из работы [91] приведены на рис. 5, (с, d) соответственно.

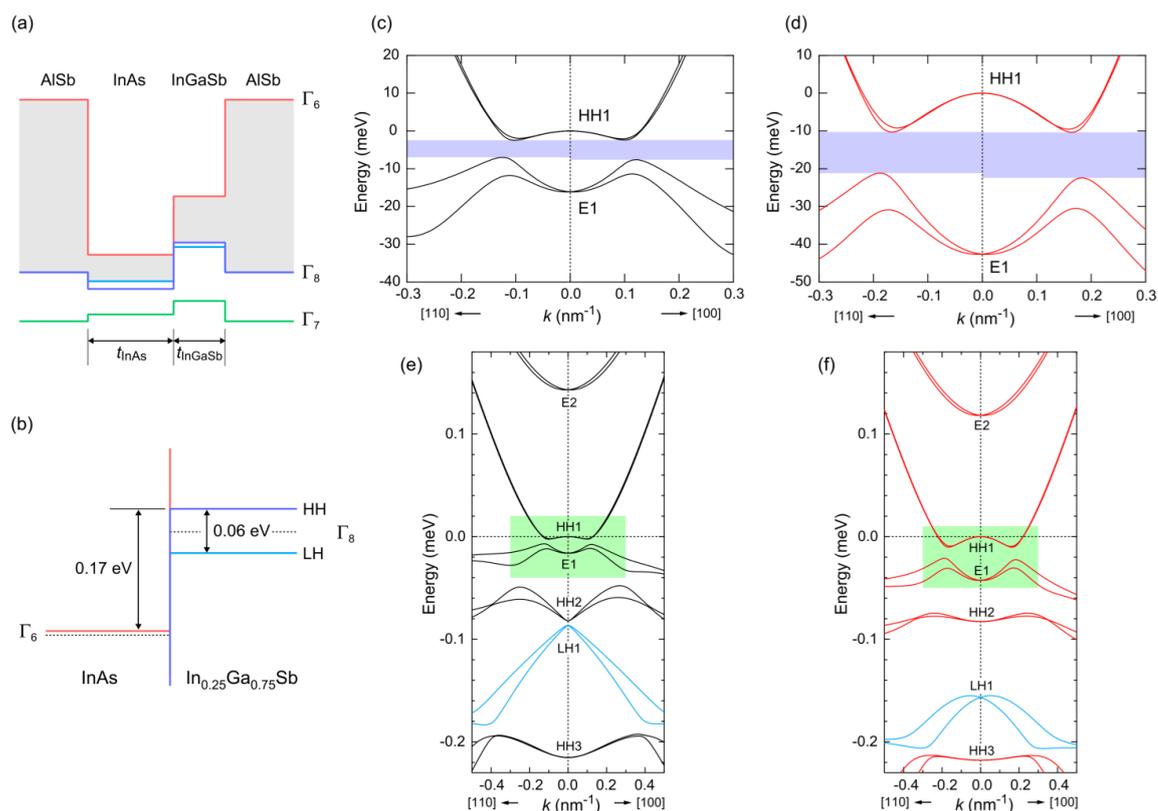


Рисунок 5 — а) Схема взаимного расположения зон в ККЯ InAs/InGaSb, окруженной барьерами из AlSb в инвертированном режиме б) Взаимное расположение дна зоны проводимости в слое InAs и потолка валентной зоны в слое  $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{Sb}$  в) сравнение энергетического спектра ККЯ InAs/GaSb(с,е) и InAs/InGaSb (d, f). Рисунок взят из статьи [91]

Что касается конкретных значений запрещенной зоны, то экспериментально было показано, что использование напряженных структур позволяет увеличить запрещенную зону, по меньшей мере, до 20 мэВ. В работе Акихо и др. [91] были проведены магнитотранспортные исследования серии ККЯ, содержащих 5.9-нм слой  $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{Sb}$  и слой InAs различной толщины. Наибольшее значение запрещенной зоны было обнаружено в структурах с 10-нм слоем InAs и составляло 10,8 мэВ. Аналогичные структуры были изучены в работе Ду и др. [92]. В их экспериментах изучались напряженные структуры с различным содержанием индия  $x_{\text{In}}$  в слое  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ . Было показано, что в зависимости от  $x_{\text{In}}$  в структурах ширина запрещенной зоны меняется от 5 мэВ до 20 мэВ в структурах с  $x = 0.32$ , как следствие, сопротивление ДЭГ в напряженной структуре достигает 100 МОм.

### 1.2.4 Гетероструктуры InAs/GaSb/InAs с тройными квантовыми ямами

Недавно Криштопенко и др. [8] предложили другой подход для увеличения запрещенной зоны в структурах с КЯ InAs/GaSb. В этой работе указывается, что структурная асимметрия в направлении роста является основной причиной, по которой гибридационная щель открывается при ненулевом квазиимпульсе, и приводит к слабому взаимодействию между уровнями размерного квантования в различных слоях ККЯ. Было предложено добавить к структуре дополнительный слой InAs, который восстанавливает симметрию в направлении роста, формируя, таким образом, W-образную трехслойную структуру. В таких структурах слой GaSb в центре служит КЯ для дырок, а потенциал для электронов формируется двумя КЯ из InAs, разделенными туннельно-прозрачным барьером из GaSb (см. рис. 6(a)). Расщепление состояний в туннельно-связанных КЯ InAs приводит к тому, что в структуре формируются два подуровня электронного типа, E1 и E2, и один уровень дырочного типа. Подзоны размерного квантования в ТКЯ подразделяются по аналогии с двуслойными КЯ InAs/GaSb на электронный и дырочный тип путем сравнения относительного вклада базисных состояний электронов и легких дырок (состояния  $|6, \pm 1/2\rangle$ ,  $|7, \pm 1/2\rangle$ , и  $|8, \pm 1/2\rangle$ ) со вкладом подзоны тяжелых дырок  $|8, \pm 3/2\rangle$  при нулевом квазиимпульсе [8].

На рис. 6(a) схематично показана зонная диаграмма трехслойной КЯ InAs/GaSb/InAs, ограниченной внешними барьерами из AlSb, выращенной на буферном слое GaSb (001). Как отмечалось выше, разрыв зон на гетерогранице InAs/GaSb позволяет получить инвертированный спектр в ККЯ при определенной толщине слоев InAs и GaSb. Инвертированный порядок зон в ТКЯ возникает аналогичным образом, однако в общем случае зонная структура трехслойной системы отличается от структур без симметрии в направлении роста. Это связано с тем, что в асимметричных структурах присутствует эффект Бычкова — Рашбы и, согласно теореме Крамерса, спиновое вырождение сохраняется только в точках высокой симметрии зоны Бриллюэна [93]. Из-за этого гибридационная щель в энергетическом спектре может открываться только в ненулевом значении вектора  $k$ . В то же время в ТКЯ InAs/GaSb/InAs с одинаковой толщиной слоев InAs симметрия вдоль направления роста «выключает» эффект Бычкова — Рашбы, и запрещенная зона может начинаться в точке  $k = 0$ .

Условие симметричности структуры в направлении роста обеспечивает возможность создания прямозонной гетероструктуры, в которой экстремумы подзоны проводимости и

валентной подзоны соответствуют нулевому квазиимпульсу. Другим важным эффектом является большее проникновение электронных состояний в барьер GaSb, поскольку разрешенные состояния лежат по обе стороны от барьера. При этом степень локализации дырок практически не отличается от двуслойных ККЯ. Это обеспечивает лучшее перекрытие между волновыми функциями, лежащими в различных слоях. Хотя взаимодействие между электронными и дырочными уровнями исчезает при  $k = 0$ , за счет лучшего перекрытия волновых функций уже при малых  $k$  оно существенно влияет на энергетический спектр ямы. В результате такая система имеет зонный спектр, аналогичный КЯ HgTe/CdHgTe: потолок валентной зоны и дно зоны проводимости расположены в  $\Gamma$  точке, а валентная зона (образованная состояниями  $p$ -типа для неинвертированного режима и  $s$ -типа для инвертированного режима) имеет дополнительные боковые максимумы (см. рис. 6, d – f).

Помимо этого, лучшее перекрытие волновых функций приводит к более сильной гибридизации между состояниями, и предполагается, что ширина запрещенной зоны в этом типе структур будет больше, чем в ККЯ. Расчеты предсказывают более чем трехкратное увеличение ширины запрещенной зоны по сравнению с двуслойными ККЯ (до 16 мэВ в структуре с ненапряженной ТКЯ InAs/GaSb/InAs [8]).

На рис. 6(b) представлено положение подзон электронного ( $E_1$ ,  $E_2$ ) и дырочного ( $H_1$ ) типа при  $k = 0$  в зависимости от толщины InAs-слоя ( $d_{InAs}$ ) для фиксированной толщины GaSb-слоя ( $d_{GaSb} = 14$  монослоев). Толщины слоев приведены в монослоях (МС), которые соответствуют половине постоянной решетки в объемном материале и составляют  $\approx 0.26$  нм (см. работу [8]). Расчеты в работе [8] были выполнены с использованием восьмизонного  $k$ -р Гамильтонова с материальными параметрами из [94], с учетом эффекта деформации, возникающей из-за рассогласования постоянных решеток в буфере, слоях КЯ и AlSb барьерах. Подробное описание теоретических методов можно найти в [95; 96].

На рис. 6(c) показана фазовая диаграмма гетероструктуры InAs/GaSb/InAs. На осях отложены толщины слоев InAs ( $d_1$ ) и GaSb ( $d_2$ ). Диаграмма разделена на три области, которые соответствуют фазам тривиального объемного изолятора (ОИ) (белая область), КСИХ (сплошная серая область) и полуметалла (ПМ) (штрихованная серая область). Сплошная кривая разделяет плоскость фазовой диаграммы на область параметров, отвечающую нормальной зонной структуре, и серую область с инвертированной зонной структурой. Эта кривая соответствует границе фазового перехода, когда подзоны  $E_1$  и  $H_1$

имеют одинаковую энергию и запрещенная зона ТКЯ равна нулю. При критической толщине фазового перехода в структуре наблюдаются однодолинные двумерные бесмассовые фермионы Дирака, как в КЯ HgTe/CdHgTe [23; 24].

Как видно из рис. 4(с), при достаточной толщине слоя GaSb можно получить структуру в любой из вышеперечисленных фаз за счет изменения толщины слоев InAs. Панели на рис. 6, (d) – (f) иллюстрируют характерную дисперсию носителей для каждой из фаз. Толщины слоев InAs и GaSb для каждого случая обозначены на фазовой диаграмме кругами. В структуре с тонкими слоями InAs подзона E1 лежит выше H1 подзоны и ТКЯ имеет нормальный порядок расположения зон (см. рис. 6(d)). Увеличение  $d_{InAs}$  приводит к уменьшению энергии уровня E1 и росту энергии H1. При критической толщине  $d_{InAs}$  взаимный порядок зон E1 и H1 меняется и порядок зон в структуре становится инвертированным. Дальнейшее увеличение  $d_{InAs}$  открывает разрыв между подзонами E1 и H1, который определяет ширину запрещенной зоны структуры (см. рис. 6(e)). Когда толщина слоя InAs становится выше некоторого значения, несмотря на то, что расстояние между подзонами E1 и H1 в нулевом квазиимпульсе продолжает увеличиваться с  $d_{InAs}$ , запрещенная зона ведет себя иначе. Из-за роста энергии боковых максимумов она перестает быть прямой, а затем полностью закрывается за счет нелокального перекрытия между зоной проводимости и валентной зоной (см. рис. 6(f)). Таким образом, изменяя толщину слоев в ТКЯ, можно реализовать фазы с нормальной зонной структурой (объемный изолятор, ОИ), КСИХ или полуметалла.

Ранее экспериментальные исследования ТКЯ InAs/GaSb/InAs проводились лишь в структурах с прямой зонной структурой [22; 97–99], но в последнее время возник интерес и к структурам в других фазовых состояниях. Так, была проведена серия экспериментов в ТКЯ со специфической зонной структурой, соответствующей бесщелевому состоянию с дираковским конусом в центре зоны Бриллюэна. Результаты этих исследований отражены в работах [23; 24; 100].

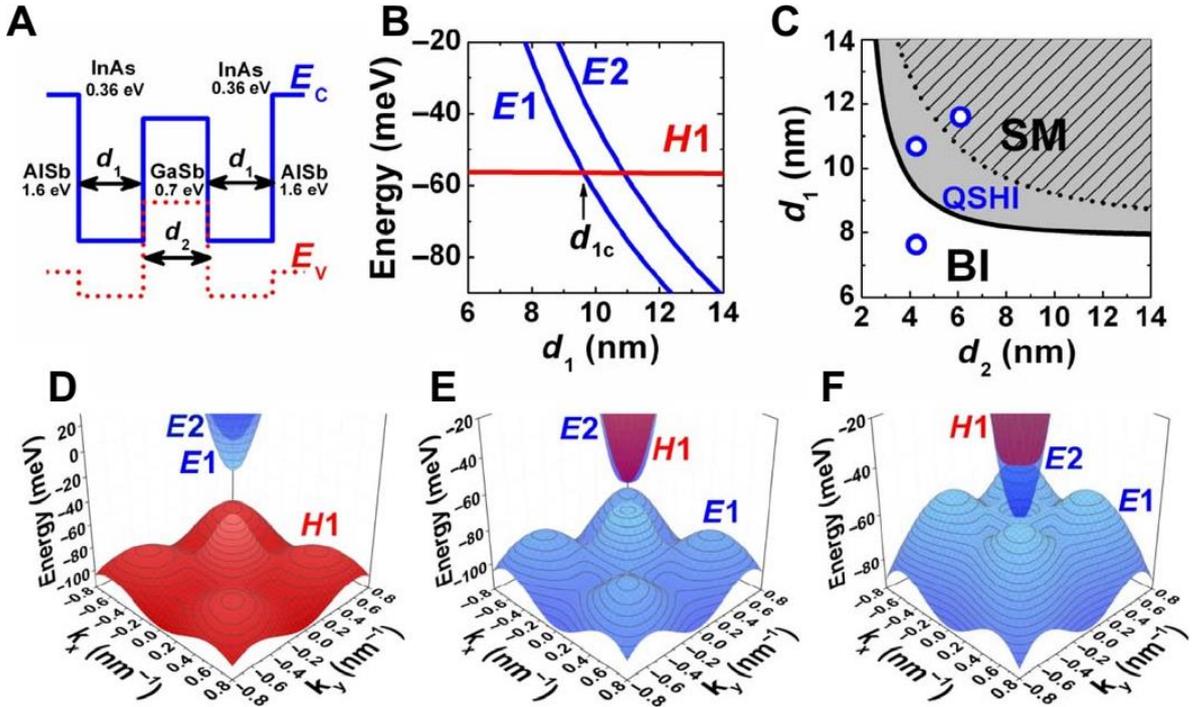


Рисунок 6 — а) Схематическое изображение электронной (синий) и дырочной (красный) подзон для симметричной трехслойной ТКЯ InAs/GaSb/InAs, выращенной на буфере GaSb(001). Цифры показывают значения запрещенной зоны в материалах слоев.  $d_1$  и  $d_2$  обозначают толщины слоев InAs и GaSb, соответственно. (б) Энергия подзон электронного типа (синие кривые) и дырочного типа (красная линия) при  $k = 0$ , в зависимости от  $d_1$  при  $d_2 = 4$  нм. Ноль энергии соответствует потолку валентной зоны в объемном слое GaSb. Стрелкой обозначена критическая толщина  $d_{1c}$  при которой происходит переход к инвертированному зонному спектру(с) Фазовая диаграмма ТКЯ в зависимости от  $d_1$  и  $d_2$ . Области, соответствующие фазам полупроводника (BI), топологического изолятора (QSHI) и полуметалла (SM) обозначены соответственно белым, серым и серым штрихованным заполнением; (d) – (f) Зонная структура ТКЯ в фазах (d) полупроводника, (e) топологического изолятора и (f) полуметалла. Оси  $x$  и  $y$  ориентированы вдоль кристаллографических направлений (100) и (010), соответственно. Толщины слоев для каждой фазы, используемые в расчетах, отмечены на панели (с) синими кружками. Рисунок взят из [8].

Таким образом, до сих пор экспериментально изучались только трехслойные гетероструктуры InAs/GaSb/InAs в топологически тривиальных фазовых состояниях. Настоящая работа посвящена дальнейшей экспериментальной апробации идей, предложенных в [8]. Основное внимание в ней сосредоточено на исследовании инвертированных гетероструктур InAs/GaSb/InAs и основных особенностей их зонной

структуры. Целью экспериментальных измерений является демонстрация возможности получения инвертированной запрещенной зоны в ТКЯ, сопоставимой с конкурирующими системами (напряженные КЯ HgTe, WTe<sub>2</sub>), что позволит сделать шаг к реализации высокотемпературных КСИХ.

## **Глава 2. Спектроскопия магнитооптического поглощения структур InAs/GaSb/InAs (InAs/GaInSb/InAs) как основы для высокотемпературного квантово-спинового изолятора Холла**

### **2.1 Спектроскопия магнитооптического поглощения**

Основной экспериментальной методикой данной работы является спектроскопия магнитооптического поглощения (МОП). Она основана на спектральных измерениях относительного поглощения полупроводниковых структур во внешнем квантующем магнитном поле и используется для определения зонной структуры образцов и их характеристики.

Фундаментальное влияние высоких магнитных полей на электронную систему можно охарактеризовать как ограничение движения электрона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, которое приводит к коллапсу плотности состояний электронов и квантованию Ландау. Другими словами, магнитное поле создает структуру разрешенных и запрещенных зон в иначе непрерывном спектре, формируя набор энергетических уровней, известных как уровни Ландау.

С точки зрения оптических свойств, влияние магнитного поля проявляется в изменении структуры спектра поглощения электронного газа. В то же время, на статическую кристаллическую решетку, образованную ионами, оно практически не оказывает влияния. В результате, измерения МОП позволяют отделить фотоотклик электронной системы от эффектов, связанных с поглощением решетки и примесей, а также от внешних воздействий, таких как функция пропускания оптического тракта, чувствительность детектора и спектр излучения источника. Для этого спектры, измеренные в магнитном поле, нормируются на эталонный спектр, измеренный без магнитного поля. Это позволяет компенсировать большинство спектральных особенностей, не связанных с линиями поглощения, образованными переходами между уровнями Ландау.

В то же время, такой метод имеет свои ограничения. Во-первых, его реализация требует стабилизации температуры образца, болометра и источника. Во-вторых, при использовании спектра, записанного при нулевом поле, в качестве эталонного мы теряем часть полезной информации, так как поглощение излучения на переходах между электронными подзонами

присутствует и в нулевом поле. Как следствие, в малых полях переходы между уровнями Ландау, берущими начало в разных зонах (межзонные переходы), выражены слабо, поскольку в нормировочном спектре присутствуют линии фундаментального поглощения с близкими энергиями.

Спектроскопия МОП проводилась с использованием специализированной магнитной системы. Она состоит из заливного гелиевого криостата особой конструкции, соединенного с инфракрасным фурье-спектрометром (IFs 66v/S) компании Bruker. Важной особенностью данного спектрометра является возможность откачки оптического тракта до давления ниже 10 мБар. Вакуум необходим для измерений в дальнем инфракрасном диапазоне для минимизации поглощения атмосферы (водяного пара). Часть волновода, помещенная в криостат, отделена от вакуума внутри спектрометра герметичным полиэтиленовым фильтром (см. рис. 7).

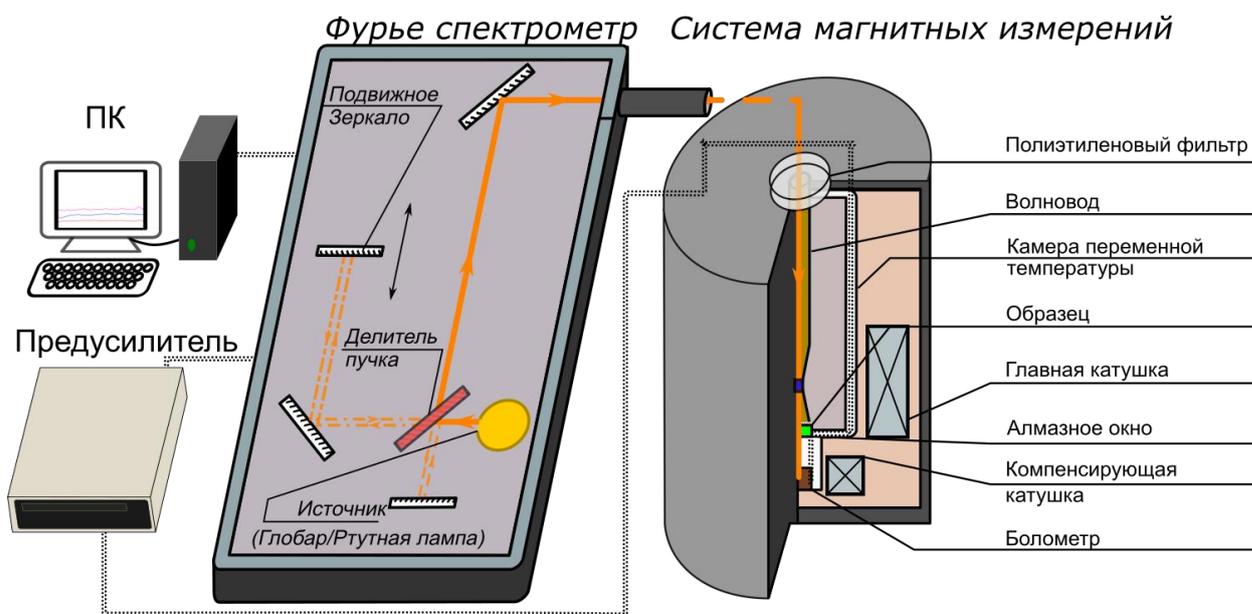


Рисунок 7 — Схематическое изображение экспериментальной установки для измерения спектров МОП

фурье-спектрометр сопряжен с расположенной в заливном гелиевом криостате системой магнитных измерений, которая служит для регистрации излучения, управления магнитным полем и температурой образца. Внешний резервуар криостата постоянно заполнен жидким гелием и имеет постоянную температуру 4.2 К. Криогенная температура необходима для работы двух основных компонентов системы: болометра и сверхпроводящей катушки, создающей магнитное поле. Катушка погружена в жидкий гелий и располагается на одном

уровне с образцом. Она может обеспечивать непрерывное магнитное поле с индукцией до 16 Тл.

Образец располагается в отдельной полости (камере переменной температуры, КПТ), которая представляет собой коаксиальный антикриостат меньшего диаметра, размещенный внутри основного резервуара. КПТ позволяет регулировать температуру образца без вмешательства в работу компонентов, требующих криогенного охлаждения. Контроль температуры осуществляется с помощью регулируемого омического нагревателя, размещенного внутри КПТ. Тепловой поток нагревателя уравнивается охлаждением за счет непрерывной подачи небольшого потока холодного гелия из основного резервуара через отверстие в боковой части камеры.

Образец опускается внутрь КПТ с помощью держателя образца — полированной трубки из немагнитной нержавеющей стали диаметром 10 мм, снабженной латунным конусом для фокусировки падающего излучения. Держатель выступает в роли волновода и оптически сопряжен со спектрометром с помощью системы зеркал. Оптический тракт полностью экранирован от окружающего пространства, поэтому на образец попадает только излучение от внутреннего источника спектрометра, определяющее полезный сигнал, и малая доля комнатного фона от стенок волновода и спектрометра. В ходе эксперимента образец размещался таким образом, чтобы полностью перекрывать оптический путь, поскольку свет, проходящий вокруг образца, вызывает паразитный сигнал, который не зависит от магнитного поля и уменьшает амплитуду наблюдаемых линий поглощения.

В нижней части камеры переменной температуры расположено прозрачное алмазное окно. Пространство под окном предназначено для обеспечения специфических условий работы детектора (композиционного болометра QGEB/X). В этом пространстве поддерживается постоянная температура за счет окружающего жидкого гелия. Компенсирующая сверхпроводящая катушка, расположенная вокруг болометра, служит для экранирования приемника от магнитного поля, создаваемого основной катушкой.

Во время экспериментов по спектроскопии МОП излучение от внутреннего источника спектрометра (глобар или ртутная лампа высокого давления) проходит через образец и детектируется болометром. Затем сигнал собирается с предусилителя (Amatec 5113) и передается в аналого-цифровой преобразователь (АЦП) спектрометра. Преобразование Фурье и вычисление спектров производятся специализированным программным обеспечением спектрометра.

Спектры пропускания оптического тракта без образца при различных температурах представлены на рис. 8. Как правило, доступный спектральный диапазон ограничен оптическим фильтром и чувствительностью болометра, а светоделитель и источник излучения могут быть выбраны в зависимости от интересующего диапазона.

Спектральный диапазон, используемый в данной работе, лежит между 30 и 1100  $\text{cm}^{-1}$ , поэтому, во всех измерениях использовался глобар в качестве источника, и светоделитель на основе КВг. Как видно на рис. 8, пропускание системы слабо зависит от температуры; небольшое снижение чувствительности, вызванное нагревом болометра, наблюдается лишь при температурах выше 100 К. рис. 8 также демонстрирует независимость спектров пропускания оптического пути от магнитного поля. Это позволяет использовать единственный нормировочный спектр без магнитного поля для измерений во всех магнитных полях.

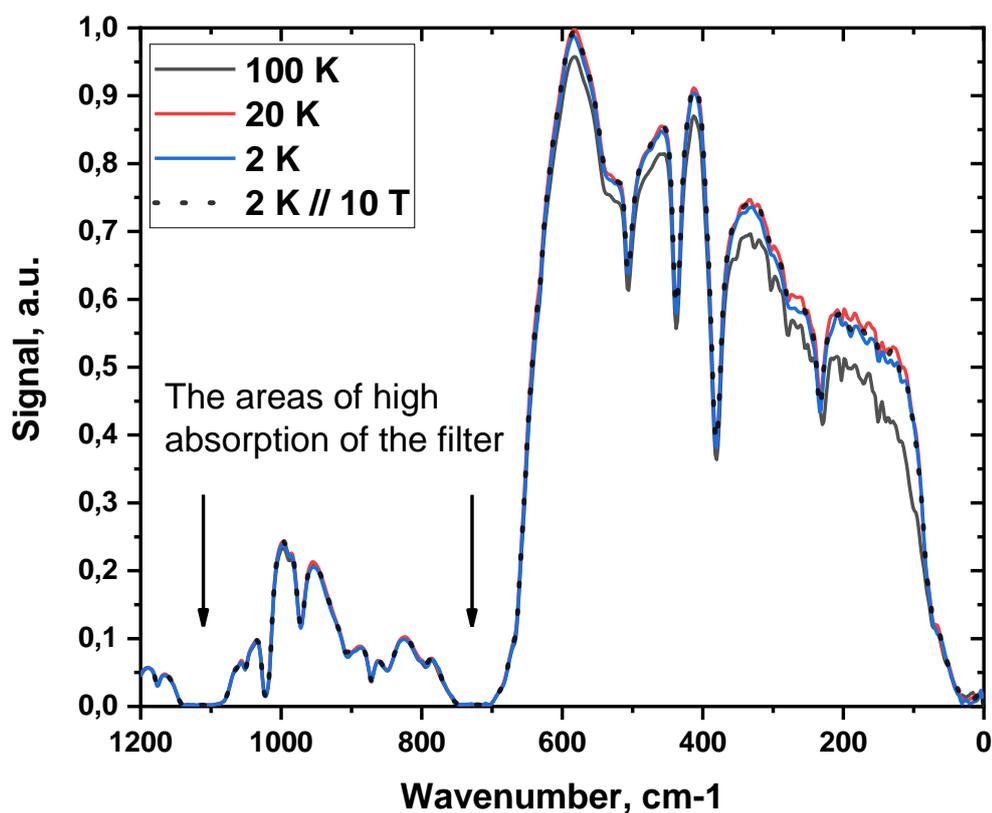


Рисунок 8 — Спектры пропускания пустого оптического тракта магнитооптической системы, измеренные при различных температурах внутри КПП. Для записи использовался светоделитель на основе КВг и Глобар в качестве источника, которые обеспечивают наибольшую амплитуду сигнала в диапазоне от 100 до 700  $\text{cm}^{-1}$ . Такие же параметры использовались при измерениях спектров МОП. Спектр пропускания

измеренный при  $B = 10$  Т показан точечной кривой. Стрелками обозначены области высокого поглощения полиэтиленового фильтра и делителя пучка из лавсана.

Важно отметить, что особенности спектра пропускания оптического тракта не влияют на конечные спектры поглощения, так как полностью компенсируются процедурой нормировки спектра на пропускание образца в отсутствие магнитного поля. Единственным параметром, на который влияет пропускание системы, является уровень шума, который становится выше на участках с высоким поглощением. В тех областях спектра, где пропускание стремится к нулю, шум становится слишком велик, чтобы извлечь полезный сигнал. При отсутствии образца такие области вызваны поглощением в полиэтиленовом фильтре и расположены в диапазонах от 700 до 750  $\text{см}^{-1}$  и от 1080 до 1150  $\text{см}^{-1}$ . Поскольку образец перекрывает оптический путь, это приводит к появлению других "слепых зон", которые, как правило, связаны с высоким поглощением решетки (полосы остаточных лучей). Эти области зависят от исследуемого образца и температуры, поэтому будут специально обозначены для каждого спектра.

Таким образом, данная экспериментальная установка позволяет измерить энергию оптических переходов между УЛ в диапазоне магнитных полей от 0 до 16 Тл и диапазоне температур от 2 до 100 К. Малые значения эффективных запрещенной зоны и эффективной массы носителей заряда в подзонах размерного квантования ТКЯ InAs/GaSb/InAs [23] и гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe [76] приводят к тому, что циклотронная энергия ( $E_c = \frac{e\hbar B}{m^*c}$ ) сравнима с энергией запрещенной зоны в умеренных магнитных полях. Поэтому в спектрах МОП в дальнем и среднем ИК диапазонах в таких структурах присутствуют как внутризонные переходы, называемые также циклотронным резонансом (ЦР), и «ЦР-подобными» переходами, так и линии межзонных переходов, отвечающие переходам между УЛ, относящимися к разным подзонам. Сопоставление зависимости энергий переходов в зависимости от магнитного поля с результатами теоретических расчетов позволяет идентифицировать наблюдаемые переходы и реконструировать зонную структуру исследуемых образцов и ее изменение от температуры.

## 2.2 Спектроскопия фотолюминесценции

В ходе исследований фотолюминесценции в образце за счет интенсивной внешней подсветки создается неравновесное распределение носителей, которые в ходе рекомбинации излучают фотоны, регистрируемые детектором. Спектроскопия ФЛ позволяет определить частоту излучательных переходов, а, следовательно, и энергии разрешенных энергетических состояний. К таким состояниям относятся разрешенные энергетические зоны кристалла, примесно-дефектные центры, экситоны, а также уровни квантования в квантово-размерных структурах.

Спектроскопия ФЛ может быть выполнена в двух конфигурациях. В первой конфигурации излучение регистрируется на одной или нескольких выбранных частотах, а спектральная развертка выполняется в зависимости от длины волны возбуждения. Этот метод также называется спектроскопией фотовозбуждения. Термин спектроскопия ФЛ обычно обозначает другой способ измерения, когда возбуждение производится на фиксированных длинах волн, а измеряется спектр излучения структуры. В данной работе проводились исследования второго типа.

В ходе измерений ФЛ в роли оптической накачки использовались источники ближнего ИК диапазона, энергия которых существенно больше, чем энергия разрешенных оптических переходов в образце. При поглощении высокоэнергетического фотона электрон из валентной зоны переходит в зону проводимости, оставляя вакантное место. Другими словами, образуется электронно-дырочная пара. Затем электрон и дырка независимо релаксируют в квазиравновесное состояние вблизи экстремума соответствующей подзоны. Достигнув потолка валентной зоны, неравновесная дырка может рекомбинировать с электроном вблизи дна зоны проводимости в процессе излучательной или безызлучательной рекомбинации. При рекомбинации неравновесных носителей рождаются фотоны с энергией порядка ширины запрещенной зоны в структуре, которая лежит в среднем/дальнем ИК диапазоне и отвечает длинам волн от 5 до 40 мкм.

В этом диапазоне существуют фундаментальные ограничения, которые необходимо учитывать при проведении измерений. Во-первых, вероятность межзонных оптических переходов уменьшается с уменьшением запрещенной зоны. Это приводит к уменьшению минимально обнаруживаемой мощности с увеличением длины волны даже в режиме ограничения флуктуациями [101]. Во-вторых, пик фонового излучения лежит в среднем ИК

диапазоне. Наибольшая интенсивность излучения черных тел при комнатной температуре приходится на длину волны 10 мкм, поэтому сигнал ФЛ от образца на заданной частоте зачастую меньше, чем фоновая засветка. Поэтому прямые измерения ФЛ при непрерывном оптическом возбуждении возможны только для исключительно ярких и узких спектральных линий, тогда как для более широких и менее интенсивных спектров необходимо уменьшать соотношение между полезным сигналом и фоном, с помощью модуляционных методик. В данной работе мы использовали метод, адаптированный из [102], эффективность которого была продемонстрирована в предыдущих экспериментах на объемных структурах МСТ и одиночных ямах HgTe/CdHgTe [65; 67; 103]. Схема экспериментальной установки для исследования спектров ФЛ представлена на рис. 9.

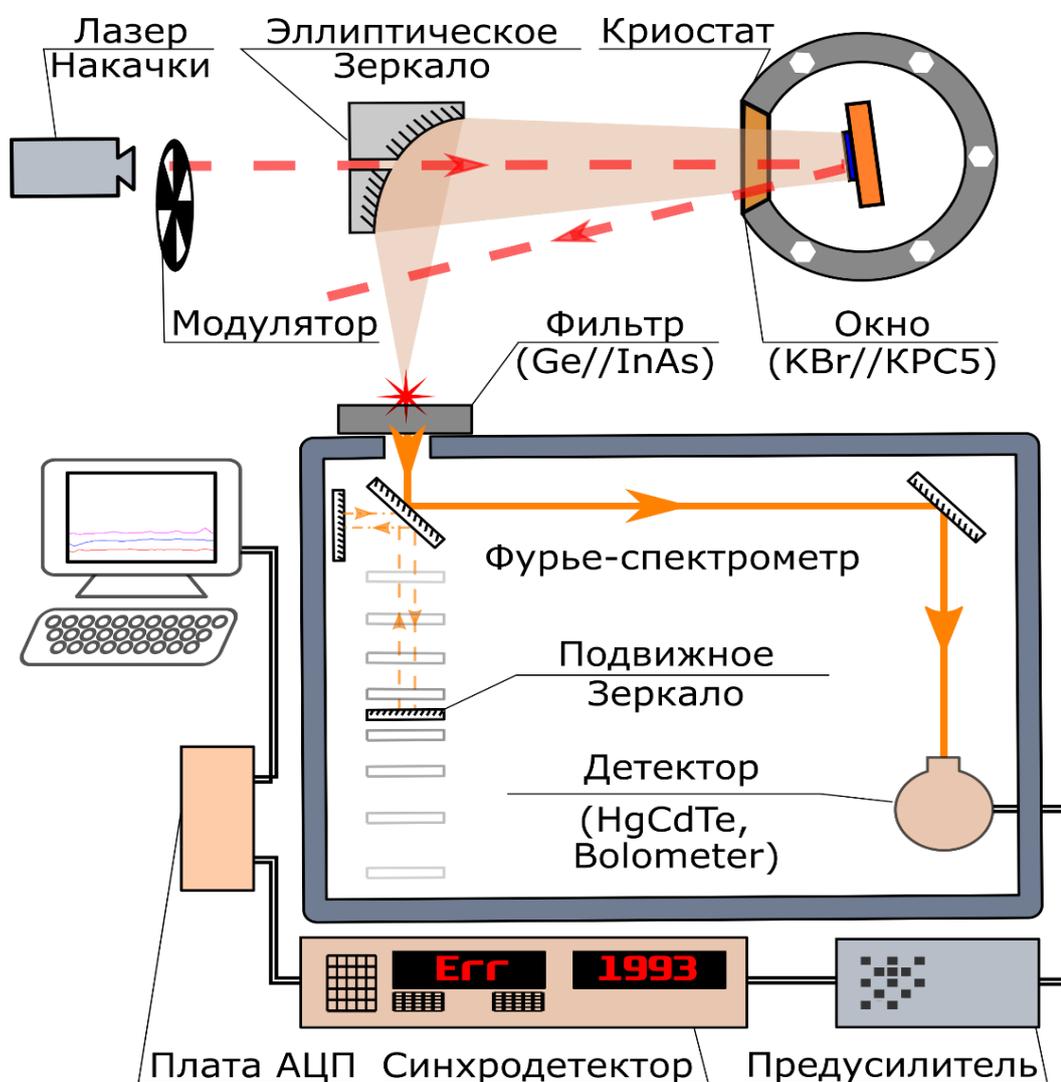


Рисунок 9 — Схематичное изображение экспериментальной установки для измерения спектров фотолюминесценции

В ходе измерений ФЛ образец закрепляется на холодном пальце криостата замкнутого цикла с возможностью температурной перестройки от 10 до 300 К. Затем криостат выставляется в один из фокусов эллиптического зеркала, которое используется для сбора излучения. Вторая фокусная точка зеркала выравняется с оптической системой спектрометра для обеспечения хорошей передачи сигнала.

Спонтанная ФЛ образца получалась при оптической накачке непрерывным Ti:сапфировым лазером, работающим на длине волны 730 – 850 нм, который модулируется с помощью механического модулятора (чоппера). Мощность возбуждения варьировалась от 10 до 300 мВт.

Угол между плоскостью образца и излучением накачки может быть выбран в зависимости от требований эксперимента. Так, в ходе экспериментов по ФЛ ТКЯ использовалась геометрия «45 градусов». В этом случае излучение накачки заводится в криостат через боковое окно, а образец располагается под углом, близким к 45° относительно падающего излучения, и линии, соединяющей образец с собирающим зеркалом. Благодаря использованию такой геометрии, получаемый спектр ФЛ содержит линии, усредненные по поляризации как излучения накачки, так и излучения структуры. Если необходимо обеспечить наибольший сигнал, используется другая геометрия эксперимента, в которой луч лазера накачки направляется через отверстие в эллиптическом зеркале и падает на плоскость образца практически по нормали. Угол между лучом и плоскостью образца слегка отклоняется от прямого для предотвращения попадания отраженного пучка в спектрометр. В обоих случаях излучение накачки падает на поверхность структуры, полностью покрывая образец.

Рассеянное излучение накачки отсекается оптическим фильтром, размещенным внутри спектрометра или перед входным окном. Для большинства экспериментов ФЛ используются объемные полупроводниковые пластины InAs, либо Ge. Эти полупроводники имеют высокое поглощение в ближнем ИК диапазоне и почти прозрачны в исследуемой спектральной области. Сведения о комбинации используемых фильтров и светоделителей в зависимости от исследуемого диапазона представлены в Таблице 1.

Таблица 1 — Используемые для спектроскопии ФЛ комбинации делителя и фильтра в зависимости от исследуемых диапазонов.

Диапазон	Светоделитель	Фильтр
600 – 5000 см <sup>-1</sup>	KBr	Ge
400 – 2700 см <sup>-1</sup>	KBr	InAs
180 – 600 см <sup>-1</sup>	Mylar multilayer	KPC-5
<180 см <sup>-1</sup>	Mylar multilayer	Полиэтилен

Оптическая система спектрометра настроена таким образом, что входное окно выступает в качестве источника излучения, а непосредственно измеряемой величиной является пропускание пустого оптического тракта. Результатом таких измерений является спектр излучения образца, модулированный функцией детектора, фильтра и используемого светоделителя. Для того, чтобы отделить характеристики излучения от особенностей отклика системы, записываются дополнительные спектры с тем же набором оптических элементов, и широкополосным источником, спектр которого не имеет резких особенностей, в качестве которого выступает встроенный в спектрометр глобар.

Сигнал с детектора выводится на усилитель напряжения ("Standford Research Systems" SR-560). Этот усилитель служит также для фильтрации мощного низкочастотного шума, вызванного электромагнитными наводками и вибрацией криостата. Фильтры усилителя настроены так, чтобы изолировать частоту модуляции лазера накачки, например, для модуляции на частоте 2 кГц фильтры были настроены на диапазон 1 – 3 кГц. Сигнал с усилителя передается на синхронный детектор ("Standford Research Systems" SR-830), синхронизированный с механическим модулятором. Для записи интерферограммы используется пошаговый режим сканирования, при котором подвижное зеркало движется конечными шагами, задержка между которыми позволяет затухнуть вибрациям подвижного зеркала и стабилизироваться сигналу на выходе с синхронного детектора. Запись интерферограмм осуществляется высокоскоростной платой АЦП, а окончательная обработка сигнала проводится с помощью специализированного программного обеспечения Bruker.

Частота модуляции определяется временем отклика выбранного детектора. Для кремниевого болометра максимальная рабочая частота составляет около 1 кГц, хотя на практике обычно используется частота 300 Гц. Для "быстрых" детекторов на основе HgCdTe с постоянной времени в несколько мкс была выбрана более высокая частота

модуляции для эффективной отстройки от низкочастотного шума. В рамках данной работы она ограничена возможностями механического чоппера и составляет приблизительно 2 кГц.

### 2.3 Исследуемые образцы с тройными квантовыми ямами InAs/Ga(In)Sb/InAs

Исследуемые образцы представляют собой гетероструктуры на основе материалов  $A_{III}B_{V}$  с одиночной трехслойной КЯ, окруженной барьерами AlSb. Структуры были выращены в Институте электроники и систем (Institut d'Electronique et des Systemes, IES) университета Монпелье методом МЛЭ с твердотельным источником на полуизолирующей подложке GaAs(001) [104]. После раскисления при температуре около 600°C на подложке растился толстый (более 1 мкм) нелегированный буферный слой. Рассогласование постоянных решеток слоев GaAs, GaSb и AlSb (~ 8%) дополнительно устранялось за счет 10-периодной сверхрешетки {2.5-нм-GaSb/2.5-нм-AlSb}, рост которой проходил при температуре 500 °С. Затем подложка охлаждалась до 420 °С для роста активной части структуры: трехслойной КЯ, ограниченной 50-нм барьерными слоями AlSb. Для предотвращения окисления внешнего барьерного слоя AlSb поверхность структуры заращивалась 6-нм слоем GaSb.

В качестве буфера в образце v2561 выступал слой GaSb; в образцах v2554 и v2808 буфером служил на слое AlSb. Помимо смены буферного слоя образцы отличались и дизайном активной области. В структурах v2561 и v2554 ТКЯ была образована слоями InAs и GaSb, а в структуре v2808 вместо GaSb использовался слой GaInSb с 35 % содержанием In. Ростовые схемы исследованных образцов представлены в Таблице 2.

Различия активной области и используемых буферных слоев обусловлены требуемой зонной структурой. Так, образец v2561 был спроектирован для получения максимальной инвертированной запрещенной зоны в ненапряженных структурах InAs/GaSb/InAs, выращенных на буфере GaSb. Образец v2554 имеет зонную структуру, соответствующую переходу между состояниями КСИХ и полуметалла. Структура v2808, имеющая наиболее узкие ямы (24 мС и 10 мС для InAs и GaSb КЯ соответственно), рассчитана на получение ширины запрещенной зоны более 20 мэВ, что на данный момент является максимальным значением, инвертированной запрещенной зоны в материалах  $A_{III}B_{V}$ . Толщины ТКЯ выражаются в количестве монослоев, где один монослой соответствует половине постоянной решетки объемного материала ~2.6 А, аналогично работе [8].

Таблица 2 — Ростовые схемы исследованных гетероструктур с ТКЯ

V2561		V2554		V2808	
Слой	Толщина	Слой	Толщина	Слой	Толщина
GaSb	6 нм	GaSb	6 нм	GaSb	6 нм
AlSb	50 нм	AlSb	50 нм	AlSb	50 нм
InAs	34 МС	InAs	37 МС	InAs	24 МС
GaSb	14 МС	GaSb	14 МС	GaInSb 35 %	10 МС
InAs	34 МС	InAs	37 МС	InAs	24 МС
AlSb	50 нм	AlSb	50 нм	AlSb	50 нм
GaSb 2.5 нм	}x 10	GaSb 2.5 нм	}x 10	GaSb 2.5 нм	}x 10
AlSb 2.5 нм		AlSb 2.5 нм		AlSb 2.5 нм	
GaSb	1.5 $\mu\text{m}$	AlSb	1,5 $\mu\text{m}$	AlSb	1 $\mu\text{m}$
GaAs		GaAs		GaAs	

#### 2.4 Магнитооптическая спектроскопия образца InAs/GaSb/InAs с инвертированной зонной структурой

В первой части работы исследовались спектры МОП инвертированной ТКЯ InAs/GaSb/InAs (структура v2651), выращенной с использованием тех же буферных слоев, что и бесщелевые структуры, исследовавшиеся ранее [24]. Это позволяет сохранить согласованность между исследованиями и позволяет использовать предыдущие результаты при интерпретации экспериментальных данных.

Активная область структуры была спроектирована с помощью расчетов зонного спектра, выполненных С.С. Криштопенко с использованием восьмизонного  $k$ - $p$  Гамильтониана [8] с материальными параметрами из статьи [94]. Эти расчеты используются для увязки параметров роста с зонной структурой ТКЯ и имеют ключевое значение для интерпретации экспериментальных данных. Поскольку конечной целью данной работы является разработка гетероструктур для реализации высокотемпературного КСЭХ, то исследуемая структура v2651 была спроектирована так, чтобы максимизировать значение запрещенной зоны для заданного материала буфера и, следовательно, деформации КЯ. Согласно расчетам, для GaSb буфера инвертированная запрещенная зона достигает своего максимума при толщинах слоев InAs и GaSb, равных 34 и 14 МС соответственно.

Эти значения использовались при росте структуры. Следует отметить, что для других буферных материалов максимальная ширина запрещенной зоны достигается при других толщинах слоев InAs и GaSb.

Образец не был преднамеренно легирован. Его характеристика магнитотранспортными методами (измерения выполнялись в лаборатории Шарля Кулона) при температуре 2 К, дает значения концентрации и подвижности электронов, равные  $6,2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $2 \times 10^4 \text{ см}^{-2} \text{ В} \cdot \text{с}$ , соответственно. Зонная структура и положение уровня Ферми, полученное на основании измеренной концентрации электронов, показаны на рис. 10.

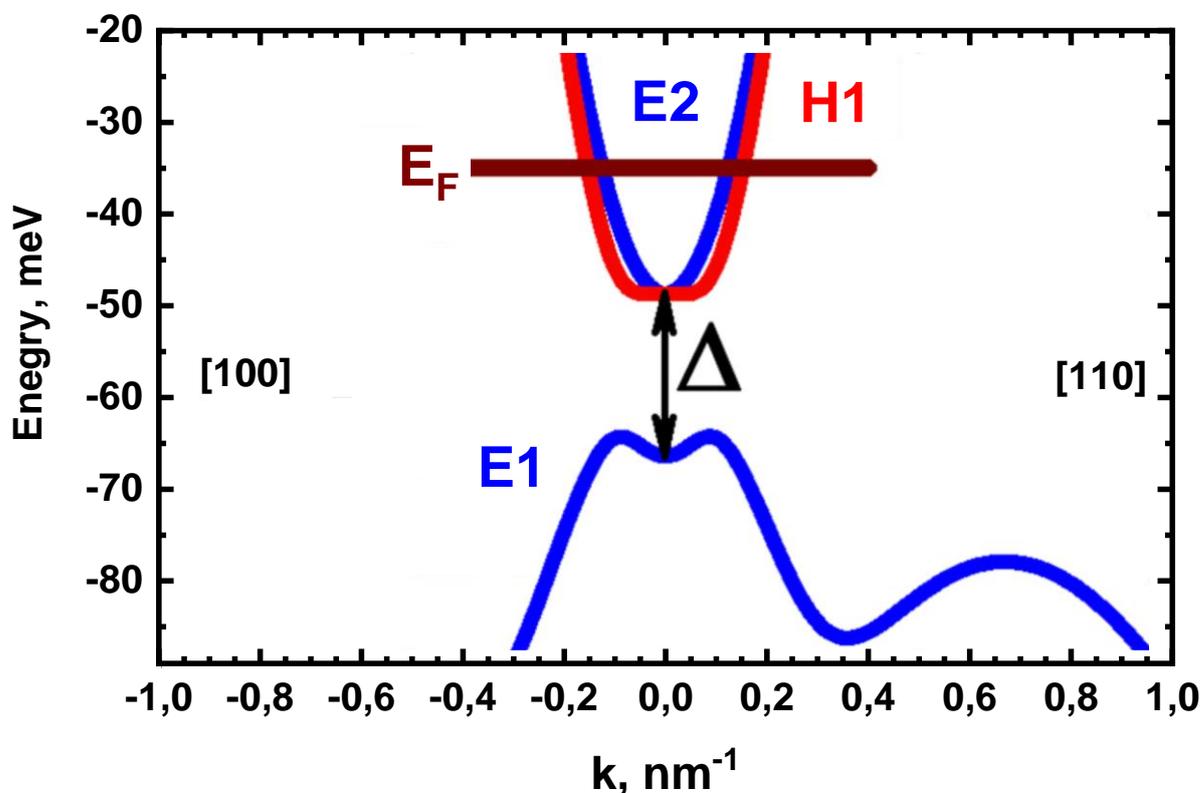


Рисунок 10 — Результаты расчета зонной структуры образца v2651, числами отмечены кристаллографические направления. Положение уровня Ферми, полученное на основании магнитотранспортных измерений отмечено коричневой линией. Из статьи [104]

Экспериментальные результаты, представлены на рис. 11. Спектральное разрешение для всех измеренных спектров составляло 0.5 мэВ. На рис. 11 показаны спектры пропускания, измеренные при температуре 100 К при значениях магнитного поля  $B$  в диапазоне от 0 до 15.9 Тл с шагом 0.5 Тл. Каждый спектр нормирован на пропускание при  $B = 0$  для определения спектральных особенностей, зависящих от магнитного поля. Линии поглощения, связанные с оптическими переходами между УЛ выглядят как набор впадин

на плоском спектре пропускания ( $Tr(k) \equiv 1$ ). Примерное положение минимумов поглощения отмечено на спектрах цветными символами.

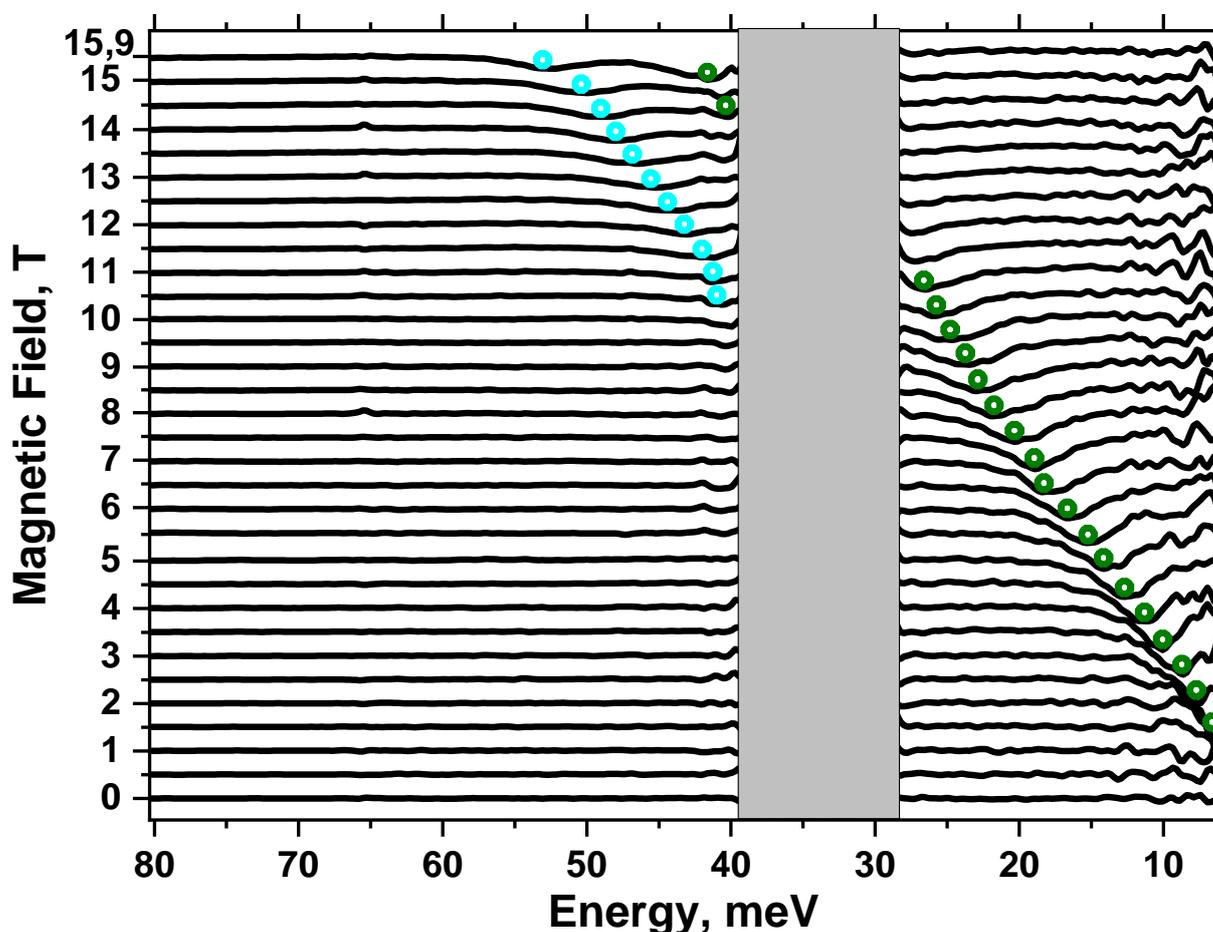


Рисунок 11 — Каскад спектров поглощения структуры v2561 в диапазоне магнитных полей от 0 до 15.9 Тл при температуре 100 К,

Нижняя граница отображаемого спектрального окна определяется пропусканием светоделителя, а верхняя выбирается в соответствии с наибольшей наблюдаемой энергией переходов и может быть расширена до 130 мэВ (рис. 8). Помимо общего ограничения системы, спектры содержат область остаточных лучей в материалах InAs, GaSb и AlSb, в которой образец обладает нулевым пропусканием. Эта область закрыта серой полосой на спектрах пропускания.

Рис. 12, представляет собой «цветовую» карту. На нем изображен тот же набор данных, что и на рис. 11, в виде двухмерного графика поверхности, где оси x и y соответственно представляют магнитное поле и энергию перехода, а амплитуда пропускания кодируется цветом соответствующей точки на графике. Черный цвет соответствует максимальному

относительному пропусканию ( $Tr(k) = 1$ ), а белый — наименьшему пропусканию, которое варьируется от образца к образцу и имеет типичные значения 0.95 – 0.98.

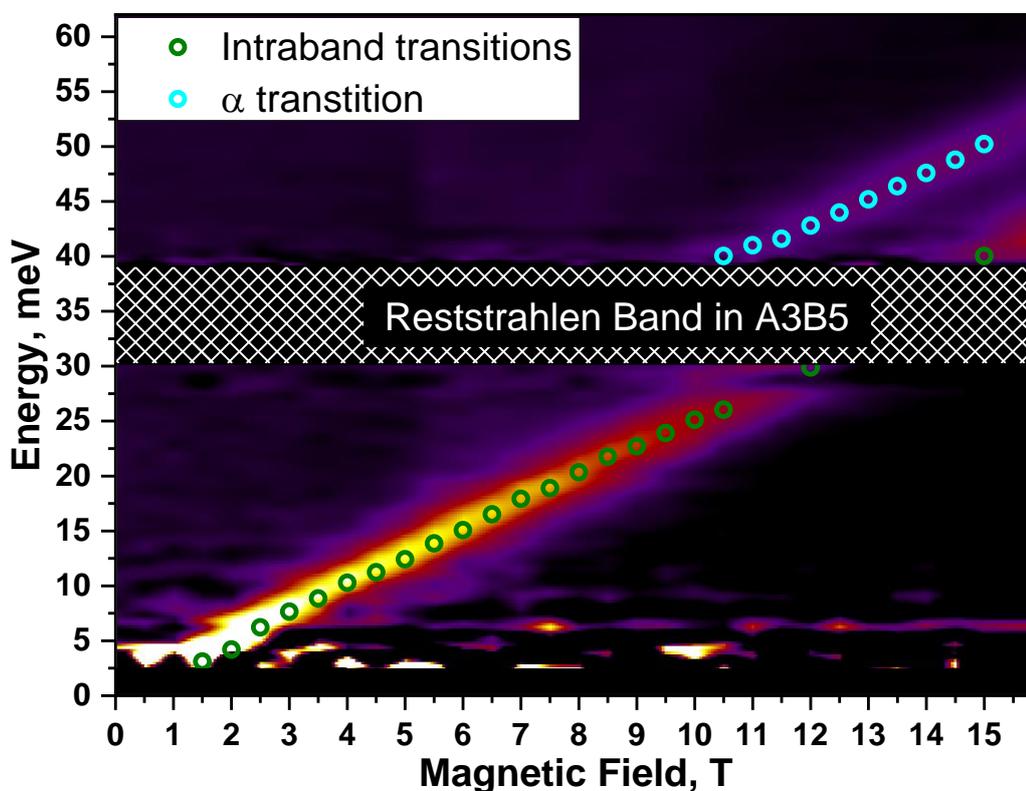


Рисунок 12 — «Цветовая карта» переходов наблюдаемых в спектрах МОП структуры v2561 при температуре 100 К. Символами отмечено положение линий поглощения.

Штрихованная область обозначает полосу остаточных лучей.

Использование «цветовой карты» переходов имеет ряд преимуществ по сравнению с каскадом спектров. Во-первых, она явно показывает зависимость энергии оптических переходов от магнитного поля, что является ключевой информацией для описания зонной структуры образца. Во-вторых, за счет цветового контраста карта позволяет наблюдать как наиболее интенсивные линии поглощения, так и широкие слабые линии, которые практически незаметны на одиночных спектрах. Энергии переходов, полученные на основании спектров поглощения отмечены на рис. 12 кругами.

В структуре v2561 при температуре 100 К отчетливо видны две линии поглощения. Первая линия, идущая из нуля энергии, соответствует внутризонным переходам в подзонах E2 и H1, которые в низких магнитных полях переходят в классический циклотронный резонанс. Переходы имеют близкие энергии за счет близких значений циклотронных масс  $m_c$  в подзонах E2 и H1 при наблюдаемой концентрации электронов [104]. По расчетам,

циклотронная масса в плоскости ТКЯ на уровне Ферми при 2 К составляет соответственно около 0.0434 и 0.0426 массы свободного электрона,  $m_0$  (см. *Supplementary materials* статьи [104]). Анализ экспериментальных данных дает значение  $m_c = (0,044 \pm 0,004) m_0$ , что хорошо согласуется с теоретическими оценками.

При энергиях выше полосы статочных лучей наблюдается вторая линия МОП. Она лежит выше по энергии, чем ЦР-подобные переходы и наблюдается только в высоких (более 10 Тл) магнитных полях. Мы связываем эту линию с межзонным переходом между уровнями Ландау. По мере уменьшения магнитного поля энергия таких переходов стремится к значению ширины запрещенной зоны [105–109]. К сожалению, большая концентрация электронов в образцах и влияние полосы остаточных лучей не позволяют отследить энергию второго перехода в низких магнитных полях. Поэтому мы не можем непосредственно извлечь ширину запрещенной зоны при  $k = 0$  из данных магнитооптики. Однако мы можем определить разность энергий между межзонным и внутризонным переходом. Фактически, значение этой разности при  $B = 0$  равно ширине запрещенной зоны в структуре, поскольку при уменьшении магнитного поля одна линия стремится к нулю энергии, а вторая — к энергетической разности между подзонами. В высоких полях разность энергии между наблюдаемыми линиями, согласно нашим измерениям, составляет  $\approx 11$  мэВ для  $B = 15$  Тл и растет с уменьшением магнитного поля. В связи с тем, что межзонный переход имеет сильное нелинейное поведение при низких магнитных полях, прямая экстраполяция значений, полученных в высоких полях в область нулевого магнитного поля невозможна. С другой стороны, полученные экспериментальные зависимости энергии переходов между УЛ подтверждают корректность теоретической модели ТКЯ по крайней мере в высоких магнитных полях (см. рис. 16). Расчеты, проведенные в рамках данной модели, дают значение ширины запрещенной зоны в нулевом магнитном поле равное 16 мэВ (см. рис. 13). Этот результат впоследствии был проверен с помощью измерений терагерцовой ФЛ в отсутствие магнитного поля, которые позволяют напрямую наблюдать оптические переходы между уровнями размерного квантования ТКЯ и, таким образом определить ширину запрещенной зоны.

При исследовании ТКЯ InAs/GaSb/InAs необходимо принять во внимание, что определенный диапазон значений ширины запрещенной зоны может быть получен как в топологически тривиальной фазе, так и в фазе КСИХ. Поэтому для описания зонной структуры ТКЯ необходимо определить наличие или отсутствие инверсии зонного спектра. Как правило, порядок зон определяется на основании поведения определенной пары УЛ,

называемых нулевыми УЛ [1; 110; 111]. Происхождение этих уровней, связано со снятием спинового вырождения в системах, описываемых эффективным гамильтонианом типа гамильтониана Дирака [70].

На рис. 13(а) приведены расчеты УЛ для исследуемой структуры v2651, выполненные С.С. Криштопенко. Для расчета УЛ использовалась аксиальная аппроксимация, предполагающая симметрию вращения системы в плоскости [96], которая позволяет значительно упростить вычисления. Описание используемой теоретической модели представлено в работах [8; 96]

В рамках аксиальной аппроксимации волновая функция заданного УЛ с индексом  $n > 0$  определяется восемью компонентами, описываемыми от волновых функций объемного материала, обладающих симметрией  $\Gamma_6$ ,  $\Gamma_7$  и  $\Gamma_8$ . При этом для индексов  $n = (0, -1, -2)$  волновые функции содержат лишь семь, четыре или одну компоненту. Индексу  $n = -2$  соответствует единственный УЛ, который образован только состояниями зоны  $|\Gamma_8, -3/2\rangle$  [95] и его энергия уменьшается почти линейно с магнитным полем. Этот уровень, вместе с одним из характерных решений для  $n = 0$ , образуют пару нулевых УЛ [77; 105; 112]. Для сравнения, на рис. 13(б) представлен расчет энергии УЛ для ТКЯ с  $d_{InAs} = 27$  МС и  $d_{GaSb} = 14$  МС, которая имеет сопоставимую ширину запрещенной зоны при  $B = 0$ , но отличный порядок зон.

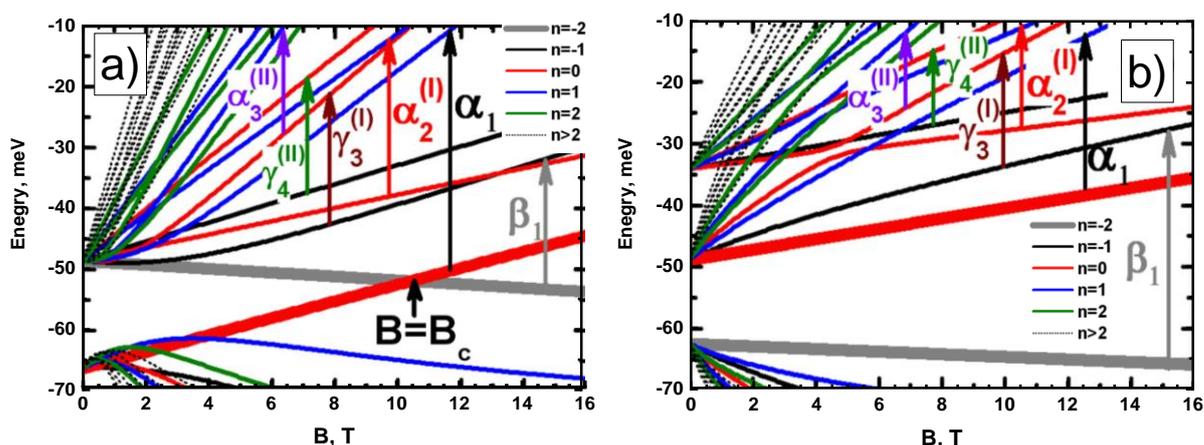


Рисунок 13 — Результаты расчета энергии уровней Ландау с индексами от  $n = -2$  до  $n = 2$  для ТКЯ InAs/GaSb/InAs с (а) инвертированной зонной структурой,  $d_{InAs} = 34$  МС,  $d_{GaSb} = 14$  МС (исследуемая структура), и (б) нормальной зонной структурой,  $d_{InAs} = 27$  МС и  $d_{GaSb} = 14$  МС; Цифры в правой части соответствуют индексам УЛ. Предполагаемые наиболее интенсивные переходы поглощения обозначены стрелками и греческими буквами. Пара нулевых УЛ с индексами  $-2$  и  $0$  показана жирными кривыми.

Главной особенностью нулевых УЛ является то, что характер зависимости их энергии от магнитного поля не меняется при переходе от нормальной зонной структуры к инвертированной. Так, энергия нулевого УЛ электронного типа ( $n = 0$ ) с уменьшением магнитного поля всегда уменьшается. Однако при наличии инверсии зон его энергия стремится к энергии потолка валентной зоны, а не дна зоны проводимости. Второй уровень ( $n = -2$ ) ведет себя аналогичным образом: в низких полях его энергия соответствует зоне проводимости, но уменьшается с магнитным полем. Это приводит к тому, что при критическом магнитном поле ( $B_c$ ) нулевые УЛ в системе с инвертированным зонным спектром пересекаются (см. рис. 13(a)), то есть имеют равную энергию. При магнитных полях выше критического ( $B > B_c$ ), между нулевыми УЛ происходит взаимная инверсия и система переходит в фазу с нормальным зонным спектром. В КЯ с нормальным порядком зон, нулевые УЛ электронного и дырочного типа при  $B \approx 0$  лежат в зоне проводимости и валентной зоне соответственно и расходятся с ростом магнитного поля. Таким образом, пересечение этих уровней, является характерным признаком инвертированной зонной структуры в квантующих магнитных полях.

Экспериментальные спектры МОП позволяют определить энергию оптически активных переходов между двумя УЛ, один из которых заполнен носителями, а второй свободен, что эквивалентно утверждению, что уровни лежат по разные стороны от энергии Ферми. Это означает, что наличие и амплитуда линии поглощения, отвечающей переходу между конкретной парой УЛ определяется двумя основными условиями: положением уровня Ферми и силой осциллятора, определяющей вероятность такого перехода. Поскольку спектры МОП измерялись в конфигурации Фарадея, то оптически активные переходы между УЛ подчиняются обычным правилам отбора  $n = \pm 1$  (для неполяризованного излучения) в условиях дипольного приближения. Из-за близости подзон  $H1$  и  $E2$ , и положения энергии Ферми глубоко в зоне проводимости (см. рис. 10) существует множество возможных близких по энергии переходов, удовлетворяющих этому правилу. Поэтому для идентификации линий поглощения, наблюдаемых в экспериментальных спектрах, требуется знать не только энергии УЛ, но и матричные элементы  $M_{l,m}$  для разрешенных оптических переходов между состояниями  $l$  и  $m$ , записываемые как [113].

$$M_{l,m} = (2m_0)^{1/2} \langle \Psi_m | e \cdot \hat{v} | \Psi_l \rangle$$

(17)

Где  $m_0$  — масса свободного электрона,  $\Psi_i$  — огибающая волновая функция восьмизонного  $k \cdot p$  гамильтониана  $H_k^{8 \times 8}$ ,  $e$  — единичный вектор направления поляризации света, а  $v$  — оператор скорости, определяемый как

$$\hbar \hat{v} = \frac{\partial H_k^{8 \times 8}}{\partial k} \quad (18)$$

В выражении (3),  $l$  и  $m$  считаются комплексными символами, которые включают в себя подзону, «спиновый» индекс и номер УЛ,  $n$ . Для анализа спектров поглощения и излучения, вызванного динамической проводимостью [113], вместо матричных элементов  $M$ , удобнее пользоваться понятием силы осциллятора перехода,  $f_{osc}(m, l)$

$$f_{osc}(m, l) = \frac{2m_0 |\langle \Psi_m | e \cdot \hat{v} | \Psi_l \rangle|^2}{|E_m - E_l|} \quad (19)$$

Поскольку ориентация проекции поляризации света на плоскость КЯ не контролировалась во время проведения экспериментов, то необходимо  $f_{osc}(m, l)$  усредняется по всем ориентациям компоненты электрического поля, лежащей в плоскости КЯ.

Проанализированы все возможные переходы с  $n = \pm 1$  с участием УЛ с индексом  $-2, -1, 0, 1$ , которые можно наблюдать в нашей структуре. На рис. 14 показана сила осциллятора для наиболее интенсивных переходов между УЛ, показанных на рис. 13, (а), (б). Наиболее интенсивные переходы соответствуют внутризонным переходам в подзонах E2 (переходы  $\alpha_2(I)$  и  $\gamma_4(II)$ ) и H1 (переходы  $\alpha_3(II)$  и  $\gamma_3(I)$ ), которые развиваются в квантующих магнитных полях из линий классического циклотронного резонанса (ЦР), а также переходам  $\alpha_1$  и  $\beta_1$  с нулевых УЛ. Немонотонное поведение силы осциллятора в низких магнитных полях вызвано многочисленными пересечениями между УЛ с одними и теми же индексами из подзон E2 и E1. Последнее приводит к немонотонной зависимости энергии перехода и оптического матричного элемента  $M$  от магнитного поля для данного перехода в окрестности пересечений. Как видно из рис. 14, сила осциллятора для переходов  $\alpha_1, \alpha_2(I), \gamma_3(I), \gamma_4(II), \alpha_3(II)$  и  $\beta_1$  в высоких магнитных полях имеет сопоставимые значения и аналогичное поведение для КЯ с тривиальной и инвертированной зонной структурой.

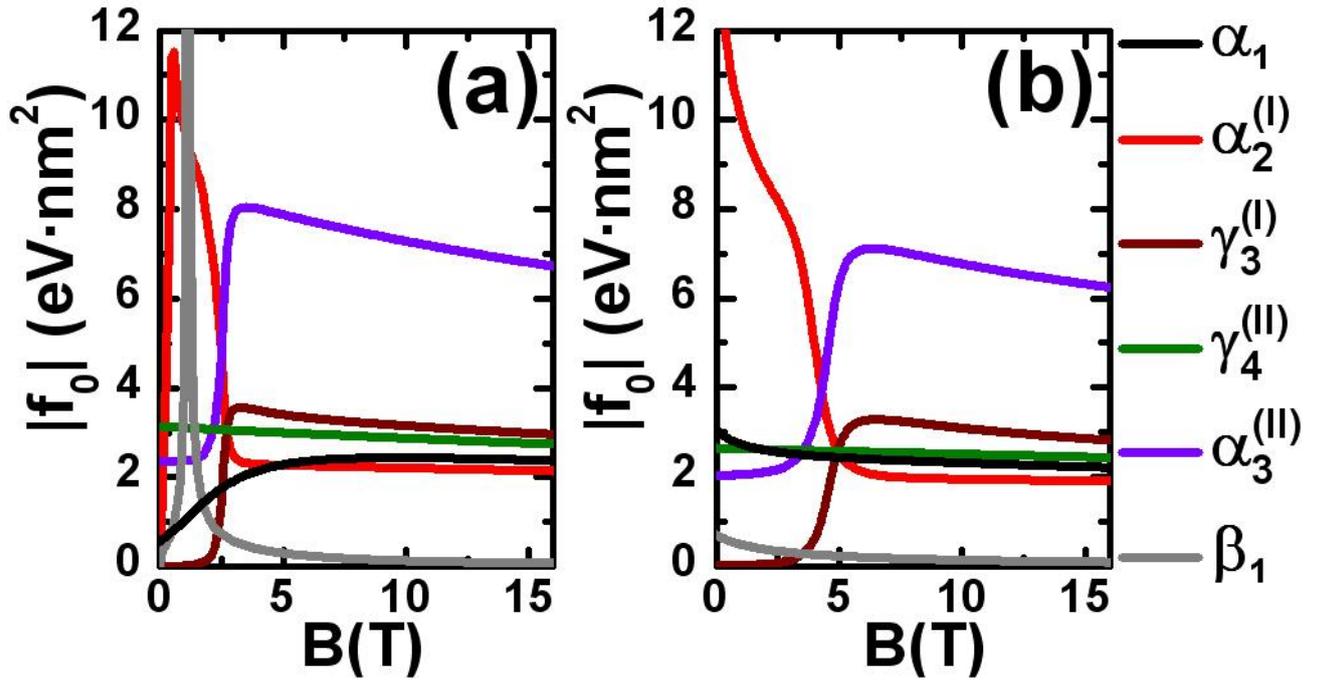


Рисунок 14 — Сила осциллятора  $f_0 = \hbar^2 \overline{f_{osc}} / 2m_0$  для переходов между УЛ, отмеченными на рис. 13. Крышка обозначает усреднение по ориентации световой поляризации, лежащей в плоскости КЯ. Панели (a) и (b) соответствуют ТКЯ с инвертированной ( $d_{InAs} = 34$  МС,  $d_{GaSb} = 14$  МС (исследуемая структура)), и нормальной ( $d_{InAs} = 27$  МС и  $d_{GaSb} = 14$  МС) зонной структурой, показанными на Рисунок 13.

Примечательно, что в конфигурации Фарадея межзонные переходы между УЛ относящимся к подзонам E2 и E1 практически запрещены для всех индексов. Запрет межзонных переходов обусловлен тем, что они являются непрямыми в реальном пространстве, поскольку волновые функции электронных и дырочных уровней локализованы в разных слоях. Единственным межзонным переходом в исследуемой структуре, имеющим силу осциллятора, сравнимую с внутризонными переходами, является  $\alpha_1$ , в котором участвует нулевой УЛ с индексом  $n = 0$ , характеризующийся большим вкладом от электронной подзоны. Обратный аргумент справедлив для внутризонного перехода  $\beta_1$ . Поскольку нулевой УЛ с индексом  $n = 2$  формируется дырочными состояниями, матричный элемент  $\beta_1$  значительно меньше по сравнению с другими внутризонными переходами, что также показано на рис. 14. Межзонные переходы со второго нулевого УЛ не представлены в спектрах из-за высокого положения уровня Ферми. Таким образом, вторая линия поглощения, появляющаяся в спектрах в высоких магнитных полях, приписывается переходу  $\alpha_1$  (см. рис. 13(a)).

Тот факт, что линия поглощения, связанная с переходом  $\beta_1$ , в котором участвует нулевой УЛ с индексом  $n = -2$ , не наблюдается на спектрах (см. рис. 11, рис. 15 (а),  $B > 13$  Тл) из-за малых значений силы осциллятора (см. рис. 14) является важной особенностью ТКЯ InAs/GaSb/InAs. Отсутствие линий поглощения, связанных с одним из нулевых УЛ, не позволяет определить порядок зон в структуре как в КЯ HgTe, на основе пересечения этих уровней [28]. Однако благодаря отсутствию на спектрах линии поглощения, связанной с переходом  $\beta_1$ , порядок зон ТКЯ InAs/GaSb/InAs может быть определен на основании других соображений. Как видно из рис. 13(а), при инвертированной зонной структуре переход  $\alpha_1$  достигает наибольшей энергии в высоких магнитных полях, а при уменьшении  $B$  стремится к энергии щели при  $k = 0$ . Для нормального порядка зон такое поведение характерно для перехода  $\beta_1$  (см. рис. 13(б)). В то же время, поскольку сила осциллятора слабо зависит от порядка зон, переход  $\beta_1$  слабо выражен в ТКЯ с нормальной зонной структурой. Более того, в неинвертированном случае все межзонные переходы идут между уровнями, образованными базисными состояниями, локализованными в разных слоях, и являются гораздо более слабыми, чем внутризонные переходы. Следовательно, все оптически активные переходы между УЛ в ТКЯ с нормальным порядком зон являются внутризонными. Поэтому наблюдение высокоэнергетической линии, соответствующей межзонному переходу в нашем образце, указывает на его инвертированный зонный спектр.

Важным свойством структур на основе КЯ InAs/GaSb, предсказываемым теорией, является неизменность ширины запрещенной зоны с температурой. Это является важным преимуществом ТКЯ InAs/GaSb/InAs над КЯ HgTe/HgCdTe, в которых уменьшение ширины инвертированной запрещенной зоны с температурой не позволяет наблюдать КСЭХ при высоких температурах. Для проверки этого теоретического предсказания были проведены измерения МОП при более низких температурах (20 К и 2 К). На рис. 15 показаны спектры пропускания, полученные при температуре 20 К. Конфигурация оптической системы в этом случае была такой же, как и при 100 К.

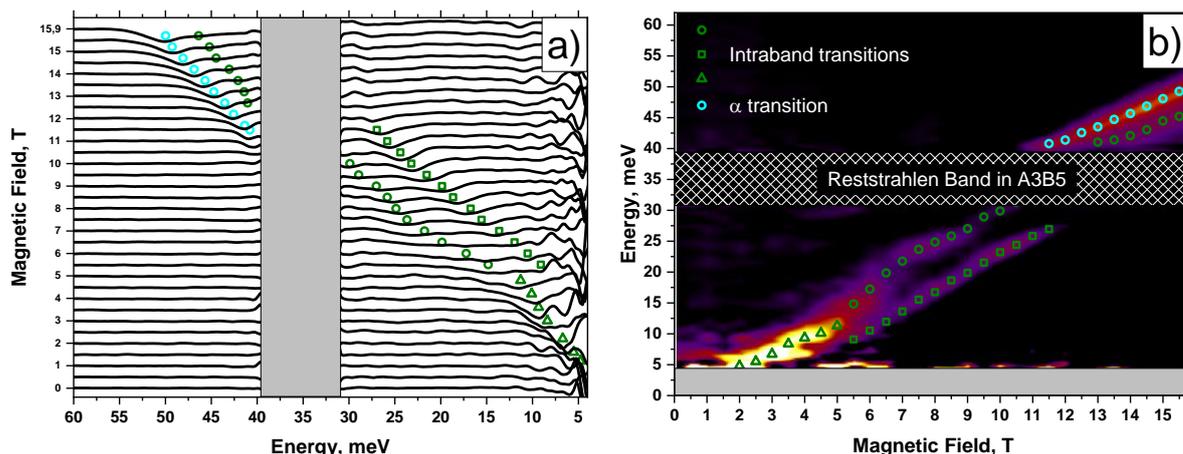


Рисунок 15 — Рисунок 15. Данные МОП структуры v2561 при температуре 20 К. а) Каскад спектров поглощения в диапазоне магнитных полей от 0 до 15.9 Тл, б) «Цветовая карта» наблюдаемых переходов

Выше полосы остаточных лучей, как и для измерений при 100 К, наблюдаются 2 линии поглощения, соответствующие межзонному и внутризонному переходу и наблюдаемые в магнитных полях выше 11,5 Тл и 13 Тл соответственно. Сравнение измерений при 100 К и 20 К, показывает, что энергия межзонного перехода не сдвигается с изменением от температуры.

В то же время, картина низкоэнергетичных переходов при 20 К отличается от спектров, полученных при 100 К даже на качественном уровне. При низких магнитных полях линия поглощения образована несколькими переходами, и ее ширина больше, чем при 100 К. Наиболее яркой особенностью низкотемпературных спектров является расщепление этой линии на две, которое происходит при магнитном поле 5 Тл. Этот эффект возникает из-за смещения положения энергии Ферми с температурой. Такой эффект не является типичным для обычных широкозонных полупроводников, в которых валентная зона и зона проводимости не взаимодействуют, и дисперсия носителей хорошо описывается приближением эффективной массы. Особенностью исследуемой системы являются сильное взаимодействие между электронной и дырочной подзонами, из-за которого зависимость энергии от импульса для электронов не является квадратичной (см. рис. 10). В магнитном поле этот эффект проявляется в нелинейной зависимости энергии УЛ от магнитного поля, а также в различных энергиях переходов между различными парами УЛ с индексами  $\Delta n = \pm 1$  (там, можно сравнить переходы  $\gamma_3^{(I)}$ ,  $\gamma_4^{(II)}$  на рис. 14(a)). Это означает, что если положение уровня Ферми позволяет наблюдать несколько внутризонных переходов, измеренные спектры могут содержать несколько линий поглощения с разной

энергией. В классической интерпретации это расщепление отражает разницу в циклотронных массах подзон проводимости (E2 и H1) при различных значениях квазиимпульса.

На рис. 16 приведенном из статьи [104] суммируются результаты исследований МОП образца v2561. Сравнение экспериментальных и теоретических энергий перехода показано на нижней панели. Теоретические зависимости, полученные с использованием параметров структуры при 2 К, представлены цветными кривыми. Сплошная часть каждой кривой отражает диапазон магнитных полей, в котором переход должен наблюдаться при концентрации электронов, соответствующей значению, полученному при 2 К. Пунктирная линия, отражающая переход  $\beta_1$  подчеркивает наименьшую силу осциллятора для этого перехода.

Как видно из рис. 16(с), экспериментальные данные при обеих температурах находятся в хорошем соответствии с теоретическим прогнозом. Расщепление линии поглощения, возникающее при 2 К в спектрах при  $B = 7 - 11$  Тл, также качественно описывается в рамках используемой модели. Низкоэнергетическая линия поглощения сформирована четырьмя различными внутризонными переходами, два из которых относятся к зоне E2 ( $\alpha_2^{(I)}$  and  $\gamma_3^{(I)}$ ), а два ( $\gamma_4^{(III)}$  and  $\alpha_3^{(III)}$ ) к зоне H1. При низком магнитном поле энергетические расстояния между соответствующими уровнями Ландау практически равны, но они растут по мере увеличения магнитного поля из-за непараболичности подзон. Более сильное расщепление линий поглощения, наблюдаемое в эксперименте, может быть следствием отсутствия объемной симметрии и влияния низкосимметричных интерфейсов, которые не учитывались в наших расчетах.

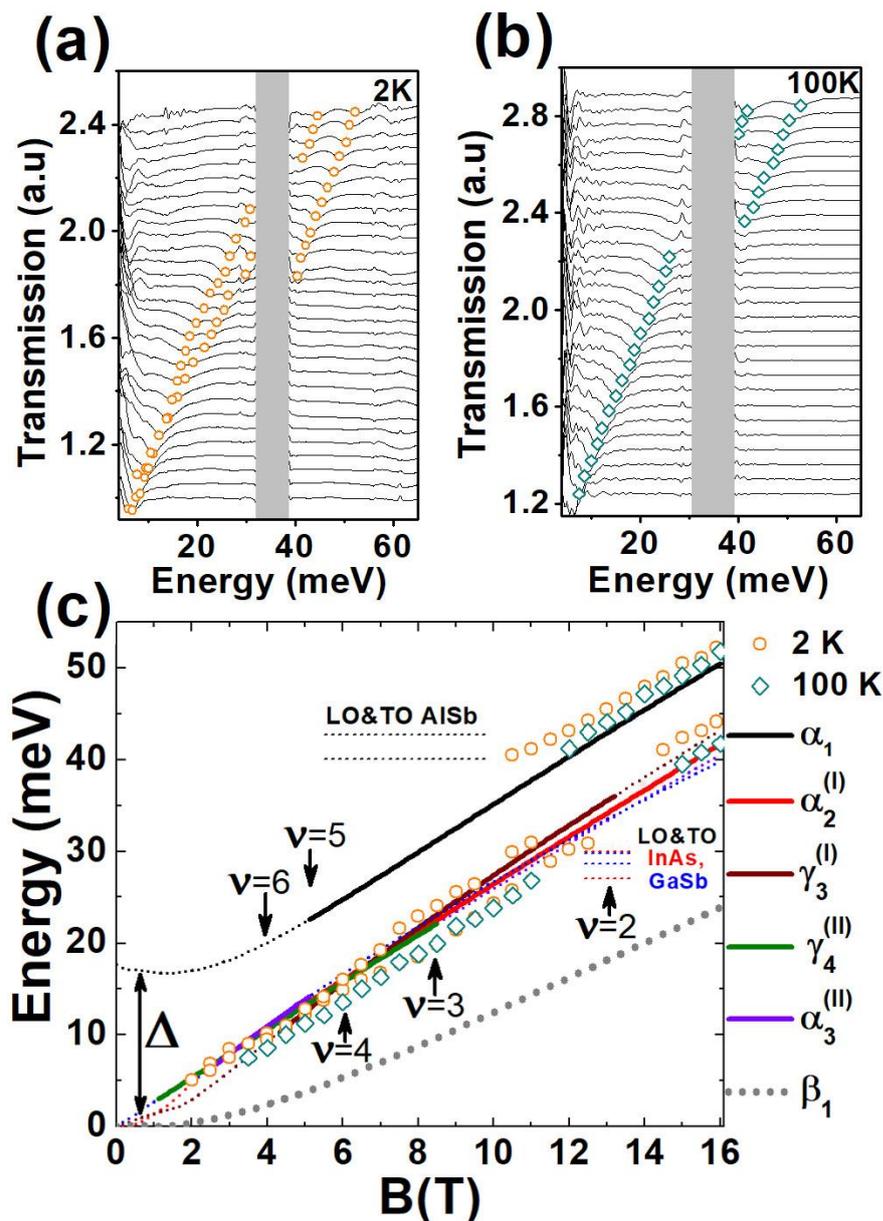


Рисунок 16 — Спектры пропускания структуры V2561 при а) 2 К и б) 100 К в диапазоне от 1 Тл (первый график внизу) до 16 Тл (последний график в верхней части) с шагом по магнитному полю 0.5 Тл. Затененные области обозначают полосу остаточных лучей подложки GaAs. Символы обозначают позиции линий поглощения. (с) График энергии наиболее интенсивных переходов между УЛ, отмеченных на рис. 14(а). Экспериментальные данные при различных температурах представлены символами. Стрелками обозначены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения УЛ ( $\nu$ ) при 2 К. Горизонтальные пунктирные линии соответствуют энергиям продольных и поперечных оптических фононов (ТО и LO) в AlSb (черный цвет,  $\omega_{LO} = 42.7$  мэВ и  $\omega_{TO} = 40.1$  мэВ), InAs (красный цвет,  $\omega_{LO} = 30$  мэВ и  $\omega_{TO} = 27$  мэВ), и GaSb (синий цвет,  $\omega_{LO} = 29.8$  мэВ и  $\omega_{TO} = 28.6$  мэВ).

Интересно, что в диапазоне магнитных полей  $B = 7 - 11$  Тл увеличение температуры не изменяет положения линий поглощения, соответствующих пикам с низкими энергиями, в то время как высокоэнергетическая составляющая линий расщепления полностью исчезает при 100 К. Это прямо указывает на изменение концентрации электронов с температурой, которое определяет фактор заполнения УЛ. При этом, хотя низкоэнергетическая линия, которая образована набором ЦР-подобных переходов при различных концентрациях носителей, сдвигается с температурой, положение высокоэнергетической линии, связанной с межзонным переходом  $\alpha_1$  — остается неизменным при температурах от 2 до 100 К. Это указывает на то, что резонансная энергия, вызванная данным переходом, является независимой от температуры.

Наибольшее расхождение наблюдаемых переходов и расчетного положения происходит в окрестности полосы остаточных лучей и наиболее сильно проявляется при температурах 2 К и 20 К (см. рис. 15, рис. 16). Когда энергия приближается к энергии LO-фононов в AlSb-барьерах ( $\omega_{LO} = 40.9$  мэВ), линии поглощения связанные с внутризонными и межзонными переходами загибаются, отклоняясь от линейного поведения. Этот эффект может быть вызван электрон-фононным взаимодействием, которое не учитывается в расчетах, так он проявляется в окрестности энергий фононов в слоях InAs ( $\omega_{LO} = 30$  мэВ и  $\omega_{TO} = 27$  мэВ) и GaSb ( $\omega_{LO} = 29.8$  мэВ и  $\omega_{TO} = 28.6$  мэВ). В то же время, наблюдаемый изгиб линий может иметь чисто оптическое происхождение. В нашем случае оптический отклик системы определяется двумя сильно резонансными процессами: резонансной диэлектрической функцией материала на частоте фононов (как TO, так и LO) и МОП двумерной электронной системы. Таким образом, профиль линий поглощения может быть сильно искажен сингулярностями диэлектрической функции на частотах фононов в КЯ и барьерных материалов. К настоящему времени свидетельства в пользу того или иного механизма недостаточны, чтобы сделать однозначный вывод.

Таким образом, результаты спектроскопии МОП явно демонстрируют инвертированную зонную структуру образца v2561. Ширина запрещенной зоны в магнитном поле, которая определяется разницей между наблюдаемыми внутризонными и межзонными переходами, составляет 8 мэВ в области высоких полей. Результаты расчетов предполагают, что в нулевом магнитном поле эта величина возрастает до 16 мэВ, что подтверждается исследованиями терагерцовой ФЛ, представленными в параграфе 2.7. Эта величина значительно превосходит значения, которые можно получить в двойных КЯ InAs/GaSb (порядка 3 – 5 мэВ), и сопоставима с шириной запрещенной зоны в

ненапряженных КЯ HgTe/CdHgTe. Кроме того, результаты, полученные в данной работе, показывают, что запрещенная зона в исследованном образце не изменяется с температурой, что предполагает повышение температуры, при которой может наблюдаться краевой транспорт.

## 2.5 Терагерцовая спектроскопия двумерного полуметалла в трехслойных квантовых ямах InAs/GaSb/InAs

В данном параграфе представлены исследования МОП в полях до 16 Тл в симметричных КЯ InAs/GaSb/InAs, выращенных на буфере AlSb, с зонной структурой, соответствующей переходу между состояниями КСИХ и полуметалла. До настоящего времени экспериментальные исследования инвертированных ТКЯ проводились только на образцах, выращенных на буфере GaSb. Такой же буфер использовался и в структуре v2561, в которой была достигнута ширина запрещенной зоны 16 мэВ. Несмотря на то, что эта величина является рекордной и максимальна для используемого буфера и бинарных КЯ, использование напряженных структур может позволить добиться еще большего значения запрещенной зоны. В то же время рост напряженных структур предполагает использование других буферных слоев, для увеличения рассогласования между постоянными решетки буфера и активной области. Представленные здесь измерения служат основой для дальнейших исследований ТКЯ с напряженными слоями с целью увеличения инвертированной запрещенной зоны.

Исследования структуры v2554 демонстрируют возможность управлять энергетическим спектром ТКЯ InAs/GaSb/InAs путем изменения напряжения в слоях КЯ, что может быть реализовано за счет роста гетероструктур на буфере из различных материалов. Как показано в Таблице 2, толщины слоев, составляющих ТКЯ в структурах v2561 и v2554 близки (14/34 МС и 14/37 МС для слоев InAs и GaSb соответственно). Однако, из-за использования другого буферного слоя зонный спектр этих структур существенно отличается.

На рис. 17 представлена зависимость положения минимума дырочно-подобной зоны проводимости  $H1$  и бокового максимума валентной электрон-подобной подзоны  $E1$  в структуре в зависимости от напряжения  $\varepsilon_{InAs}$  в слоях InAs. Ширины слоев InAs и GaSb равны 37 и 14 МС соответственно. Зонные структуры трехслойных КЯ рассчитывались с

использованием 8-зонного гамильтониана Кейна с учетом эффектов встроенных напряжений в слоях. Следует отметить, что напряжение  $\varepsilon_{\text{GaSb}}$  в слое GaSb однозначно связано с  $\varepsilon_{\text{InAs}}$  через постоянную решетки буфера, на котором выращивается гетероструктура, и также учитывается в расчетах. Метод и детали расчета приводятся в работе [8].

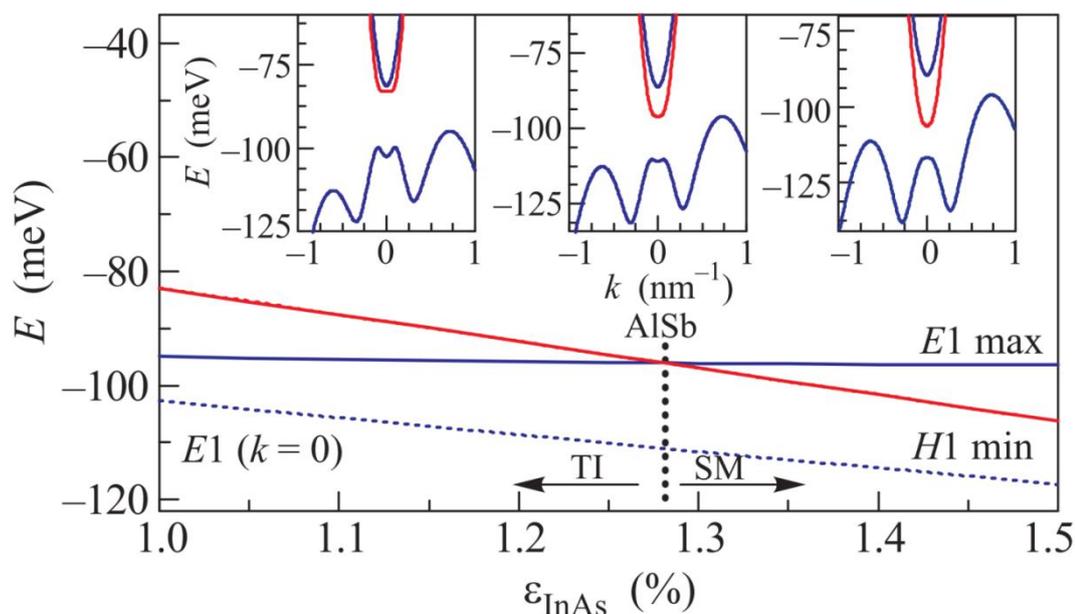


Рисунок 17 — Рассчитанное положение минимума зоны проводимости H1 и бокового максимума валентной зоны E1 в ТКЯ InAs/GaSb/InAs с инвертированным зонным спектром от величины напряжения  $\varepsilon_{\text{InAs}}$  в слоях InAs. Ширины слоев InAs и GaSb равны 37 и 14 МС соответственно. Критическое значение напряжения, соответствующее фазовому переходу между состояниями топологического изолятора (TI) и полуметалла (SM), может быть реализовано при росте КЯ на буфере AlSb. На вставках представлена типичная зонная структура трехслойных КЯ при различных значениях  $\varepsilon_{\text{InAs}}$ : 1 % (левая), 1.28 % (соответствует буферу AlSb, в центре) и 1.5 % (правая)

Как показывает рис. 17, с ростом напряжения  $\varepsilon_{\text{InAs}}$  энергия бокового максимума, расположенного вдоль направлений типа [110], возрастает относительно энергии валентной подзоны при  $k = 0$ . При критическом напряжении энергия бокового максимума становится равной энергии дна подзоны проводимости, и зонная структура ТКЯ становится бесщелевой. Дальнейшее увеличение  $\varepsilon_{\text{InAs}}$  приводит к возникновению “полуметаллической” зонной структуры с нелокальным перекрытием подзоны проводимости H1 и валентной подзоны E1. Толщины слоев InAs и GaSb в ТКЯ InAs/GaSb/InAs были подобраны таким

образом, чтобы критическое значение напряжения  $\varepsilon_{mAs}$  согласно расчетам достигалось при использовании буферного слоя AlSb, что соответствует исследуемой структуре.

На рис. 18(a) представлен расчет энергии уровней Ландау в исследуемом образце. Черная ломаная кривая описывает изменение положения уровня Ферми в зависимости от магнитного поля. Из-за высокой концентрации электронов уровень Ферми лежит глубоко в зоне проводимости и межзонные переходы с участием подзон H1 и E1 видны только в магнитных полях выше 12 Тл, а наибольшей интенсивностью в малых магнитных полях обладают внутризонные переходы в подзоне E2.

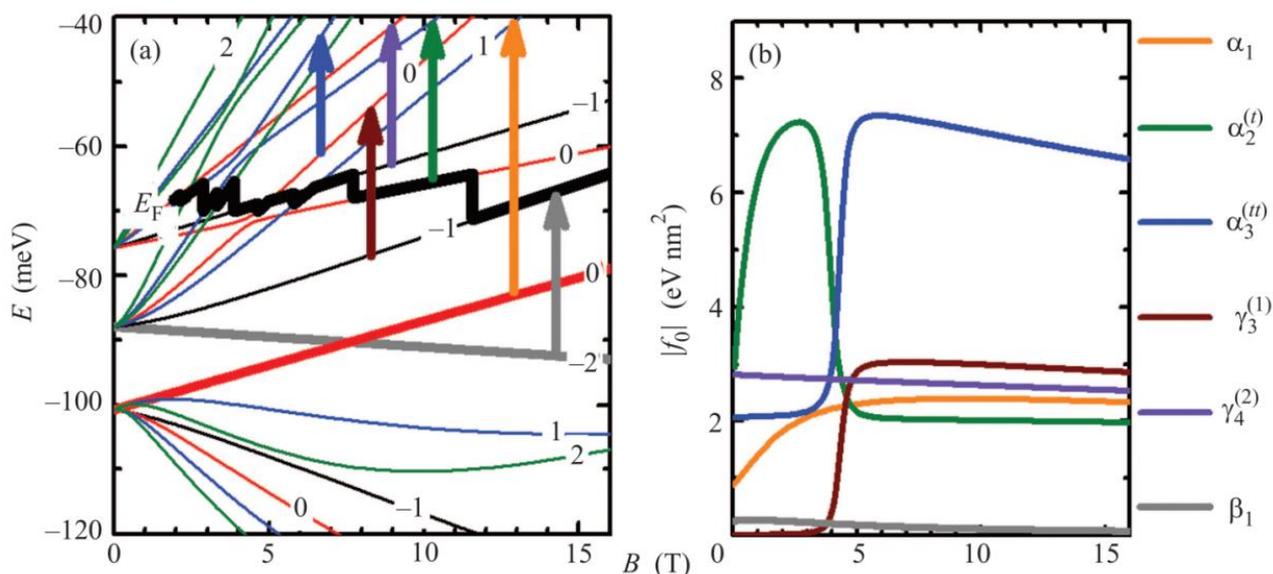


Рисунок 18 — а) – Рассчитанные уровни Ландау в подзонах E2, H1 и E1. Жирными линиями показаны “нулевые” уровни Ландау с номерами уровней –2 и 0. Ломаная кривая показывает положение уровня Ферми. Вертикальными стрелками показаны наиболее интенсивные разрешенные переходы между уровнями Ландау. (b) – Силы осцилляторов для переходов, представленных цветными стрелками на панели (a), как функции магнитного поля.

Как и в образце v2561 из-за наличия трех близко расположенных подзон: E2, E1, H1, — количество переходов, удовлетворяющих условию  $\Delta n = \pm 1$ , где  $n$  — номер уровней Ландау в классификации 8-зонного гамильтониана Кейна в аксиальном приближении, велико. Для идентификации наблюдаемых линий требуются расчеты сил осциллятора  $f_{osc}$  (Выражение 19) для всех переходов с  $\Delta n = \pm 1$  с индексами  $n = -2, -1, \dots, 2$ , возможных при заданном значении концентрации (уровня Ферми)

Значения сил осциллятора в зависимости от магнитного поля для наиболее интенсивных переходов между уровнями Ландау представлены на рис. 18(b). Сами переходы изображены цветными стрелками на рис. 18(a). Видно, что наиболее интенсивные переходы между уровнями Ландау соответствуют ЦР-подобным переходам в подзонах E2 ( $\alpha_2^{(t)}$  и  $\gamma_4^{(2)}$ ) и H1 ( $\alpha_3^{(t)}$  и  $\gamma_3^{(1)}$ ), а также межзонному переходу  $\alpha_1$ . Другие переходы имеют значительно меньшую вероятность (меньше или сравнимую с ненаблюдаемым переходом  $\beta_1$ ). Как и в структуре v2561, межподзонные переходы между уровнями Ландау из подзон E2 и H1 в конфигурации Фарадея практически запрещены для всех  $n$ .

Экспериментальные исследования спектров МОП проводились методом фурье-спектроскопии в геометрии Фарадея в магнитных полях до 16 Тл при  $T = 2$  К. Концентрация ДЭГ определялась на основе магнитотранспортных измерений. Для этого по углам образца вне оптического пути наносились 4 точечных контакта, что позволяет одновременно с записью спектров МОП также проводить измерения осцилляций Шубникова–де Гааза и эффекта Холла в геометрии ван дер Пау. В условиях эксперимента концентрация электронов составляла  $5.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , что практически на порядок превосходит концентрацию носителей в структуре v2561, и указывает на более сильную термическую активацию носителей.

Измеренные спектры МОП в исследуемом образце представлены на рис. 19 в виде цветной карты. Цветные кривые описывают теоретические зависимости энергий “разрешенных” переходов от магнитного поля. Сплошная часть каждой кривой представляет собой диапазон магнитных полей, в котором описываемый переход должен наблюдаться при заданном положении уровня Ферми. Стрелками отмечены значения магнитных полей, соответствующие целочисленному фактору заполнения уровней Ландау  $\nu$ .

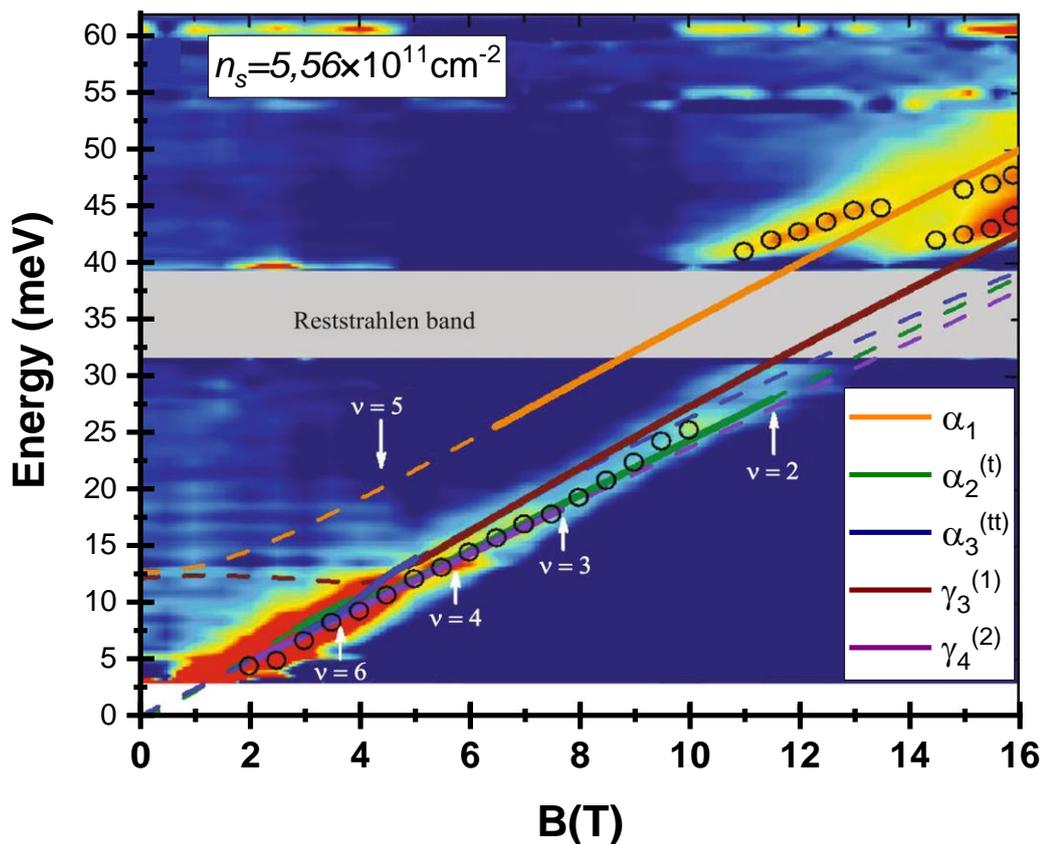


Рисунок 19 — Спектры МОП, представленные в виде температурной карты, и энергии разрешенных переходов как функции магнитного поля. Серая полоса соответствует области остаточных лучей в подложке GaAs. Стрелками отмечены значения магнитных полей, соответствующие целочисленным значениям фактора заполнения уровней Ландау,  $\nu$ .

В слабых полях в спектрах МОП присутствует одна линия, связанная с ЦР в подзонах E2 и H1, соответствующее значению циклотронной массы,  $m_c = (0.042 \pm 0.007) m_0$ . Отсутствие расщепления этой линии указывает на малое различие циклотронных масс на уровне Ферми в двух подзонах зоны проводимости. Малые значения эффективных масс носителей заряда в подзонах размерного квантования в КЯ InAs/GaSb/InAs приводят к тому, что циклотронная энергия оказывается сравнимой энергией межзонных переходов в умеренных магнитных полях. В магнитных полях свыше 10 Тл на спектрах наблюдается вторая более высокоэнергичная линия поглощения. Эта линия связана с межзонным переходом  $\alpha_1$ , энергия которого имеет близкую к линейной зависимость от магнитного поля. Как отмечалось в параграфе 2.4, высокоэнергетическая линия в спектрах МОП, связанных с переходом  $\alpha_1$ , является свидетельством инвертированной зонной структуры ТКЯ InAs/GaSb/InAs.

Отклонение от линейной зависимости вблизи области остаточных лучей для обеих линий обусловлено изменением профиля линий поглощения в образце, связанного с резонансными особенностями в подложке GaAs и не имеющего отношения к поглощению в самой трехслойной КЯ. Сравнение зависимости энергий переходов как функции магнитного поля с результатами теоретических расчетов, выполненных в рамках 8-зонного гамильтониана Кейна, позволяет восстановить зонную структуру исследуемого образца. Полученное совпадение экспериментальных значений энергий переходов для обеих линий в спектрах МОП и результатов теоретических расчетов подтверждает предсказанную “полуметаллическую” зонную структуру исследуемого образца.

## **2.6 Магнитооптические исследования напряженной гетероструктуры с высокой шириной запрещенной зоны**

В данном параграфе представлены исследования симметричной ТКЯ v2808, в которой напряжение слоев использовалось для увеличения запрещенной зоны. Как и в структуре v2554, в третьей исследованной структуре использовался буферный слой AlSb, однако в центре ТКЯ лежал не слой GaSb, а GaInSb с содержанием In 35 %. Как было показано в работе Акихо и др. [91], использование напряженных слоев GaInSb позволяет существенно повысить ширину запрещенной зоны в ассимметричных ККЯ. Аналогично, в тройных ямах использование более тонких (24 и 10 МС в структуре V2808 против 34 и 14 МС в структуре V2561 для внешних слоев InAs и внутреннего слоя GaSb или GaInSb соответственно) позволяет достичь большей ширины запрещенной зоны без нарушения инверсии структуры.

На рис. 18 представлены результаты расчета зонной структуры и зависимость энергии УЛ от магнитного поля для образца v2808. Согласно расчетам, ширина запрещенной зоны в образце составляет 38 мэВ, а расстояние между подзонами H1 и E2 в центре зоны Брюллиена равно 10 мэВ. Большая запрещенная зона в образце v2808 по сравнению с образцом v2561 приводит к «более параболической» дисперсии носителей, что означает, что приближение эффективной массы описывает дисперсию в более широком диапазоне квазиимпульсов. Этот эффект отражается и на зависимости энергии УЛ от магнитного поля (рис. 20(b)), которая является практически линейной в отличие от образцов v2554 и v2561.

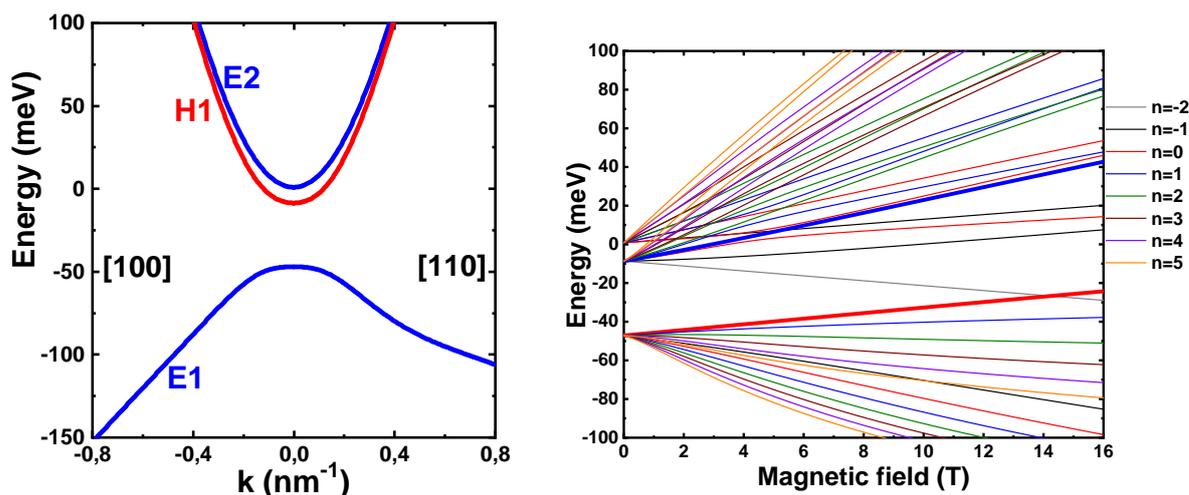


Рисунок 20 — а) Зонная структура образца v2808. Числа в скобках показывают кристаллографические направления. б) Зависимость энергии УЛ от магнитного поля для индексов от  $n = -2$  до  $n = 6$ . УЛ, которые участвуют в наблюдаемом межзонном переходе показаны жирными кривыми. Расчеты выполнены С.С. Криштопенко в рамках восьмизонной модели Кейна.

На рис. 21 (а) показаны спектры МОП структуры v2808 при  $T = 10$  К. Положения переходов между УЛ отмечены точками. Как видно, картина наблюдаемых линий качественно повторяет результаты, полученные в структуре V2561 (см. рис. 11, 12). В низких магнитных полях наблюдается единственная линия поглощения, соответствующая нескольким внутризонным переходам, а в магнитных полях выше 7 Тл над полосой остаточных лучей появляется вторая линия, соответствующая межзонным переходам.

Поскольку сила осциллятора для различных переходов слабо зависит от наличия деформации структуры (см. рис. 14 и рис. 18), мы связываем наблюдаемую высокоэнергетическую линию с межзонным переходом  $\alpha_1$ . Как отмечалось ранее, наличие интенсивного межзонного перехода на спектрах является признаком инвертированного порядка зон исследуемой структуры. Как и в случае образца V2561, из-за высокой концентрации электронов линия межзонных переходов не наблюдается ниже некоторого магнитного поля. С другой стороны, в отличие от образца v2561 для образца v2808 мы можем оценить запрещенную зону структуры путем прямой экстраполяции энергии  $\alpha_1$  в нулевое магнитное поле благодаря почти линейной зависимости энергии УЛ от магнитного поля. Следует отметить, однако, что хотя энергия УЛ ведут себя почти линейно, наблюдаемая линия поглощения имеет ярко выраженные особенности.

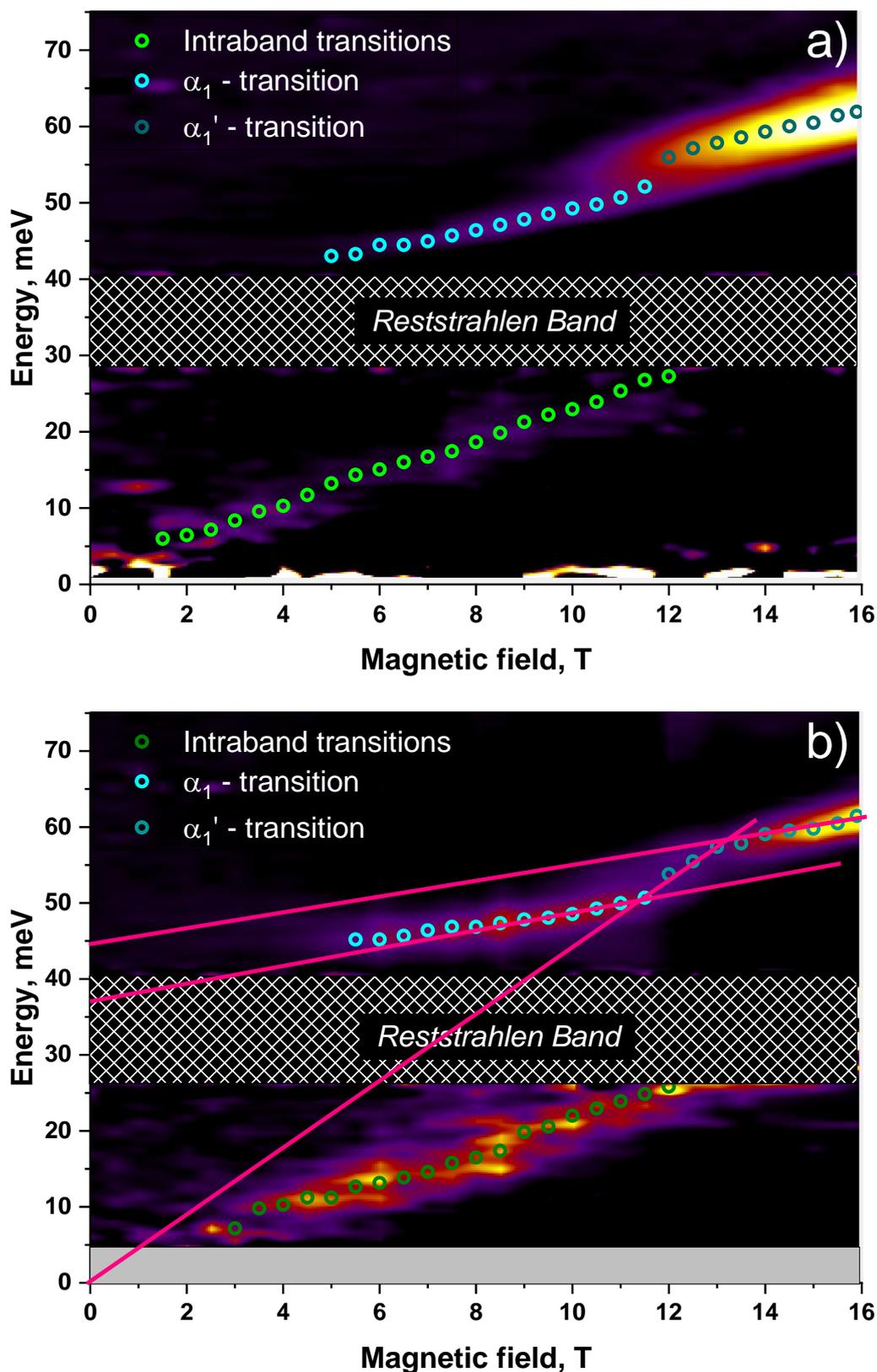


Рисунок 21 — а) Спектры МОП структуры V2808 при 10 К, б) Спектры МОП структуры V2808 при 50 К, представленные в виде цветовой карты. Положение минимумов линий поглощения отмечено цветными символами. Прямые линии иллюстрируют линейное продолжение энергии наблюдаемых переходов в область нулевого магнитного поля.

Во-первых, по мере уменьшения магнитного поля, когда энергия межзонного перехода приближается к полосе остаточных лучей, линия поглощения изгибается, отклоняясь в сторону более высокой энергии. Как обсуждалось в параграфе 2.4, изгиб линии может быть связан с электрон-фононным взаимодействием, либо объясняться оптическим артефактом, вызванным сингулярностью показателя преломления образца. Отличие наблюдаемого изгиба линии в двух образцах заключается в том, что изгиб линии поглощения образца  $\nu 2808$  более выражен при высокой температуре, в то время как у образца  $\nu 2561$  он практически исчезает при 100 К. Это можно объяснить различными изменениями положения уровня Ферми для этих двух образцов, что говорит в пользу «поляронной» гипотезы, поскольку диэлектрическая проницаемость более устойчива к изменениям зонной структуры образца.

Во-вторых, в магнитных полях выше 11 Тл линия поглощения разрывается, а ее амплитуда резко увеличивается. Для того, чтобы понять происхождение этого эффекта необходимо обратиться к расчетам энергии УЛ (см. рис. 20 (b)). Согласно расчетам, при магнитном поле 14 Тл начальный уровень перехода  $\alpha_1$  ( $n = 0$ ) пересекает второй нулевой УЛ ( $n = -2$ ). Как показывают предыдущие работы, в КЯ HgTe/CdHgTe, эти нулевые УЛ испытывают антипересечение (антикроссинг) вместо ожидаемого пересечения [105; 106; 114]. Для гетероструктур на основе  $A_{III}B_V$  антикроссинг нулевых УЛ ранее не наблюдался, так как из-за меньшей запрещенной зоны точка антикроссинга соответствовала более низким магнитным полям, при которых переходы из с нулевых УЛ не были видны.

Несмотря на то, что антикроссинг нулевых УЛ изучается уже более 8 лет, его происхождение до сих пор является предметом дискуссий. Наиболее распространенная гипотеза связывает его с отсутствием симметрии инверсии объема структур на основе HgCdTe. В то же время, как сообщается в недавнем исследовании, существуют убедительные доказательства того, что это фундаментальный эффект, связанный с многочастичным взаимодействием [115]. Тот факт, что аналогичный антикроссинг наблюдался в гетероструктурах  $A_{III}B_V$ , может оказать существенное влияние на ход данной дискуссии, но выходит за рамки настоящей работы.

Для того чтобы минимизировать влияние этих эффектов, запрещенная зона была определена путем экстраполяции энергии межзонного перехода в диапазоне от 7 до 11 Тл в область нулевого магнитного поля. Значение, полученное нами при 10 К, равно 35 мэВ и находится в хорошем согласии с теоретическим значением. Результаты при 50 К (см. рис. 21(b)) менее надежны из-за меньшего диапазона линейной зависимости энергии перехода,

лежащей между «поляронным изгибом» и точкой антикроссинга, но при одинаковых магнитных полях энергия максимума межзонных переходов при двух температурах отличается менее чем на 2 мэВ, что говорит о том, что для напряженных структур запрещенная зона не зависит от температуры аналогично ненапряженным ТКЯ.

Таким образом, результаты спектроскопии МОП напряженных ТКЯ показывают, что такие структуры имеют большую запрещенную зону по сравнению как с ТКЯ без деформации, так и с напряженными ДКЯ. Полученное значение щели находится в хорошем согласии с теорией, следовательно, подтверждает предсказанную зависимость зонного спектра от параметров гетероструктуры и предполагает, что в будущих экспериментах будет возможно достичь теоретического максимума запрещенной зоны, равного 60 мэВ [8].

## **2.7 Фотолюминесценция тройной квантовой ямы InAs/GaInSb/InAs с инвертированной зонной структурой**

Как отмечалось ранее, спектроскопия МОП позволяет определить разницу энергий между подзонами E2, E1 и H1 путем сравнения экспериментальных измерений с модельными расчетами. В то же время, данный метод является непрямым и полагается на точность используемой теоретической модели, которая ранее не применялась к структурам с инвертированным порядком зон. В то же время, энергии межзонных переходов при  $B = 0$  могут быть извлечены из данных спектроскопии ФЛ. Эксперименты показали, что в случае инвертированных трехслойных КЯ InAs/GaSb/InAs возможно наблюдать межзонную ФЛ между подзонами проводимости и валентной подзоной (H1 – E1, E2 – E1). Излучательные переходы между подзонами возможны, поскольку, в отличие от двухслойных КЯ InAs/GaSb, трехслойные структуры имеют прямую запрещенную зону. Дно зоны проводимости и потолок валентной зоны лежат в одной точке пространства импульсов, а разница энергий между ними меньше энергии оптических фононов в InAs и GaSb, что предотвращает интенсивную безызлучательную рекомбинацию носителей.

Для того, чтобы фотоны накачки эффективно генерировали неравновесные носители по мере прохождения излучения через полупроводник, их энергия должна превосходить ширину запрещенной зоны. Поскольку исследуемые гетероструктуры образованы большим количеством слоев, то в зависимости от энергии фотона неравновесные электрон-дырочные пары могут образовываться в одном или нескольких слоях структуры. На рис. 22 показана

энергетическая диаграмма образца v2561. Важным элементом исследуемых ТКЯ являются барьерные слои AlSb. Поэтому в зависимости от соотношения ширины запрещенной зоны в этих слоях и энергии фотонов накачки, неравновесные электрон-дырочные пары могут генерироваться либо непосредственно в ТКЯ, либо в окружающих барьерных слоях.

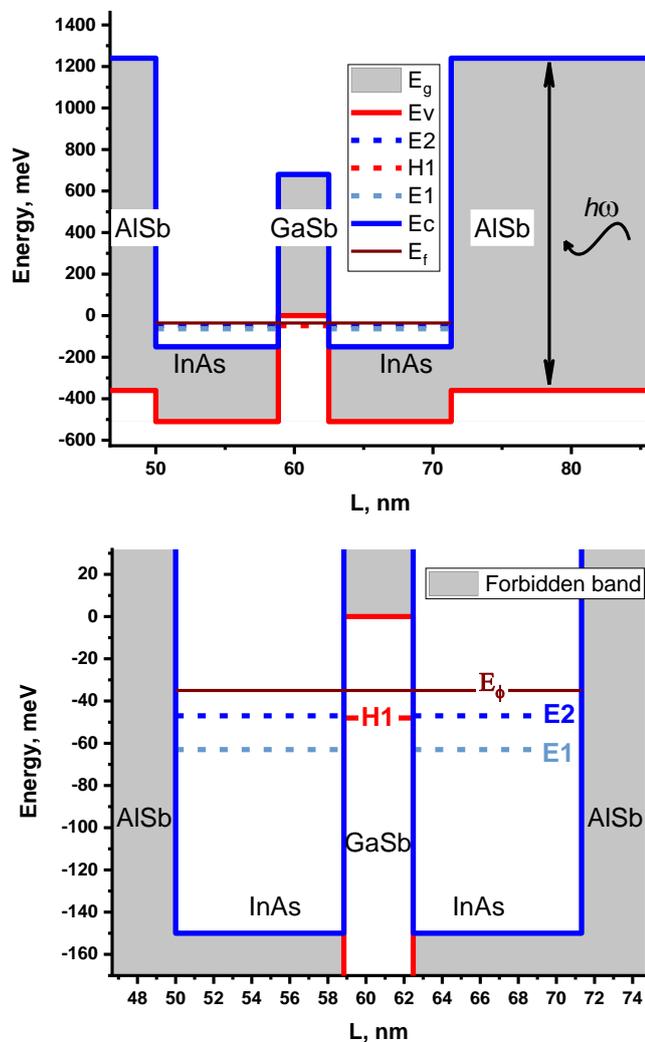


Рисунок 22 — а) Схема взаимного расположения краев зон в ТКЯ InAs/GaSb/InAs, окруженной барьерами из AlSb в инвертированном режиме. Серым цветом выделена запрещенная зона в объемных слоях InAs, GaSb и AlSb. Черная стрелка показывает энергию фотонов накачки в экспериментах по спектроскопии ФЛ. б) Взаимное расположение подзон E1, E2, H1 структуры v2561 относительно подзон проводимости и валентной зоны объемных полупроводников.

Поскольку коэффициент поглощения квантовых ям мал по сравнению с объемными слоями (его величина составляет порядка 1%), то наиболее оптимальной длиной волны возбуждающего лазера является такая длина волны, которая позволяет излучению

проникнуть в структуру на достаточную глубину и поглотиться вблизи КЯ. В ходе экспериментов использовалась квазинепрерывная накачка лазером, с длиной волны 800 нм, (1.55 мэВ в энергетических единицах), что близко к запрещенной зоне в слоях AlSb. Это позволяет добиться ситуации, в которой большая доля излучения поглощается в барьерных слоях в окрестности ТКЯ и за счет диффузии носителей создать высокую концентрацию неравновесных носителей в яме.

Недостатком данного подхода является то, что кроме непосредственных переходов в ТКЯ на спектре ФЛ могут наблюдаться оптические переходы непосредственно в барьерных слоях. Следует отметить, что большая часть линий фотолюминесценции отвечающих межзонным переходам в объемных слоях структуры и глубоким примесно-дефектным центрам лежит вне интересующего нас диапазона, расположенного до 60 мэВ, и поглощается в оптическом фильтре и светоделителе. Исключение составляют мелкие примесные центры, переходы с которых могут отражаться на спектрах.

Спектры ФЛ для температур 20 и 50 К, измеренные при мощности возбуждения 300 мВт, представлены на рис. 23. На вставке показана сила осциллятора оптических переходов между подзонами E2, E1 и H1 как функция квазимпульса в направлении (110).

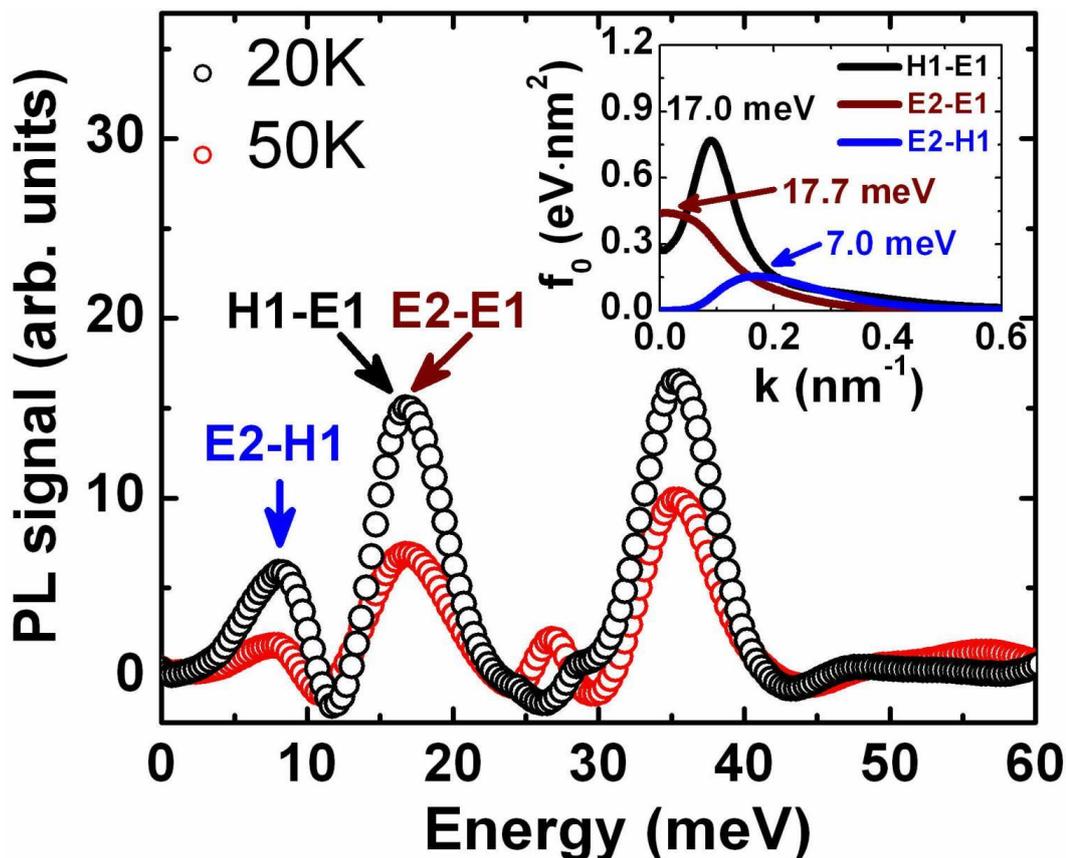


Рисунок 23 — Спектры ТГц фотолюминесценции структуры v2561, измеренные при температурах 20 К и 50 К, в геометрии «45 градусов». На вставке показаны расчеты силы осциллятора  $f_0 = \hbar^2 \overline{f_{osc}} / 2m_0$  для оптических переходов между подзонами E2, E1 и H1.

Числа на вставке соответствуют энергиям перехода при максимуме  $f_0$ .

Спектры, полученные под наклонным излучением накачки, показывают три хорошо разрешенные линии излучения, соответствующие энергиям 35 мэВ, 17 мэВ и 7.5 мэВ. Высокоэнергетическая линия, наблюдаемая примерно при 35 мэВ, соответствует люминесценции дефектов замещения Ga в GaSb буфере и покровном слое [116; 117]. Средняя линия ФЛ имеет энергию 16.5 мэВ и может быть относиться к переходам H1 – E1 и E2 – E1. Поскольку зоны E2 и H1 расположены близко по энергии (см. рис. 10), а сила осциллятора переходов H1 – E1 и E2 – E1 является сопоставимой, то мы не можем разделить переходы с этих уровней на спектрах ФЛ. Тем не менее, можно утверждать, что эта линия возникает вследствие межзонных переходов.

Энергия наиболее длинноволновой линии составляет 7.5 мэВ. Ее положение хорошо совпадает с энергией, соответствующей максимальному значению силы осциллятора перехода E2 – H1, поэтому мы предполагаем, что она может быть связана с межподзонным переходом E2 – H1. В то же время, следует отметить, что максимум силы осциллятора этого

перехода достигается при ненулевом значении квазиимпульса, но эти состояния быстро опустошаются, поскольку носители релаксируют ко дну подзоны. Это говорит о том, что линия при 7,5 мэВ имеет другую природу и может быть вызвана переходами с участием примесных состояний. Отметим, что наблюдаемые переходы E2 – H1 и E2 – E1 являются активными при поляризации вдоль оси роста, в то время как переход E1 – H1 в основном активен при поляризации параллельно плоскости КЯ.

Рис. 23 также демонстрирует, что повышение температуры до 50 К не изменяет положения линий излучения для переходов между подзонами E2, E1 и H1. Это означает, что энергетические щели между ними не зависят от температуры, что согласуется с результатами, полученными с помощью МС.

Спектр ФЛ структуры v2554, измеренный при температуре 20 К, представлен на рис. 24(b). В отличие от структуры v2561, на спектре структуры v2554 выражены только две линии ФЛ. Слабая высокоэнергетическая линия с энергией 35 мэВ соответствует люминесценции структурных дефектов в слоях GaSb. Интенсивность этой линии по сравнению с межподзонными переходами во второй структуре заметно меньше, чем в структуре v2561. Это связано с общим уменьшением количества GaSb в структуре, из-за замены GaSb буфера в структуре v2554 на AlSb, по причине которой дефекты могут находиться только в тонком покровном слое и буферной сверхрешетке.

Низкоэнергетическая линия ФЛ имеет сложную форму, поэтому мы считаем, что она образована сразу несколькими межподзонными переходами, чьи линии ФЛ перекрываются. Для определения энергий и интенсивностей линий ФЛ, отвечающих этим переходам, использовалось разложение экспериментально полученной линии ФЛ (открытые символы) на две функции Лоренца (сплошные кривые). Результаты разложения представлены на рис. 24(b) в виде сплошных кривых. Наилучшее согласие достигается при энергиях линий, равных 12.5 и 22 мэВ соответственно. Для идентификации наблюдаемых переходов нами были выполнены расчеты силы осцилляторов  $f_{osc}$  для дипольных переходов между подзонами E2, E1, H1 в зависимости от волнового вектора в плоскости КЯ (см. рис. 24(c)).

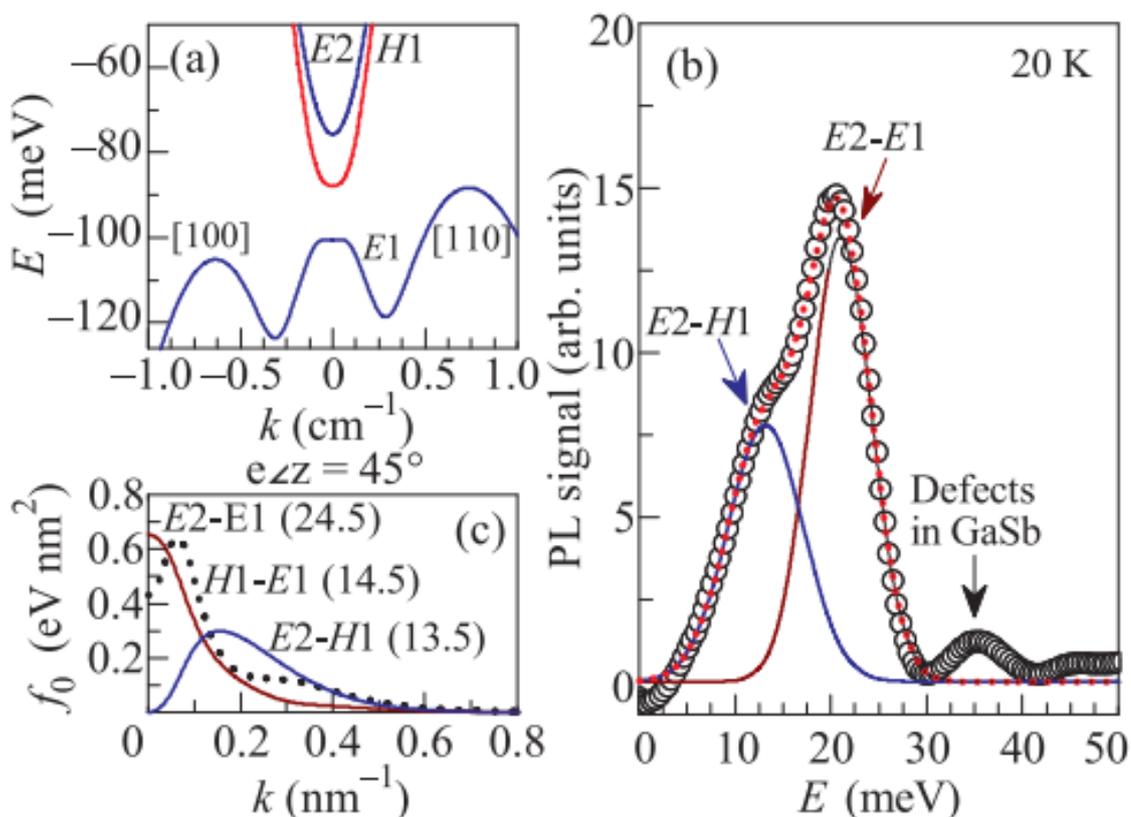


Рисунок 24 — а) – Зонная структура исследуемого образца. Законы дисперсии в подзонах электронного ( $E2$ ,  $E1$ ) и дырочного ( $H1$ ) типа представлены синими и красными кривыми соответственно, (b) – Спектр фотолюминесценции (открытые символы) и результаты подгонки формы линии двумя функциями Лоренца (сплошные и точечные кривые). (c) – Силы осцилляторов  $f_0$  для электродипольных переходов между подзонами как функции квазиимпульса вдоль кристаллографического направления  $[110]$ . Числа в скобках соответствуют энергии максимума силы осциллятора в мэВ. Точечная кривая отвечает переходу, не наблюдаемому в спектре ФЛ исследуемого образца

Положение правой линии ФЛ (коричневая кривая, рис. 24(b)) хорошо согласуется с энергией, соответствующей максимальному значению силы осциллятора для перехода между подзонами  $E2$  и  $E1$ . Положение левой линии ФЛ (синяя кривая, рис. 24(b)) соответствует энергии максимума силы осцилляторов сразу для двух переходов  $E2 - H1$  и  $H1 - E1$ . Отметим, что максимальные значения  $f_{osc}$  для переходов  $E2 - E1$  и  $H1 - E1$  сравнимы по величине, а отношение амплитуд линий ФЛ, полученных на основании разложения, соответствует отношению сил осцилляторов для переходов  $E2 - E1$  и  $E2 - H1$ . Это может быть связано с тем, что левая линия ФЛ отвечает переходу  $E2 - H1$ , в то время как линия ФЛ перехода  $H1 - E1$  в спектре отсутствует. Отсутствие этой линии в спектре

ФЛ говорит о существовании канала безызлучательной рекомбинации, связанного с перекрытием в  $k$ -пространстве зоны проводимости  $H1$  и валентной зоны  $E1$ . Последнее также подтверждается тем фактом, что линии ФЛ, отвечающие всем трем переходам  $E2 - E1$ ,  $E2 - H1$  и  $H1 - E1$  наблюдаются в образце  $v2561$  с инвертированной зонной структурой в котором перекрытие зон  $H1$  и  $E1$  отсутствует.

В то же время, интенсивность линии ФЛ определяется не только силой осциллятора, но и распределением неравновесных носителей. Как и в случае структуры  $v2561$  переход  $H1 - E1$  идет с состояний подзоны  $H1$ , которые быстро опустошаются за счет релаксации носителей на акустических фононах. Более того, магнитотранспортные измерения (с оговоркой, что они проводились в других экспериментальных условиях) показывают, что в исследуемой структуре уровень Ферми лежит глубоко в зоне проводимости, поэтому состояния подзоны  $E1$  заняты и внутризонный переход невозможен. С этой точки зрения более вероятно, что низкоэнергетическая линия отвечает переходу  $H1 - E1$ .

Таким образом, окончательный вывод о происхождении низкоэнергетической линии ФЛ не может быть сделан без дополнительных исследований. С другой стороны, проведенные измерения спектров терагерцовой ФЛ в обеих исследованных структурах содержат линию излучения, связанную с переходом  $E2 - E1$ . Сравнение амплитуды наблюдаемых линий ФЛ с теоретическими расчетами силы осцилляторов для межзонных и внутризонных переходов, может говорить о существовании канала безызлучательной рекомбинации, связанного с перекрытием зоны проводимости и валентной зоны в выращенном образце.

## 2.8 Заключение

Измерения ТКЯ  $InAs/GaSb/InAs$  и  $InAs/Ga_{0.65}In_{0.35}Sb/InAs$ , спроектированных для получения высокого значения инвертированной запрещенной зоны, подтверждают теоретически предсказанные значения запрещенной зоны и согласуются с расчетами, выполненными в рамках гамильтониана Кейна  $8 \times 8$ . В спектрах МП инвертированных ТКЯ обнаружены линии, соответствующие как внутризонным переходам в зоне проводимости, так и межзонным переходам, что свидетельствует об инверсии зон. Ширина запрещенной зоны ненапряженной структуры с ТКЯ  $InAs/GaSb/InAs$ , определенная по спектрам ФЛ, равна 16 мэВ. Результаты как ФЛ, так и МП подтверждают, что в диапазоне температур от

2 до 100 К запрещенная зона исследуемой структуры остается неизменной. Для гетероструктуры  $\text{InAs}/\text{Ga}_{0.65}\text{In}_{0.35}\text{Sb}/\text{InAs}$  значение щели, определенное по спектрам МП, достигает 35 мэВ и также не изменяется с температурой.

Наши результаты показывают, что изучение комбинации спектров ФЛ и МП, позволяет определить как величину запрещенной зоны, так и ее знак (порядок зон) ТКЯ. Отличительной чертой инвертированного порядка зон от нормального является наличие межзонных переходов в спектрах МП, которые отсутствуют в структурах с нормальным упорядочением полосы.

Исследование спектров МОП в напряженных гетероструктурах  $\text{InAs}/\text{Ga}(\text{In})\text{Sb}/\text{InAs}$ , выращенных на подложке  $\text{AlSb}$ , показывает, что изменение состава и толщины слоев позволяет перестраивать зонный спектр структуры ТКЯ от состояния бесщелевого двумерного полуметалла до топологический изолятора с запрещенной зоной, недостижимой в двойных квантовых ямах  $\text{InAs}/\text{Ga}(\text{In})\text{Sb}$ . Такие структуры являются перспективными кандидатами для экспериментальной демонстрации состояния КСЭХ при высоких температурах путем прямого наблюдения квантованной проводимости краевых каналов.

### Глава 3. Характеризация волноводных гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe методами инфракрасной спектроскопии

#### 3.1 Введение

В данной главе представлены экспериментальные результаты, обеспечивающие, в сопоставлении с модельными расчетами, диагностику параметров квантовых ям (КЯ) Hg(Cd)Te/CdHgTe, нацеленных на реализацию стимулированного излучения в среднем ИК диапазоне, в частности, в окне 7 – 18 мкм. Основными инструментами исследования являются спектроскопия ФЛ, в том числе с проходом по температуре образца; в ряде случаев данные ФЛ дополнены результатами магнитооптических исследований. Получаемые данные относительно ширины КЯ, остаточной доли кадмия  $x_{Cd}$  в КЯ и однородности формируемых массивов КЯ в зависимости от целевого дизайна и ростовых параметров исключительно важны для корректного проведения дальнейших исследований.

Основной целью характеристики гетероструктур с КЯ является определение ширины запрещенной зоны образца, поскольку даже небольшое отклонение от заданных параметров роста может привести к существенному сдвигу энергии фундаментального перехода и соответственно, длины волны СИ. При этом для наблюдения СИ необходимо, чтобы волноводные слои, которые используются для удержания моды, были выращены в соответствии с энергией (и, соответственно, длиной волны) межзонных переходов в КЯ. Кроме того, оптическая система должна быть настроена на требуемый диапазон.

Другой важной задачей является восстановление ростовых параметров КЯ, необходимых для расчета дисперсионных соотношений и вероятностей излучательной и безызлучательной рекомбинаций, которые имеют ключевое значение для анализа фундаментальных процессов, определяющих эффективность структуры для получения СИ. Понимание связи между параметрами структуры, рекомбинационными процессами и ее фотооткликом позволяет повышать рабочие характеристики структуры (критическая температура гашения СИ, максимальная длина волны, пороговая интенсивность накачки)

В ходе работы исследовались спектры ФЛ, МС и СИ волноводных гетероструктур на основе HgCdTe. Для определения зонных спектров исследуемых структур использовались расчеты дисперсионных зависимостей для электронов и дырок, выполненные В.Я

Алешкиным. Для расчета законов дисперсии носителей использовалась четырехзонная модель Кейна, которая отлично согласуется с экспериментом в КЯ HgTe [28; 77]. Рассматривались КЯ, выращенные на плоскости (013), поскольку они соответствуют экспериментальным образцам. Гамильтониан Кейна для таких квантовых ям приведен в работе [76]. При расчёте также учитывалось понижение симметрии на гетерогранице с помощью слагаемого Ивченко [118]. Для рассматриваемого случая явный вид этого слагаемого приведен в [119].

### 3.2 Исследованные образцы

Все волноводные структуры, исследованные в этой и следующей главах, были выращены в ИПФ СО РАН методом МЛЭ на полуизолирующей подложке GaAs с ориентацией (013) [120], на которой последовательно выращивались буферный слой ZnTe толщиной 50 нм, затем релаксированный буфер CdTe толщиной около 5 мкм и далее основная часть структуры (см. рис. 25). поверхность структуры зарощена тонким слоем CdTe толщиной 50 нм, который служит для стабилизации ртути внутри структуры.

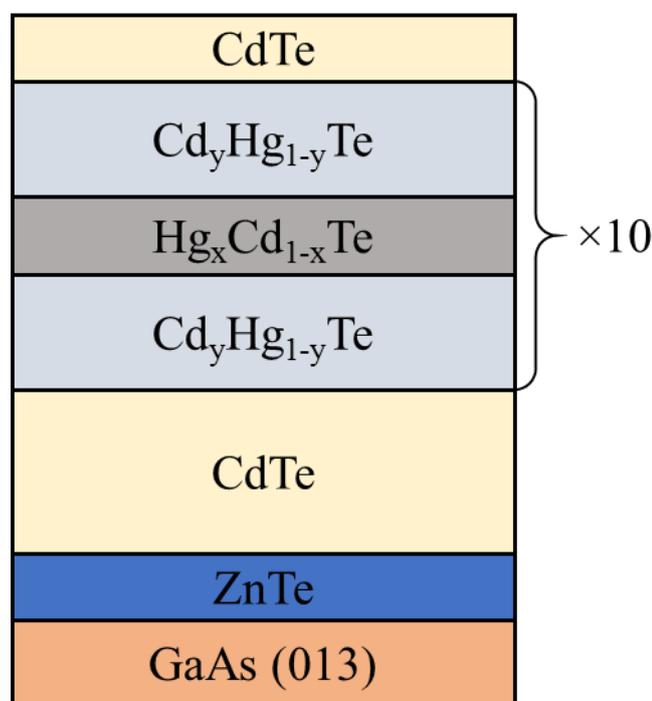


Рисунок 25 — Обобщенная схема роста исследуемых гетероструктур с КЯ.

Основная часть структуры состоит из активной области, которая представляется собой массив КЯ HgCdTe, разделенных туннельно непрозрачными барьерами с высоким (обычно около 65%) содержанием кадмия, и «волноводных слоев» — широких слоев CdHgTe, которые обеспечивают локализацию максимума TE<sub>1</sub> моды в окрестности активной области.

На рис. 26 приведена характерная ростовая схема волноводных структур (для структуры 170127). Параметры выращенных структур приведены в **Таблице 3**.

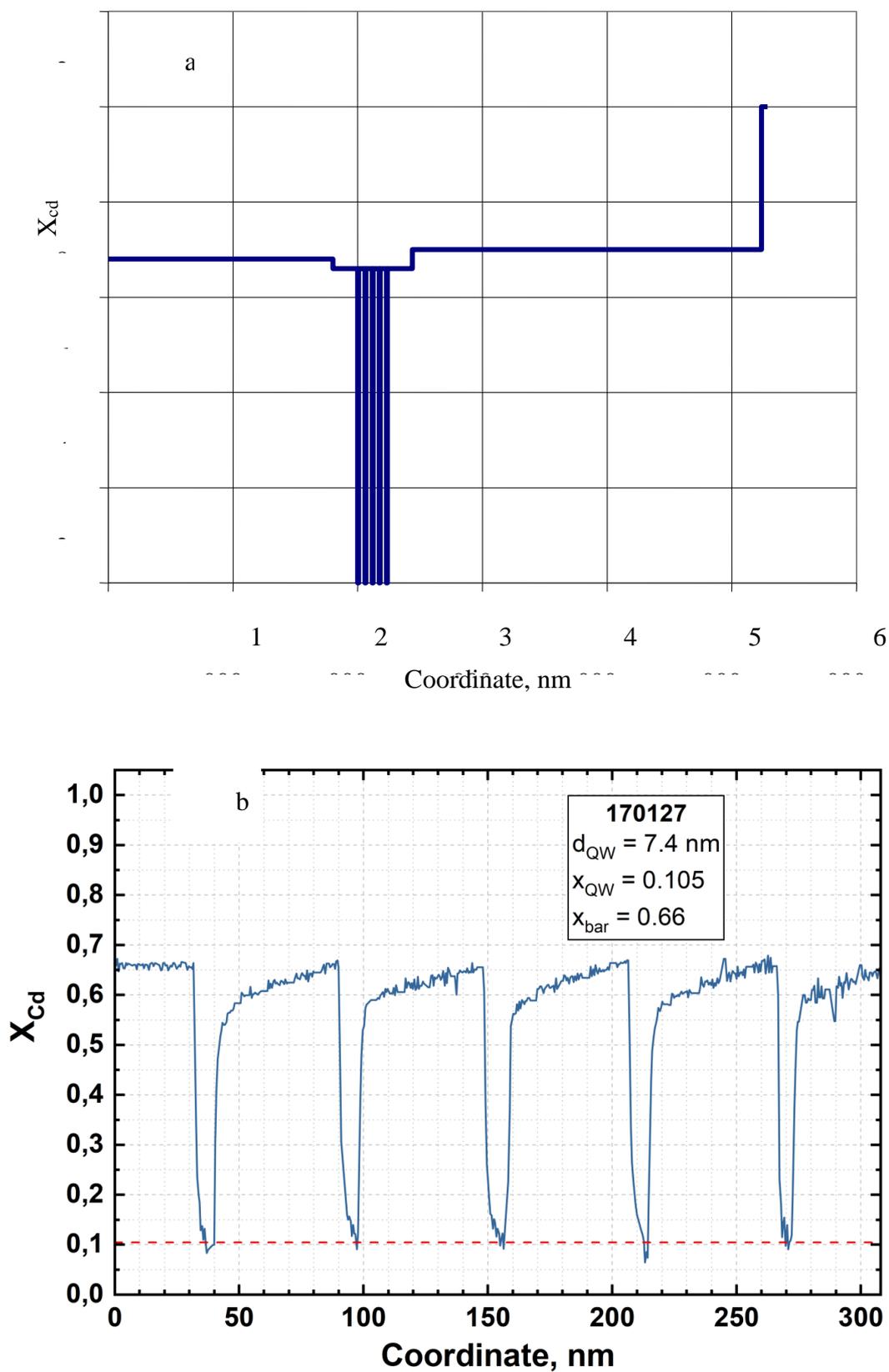


Рисунок 26 — а) Схематическое распределение содержания Cd в структуре 170127 (длина волны — 14 мкм). За начало отсчета берется точка окончания буферного слоя CdTe. б)

Профиль состава в окрестности активной области структуры 170127, измеренный в процессе роста.

Таблица 3 — Параметры исследуемых структур:  $d_{\text{buf}}$  – толщина волноводного слоя со стороны подложки;  $d_{\text{wg}}$  – толщина волноводного слоя со стороны поверхности;  $x_{\text{bar}}$  – содержание Cd ( $x_{\text{Cd}}$ ) в барьерах между КЯ;  $n_{\text{well}}$  – число КЯ в волноводном слое;  $d_{\text{well}}$  – толщина КЯ;  $x_{\text{well}}$  – содержание Cd в КЯ.

Образец	$d_{\text{buf}}$ (мкм)	$d_{\text{wg}}$ (мкм)	$n_{\text{well}}$	$x_{\text{bar}}$	$d_{\text{well}}$ (нм)	$x_{\text{well}}$
150120	1.1	1.9	5	0.58	3.65	0
161103	1.9	2.9	5	0.65	2.8	0
161111	1.7	2.7	1	–	100	0.265
161222	3.4	4.4	5	0.63	6.1	0
170126	1.8	2.8	10	0.66	7.6	0
170127	1.8	2.8	10	0.66	7.4	0
170202	2.7	3.47	5	0.60	3.85	0
180913	1.8	3.2	10	0.3	5.7	0

Важно отметить, что по мере увеличения длины волны для эффективной локализации моды требуются увеличивать толщину волноводных слоев. На длинах волн выше 18 мкм для реализации диэлектрического волновода требуется выращивать слои общей толщиной до 10 мкм. Это сложная задача с точки зрения технологии роста таких структур, поскольку при росте массива узких КЯ даже малое отклонение от заданной ширины ямы может привести к сильному изменению энергии перехода и скорость роста активной области во много раз меньше, чем для объемных слоев.

В рамках данной работы была отработана технология «быстрого» роста волноводных структур с КЯ, которая подразумевает высокую скорость роста и относительно низкую однородность состава твердого раствора волноводных слоев. Активная область, напротив, растится медленнее, но с более высокой точностью. Это обеспечивает общую скорость роста, соответствующую темпу роста объемных пленок HgCdTe (2 – 3 мкм/час). Исследования ФЛ и СИ показали, что качество таких структур не уступает остальным структурам серии.

### 3.3 Характеризация гетероструктур с КЯ HgTe/CdHgTe методом спектроскопии фотолюминесценции

Спектроскопия фотолюминесценции является универсальным базовым методом характеристики структур с КЯ HgTe/CdHgTe. Измерение спектров люминесценции не требует каких-либо дополнительных технологических шагов после непосредственно роста структур (таких, как нанесение токовых контактов в случае фотопроводимости), и напрямую дает информацию о ширине запрещенной зоны в формируемых гетероструктурах. Это исключительно важно для анализа получаемых лазерных структур с диэлектрическим волноводом; сопоставляя данные об энергии межзонных переходов в КЯ и расчетную структуру поля в волноведущем слое CdHgTe, можно сделать вывод об эффективности волновода, факторе оптического ограничения и, например, возможности «утекания» волноводной моды в подложку GaAs.

Для первичной характеристики и определения ширины запрещенной зоны волноводных гетероструктур использовались исследования спектров ФЛ при комнатной температуре. Эффективность данной методики для анализа гетероструктур с КЯ HgTe/CdHgTe определяется несколькими факторами. Во-первых, в структурах на основе HgCdTe наблюдается слабое температурное гашение ФЛ (по сравнению, например, с гетероструктурами с тройными КЯ InAs/GaSb/InAs). Для большинства гетероструктур сигнал ФЛ уменьшается при увеличении температуры от 10 до 300 К не более чем в 4 раза. Во-вторых, ширина запрещенной зоны в КЯ HgTe достаточно быстро увеличивается с температурой на (более чем на 0.2 мэВ/К, для всех исследованных структур). Благодаря этому, спектр ФЛ всех исследованных гетероструктур при комнатной температуре лежит в ближнем ИК диапазоне на длинах волн менее 10 мкм, что упрощает регистрацию спектров и позволяет использовать одну конфигурацию экспериментальной установки во всех экспериментах (**Таблица 1**).

При измерении спектров ФЛ при комнатной температуре образцы монтировались на алюминиевый теплоотвод, возбуждение осуществлялось непрерывным диодным лазером на длине волны 808 нм (мощность до 400 мВт), рассеянное излучение которого отсекалось от ФЛ исследуемых структур InAs или Ge фильтром. Результаты измерений представлены на рис. 27. Спектры всех исследуемых структур имеют характерную асимметричную форму, которая определяется плотностью состояний, распределением носителей и зависимостью матричного элемента оптического перехода от приведенной плотности состояний, а так же

оптическими свойствами гетероструктуры. Мы связываем полученные спектры с межзонными переходами носителей в КЯ, поскольку при высокой температуре локализованные состояния электронов неустойчивы.

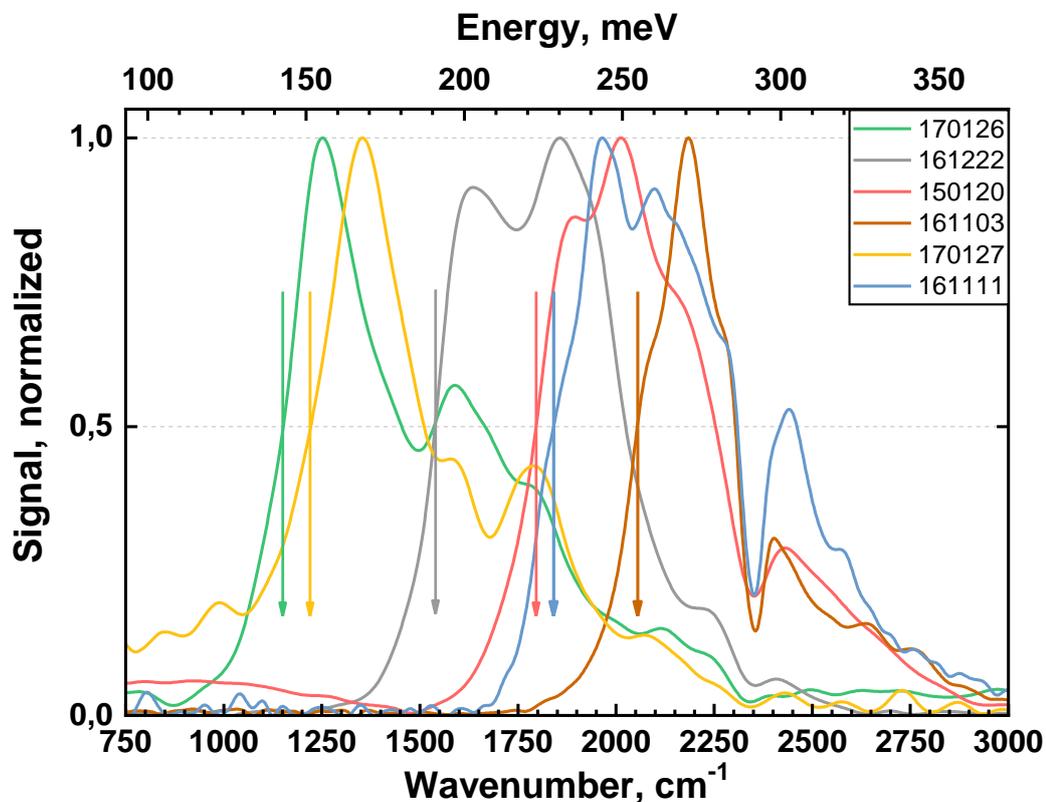


Рисунок 27 — Спектры ФЛ исследуемых структур при комнатной температуре. Спектры нормированы на максимальное значение. Провал в области  $2350 \text{ cm}^{-1}$  вызван атмосферным поглощением.

Для анализа полученных спектров удобно рассмотреть относительно узкую красную границу спектров отдельно от широкого коротковолновый край спектра ФЛ. Коротковолновый спадающий участок спектров имеет характерный масштаб  $300 - 500 \text{ cm}^{-1}$  и связан с экспоненциальным «хвостом» функции распределения носителей в структуре. В условиях равновесной ФЛ температура фотовозбужденных носителей равна температуре решетки, что говорит соответствует характерному масштабу затухания спектра  $300 \text{ K}$ ,  $\sim 200 \text{ cm}^{-1}$ . Такая ширина достигается лишь в коротковолновых образцах, что говорит о возможном разогреве носителей или участии возбужденных состояний в ФЛ более длинноволновых структур.

В случае слабого оптического возбуждения можно считать все состояния вблизи краев зон заполненными, поэтому на положение и форму длинноволновой границы спектра ФЛ

распределение носителей влияет слабо. Она определяется в первую очередь плотностью состояний в гетероструктуре. В однородной квантовой яме с идеально гладкими гетерограницами в пределе низких температур плотность состояний представляет собой ступенчатую функцию, однако, в реальных структурах наблюдается уширение уровней размерного квантования, которое приводит к размытию длинноволнового края спектра ФЛ. К уширению уровней приводят как внешние (фундаментальные), так и внутренние факторы. К внутренним факторам относится шероховатость гетерограниц и неоднородность состава твердого раствора. Основным фундаментальным механизмом уширения является взаимодействие носителей с фононами. Дополнительное уширение спектра ФЛ в исследуемых структурах вызвано разбросом параметров КЯ (ширины, состава твердого раствора) между различными ямами и по площади структуры. Совокупность этих механизмов приводит к тому, что красная граница ФЛ в исследуемых гетероструктурах обладает ненулевой шириной, которая при комнатной температуре составляет  $\sim 30 - 40$  мэВ.

Как правило, в качестве значения оптической ширины запрещенной зоны в гетероструктурах выбирается положение максимума сигнала ФЛ. В то же время, поскольку в исследуемых структурах используется несколько КЯ, а так же может присутствовать неоднородность параметров КЯ по площади, то часть спектра, лежащая по энергии ниже максимума, также может относиться к межзонным переходам в части структуры, что косвенно подтверждается возникновением СИ именно на низкоэнергетическом краю спектра ФЛ. Поэтому в рамках характеристики волноводных гетероструктур в качестве среднего значения ширины запрещенной зоны выбиралось положение середины нарастающего фронта линии ФЛ, которое отмечено на рис. 27 стрелками. Это приводит к тому, что погрешность измерений в этом случае составляет  $15 - 20$  мэВ, и, несмотря на простоту и универсальность измерений ФЛ при комнатной температуре, точность указанной методики может быть недостаточной при исследовании длинноволновых структур. Это определяет необходимость проведения низкотемпературных измерений ФЛ.

По мере уменьшения температуры структуры влияние уширения уровней размерного квантования за счет взаимодействия с фононами уменьшается, что приводит к уменьшению ширины нарастающего участка спектра ФЛ и повышает точность измерения запрещенной зоны. Так, на рис. 28 представлены измерения, проведенные при температуре 8 К. Как можно увидеть, линии ФЛ всех структур сдвинулись в область больших длин волн, а их ширина уменьшилась, при этом форма линий ФЛ стала более симметричной, поскольку

ширина спектра при низких температурах в большей степени определяется неоднородностью структуры.

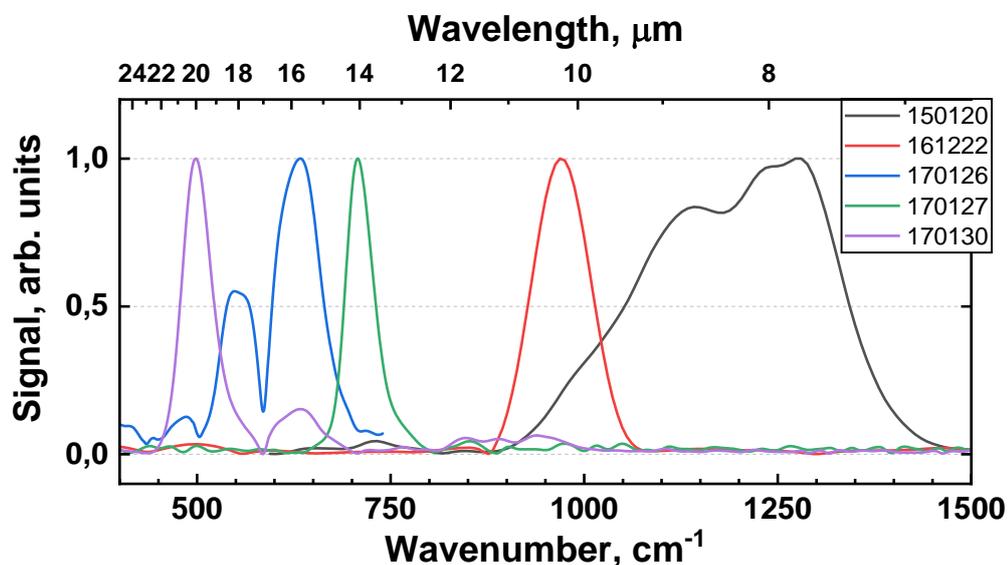


Рисунок 28 — Спектры ФЛ исследуемых структур при температуре 8 К. Спектры нормированы на максимальное значение.

Несмотря на то, что наименьшая ширина линий ФЛ во всех исследуемых структурах достигается при температуре 8 К, для однозначного определения ширины запрещенной зоны в ряде случаев необходимо проводить дополнительные измерения. Это связано с тем, что при низких температурах на спектрах проявляются переходы между локализованными состояниями носителей, в частности, переходы с участием примесных уровней. В этом случае эффективным методом определения межзонных переходов является сравнение спектров, измеренных при различных температурах. Так, на рис. 29. приведены спектры ФЛ образца 170126 при двух температурах — 8 и 45 К. За счет большой ширины КЯ (~7.6 нм) ФЛ этого образца лежит в «длинноволновом» диапазоне ( $\lambda > 15$  мкм) и при температуре 8 К образована двумя линиями, расположенными вблизи 67 и 78 мэВ. Это порождает неоднозначность при определении ширины запрещенной зоны структуры, в зависимости от того, какая из этих линий соответствует межзонной ФЛ.

Увеличение температуры до 45 К приводит к тому, что низкоэнергетическая линия исчезает, и на спектре остается только ФЛ в диапазоне 70 – 85 мэВ. Подобная температурная эволюция спектра говорит о том, что высокоэнергетичная линия не связана с межзонными переходами, поскольку ее положение не меняется с температурой. На этом основании можно сделать вывод, что межзонным переходам при температуре 8 К

соответствует линия вблизи 65 мэВ, (длина волны излучения вблизи 18 – 19 мкм), которая с ростом температуры сдвигается в коротковолновую область и перекрывается со второй линией, лежащей в диапазоне 70 – 80 мэВ. На рис. 29 синяя стрелка обозначает положение левого края линии межзонной ФЛ, которое использовалось для определения ширины запрещенной зоны в структуре. Красной стрелкой показано предполагаемое положение края межзонной ФЛ при температуре 45 К, полученное в результате интерполяции значений, полученных при 8 К и 300 К.

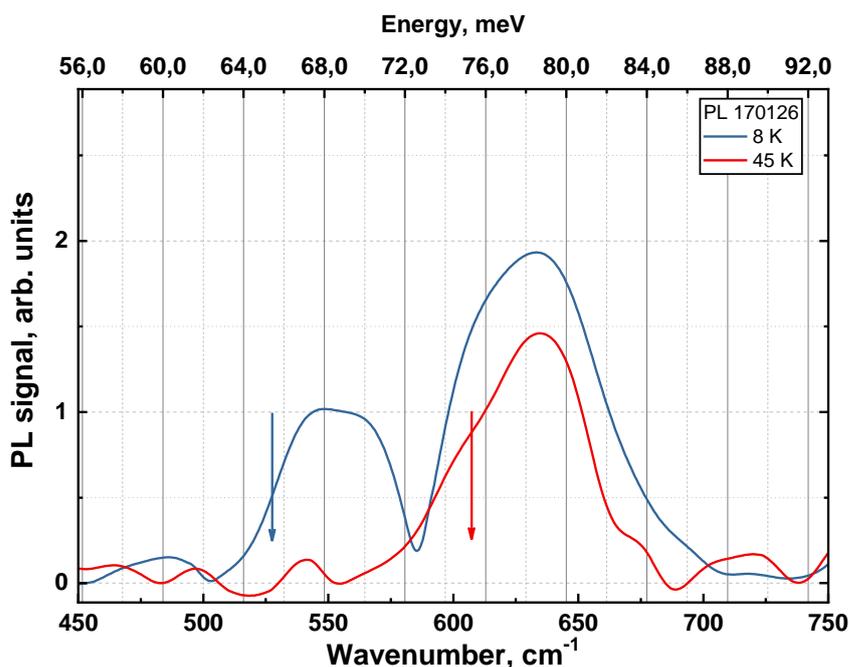


Рисунок 29 — Спектры спонтанной ФЛ образца 170126, измеренные при различных температурах в условиях непрерывной накачки образца диодным лазером с длиной волны 808 нм. Спектры не нормированы. Стрелками показано предполагаемое спектральное положение межзонных переходов в КЯ.

Следует сказать, что природа линии ФЛ вблизи 70 – 80 мэВ к настоящему времени не установлена однозначно. Тот факт, что с увеличением температуры образца спектральное положение данной линии остается практически неизменным позволяет предположить, что она связана с переходами с примесных уровней. Кроме того, на ее «примесную» природу указывает и присутствие линий ФЛ с такой же энергией в других образцах серии. Так, на рис. 28 можно увидеть, что спектр ФЛ образца 170130 также образован двумя линиями, одна из которых лежит в диапазоне 70 – 80 мэВ.

Таким образом, основными преимуществами высокотемпературных исследований ФЛ является эффективная «отстройка» от спектральных особенностей, ярко выраженных в низкотемпературных спектрах ФЛ, которые могут перекрываться по спектральному положению с полосами межзонной ФЛ, и исказить оценки ширины запрещенной зоны. Таблица 4 содержит данные о наблюдаемых значениях ширины запрещенной зоны в обоих случаях. В среднем для исследованных структур сдвиг левого (низкоэнергетического) края линии ФЛ при изменении температуры от 300 до 8 К составляет  $\sim 78$  мэВ и не проявляет зависимости от ширины запрещенной зоны исследуемой структуры. Более того, имеющиеся различия параметров КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe (см. табл. 5) относительно слабо влияют на температурный ход ширины запрещенной зоны, который равен  $0.27 \pm 0,05$  мэВ/К. Это позволяет оценить ширину запрещенной зоны структуры при любой температуре по единственному спектру ФЛ, полученному при комнатной температуре. Благодаря этому, первичная (грубая) характеристика структур может быть выполнена без использования криогенной установки.

Таблица 4 — Значения оптической ширины запрещенной зоны в исследуемой серии гетероструктур, полученные по спектрам ФЛ при температурах 300 К и 8 К. В третьей колонке показано наблюдаемое изменение ширины запрещенной зоны.

Образец	Оптическая ширина запрещенной зоны при 300 К, мэВ	Оптическая ширина запрещенной зоны при 8 К, мэВ	Изменение ширины запрещенной зоны, мэВ
150120	223	130	92
161103	254	183	71
161222	190	114	76
170126	142	65	77
170127	139	85	66
170130	144	59	85
180913	174	82	91

На рис. 30 проводится сравнение температурной эволюции спектров стационарной ФЛ двух структур с близкими значениями энергии межзонных переходов (150120 и 161222) в диапазоне температур  $T = 10 - 270$  К. Для этих структур удастся проследить всю температурную эволюцию спектров ФЛ в рамках одного эксперимента без внесения изменений в оптическую систему. Для наиболее длинноволновых из исследованных структур это сделать невозможно, поскольку вариация ширины запрещенной зоны с температурой, составляющая  $\sim 75$  мэВ в диапазоне температур  $T = 10 - 300$  К, сопоставима

со значением ширины запрещенной зоны, и соответствующее сильное изменение длины волны излучения с температурой требует замены фотоприемника.

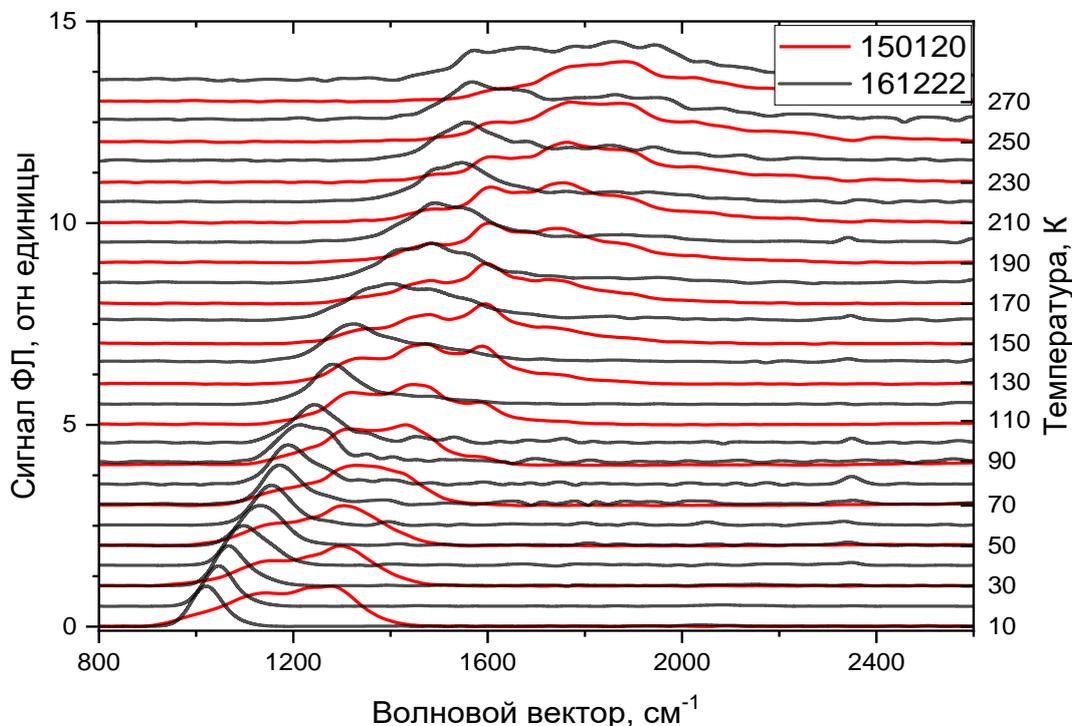


Рисунок 30 — Спектры межзонной ФЛ образцов 150120 и 161222. Температура, соответствующая различным измерениям, отображается путем вертикального смещения графиков, отмечена на правой оси.

При гелиевых температурах обе рассматриваемые структуры излучают в области длин волн вблизи 10 мкм, и положение низкоэнергетического края в спектрах ФЛ для этих структур практически совпадает. При более чем двукратной разнице в ширине КЯ, это обусловлено различным фоновым содержанием кадмия в КЯ ( $x_{Cd}$ ) (см. табл. 5). При этом разница ширины КЯ приводит к значительному различию ширины наблюдаемых линий ФЛ. Этот эффект особенно заметен при криогенных температурах (менее 77 К) и может быть объяснен флуктуациями ширины КЯ, которые в случае более узких КЯ (образец 150120) вносят значительно больший вклад в размытие энергии межзонных переходов. С ростом температуры возрастает роль фундаментального уширения линии, связанного с взаимодействием с фонами, и влияние неоднородности структуры становится менее выраженным. Этот результат говорит о том, что лучшая однородность слоев достигается в более широких КЯ (до той степени, пока решающую роль не станут играть уже флуктуации

состава материала КЯ). Это обстоятельство необходимо учитывать при проектировании активной области волноводных структур, оптимальные дизайны которых должны соблюдать баланс однородности материала КЯ и высокой эффективности излучательной рекомбинации.

Профили состава КЯ образцов 150120 и 161222, восстановленные по данным *in-situ* эллипсометрии, приведены для сопоставления на рис. 31. Видно, что в образце 150120 величина  $x_{Cd}$  близка к 0 %, а в образце 161222 она превышает 10 %. Столь большой возможный разброс в остаточной концентрации кадмия в номинально бинарных HgTe КЯ обосновывает необходимость не только определения ширины запрещенной зоны волноводных структур, но и точного измерения величины  $x_{Cd}$ . Как правило, в номинально «чистых» HgTe КЯ остаточная доля кадмия может составлять, в силу особенностей технологии роста гетероструктур Hg(Cd)Te/CdHgTe, до 10 – 12 %. В то время как предварительная характеристика профиля формируемых КЯ и оценка доли кадмия в них может производиться *in situ*, с использованием методики эллипсометрии, уточнение параметров КЯ на основании оптических измерений является не менее важным шагом.

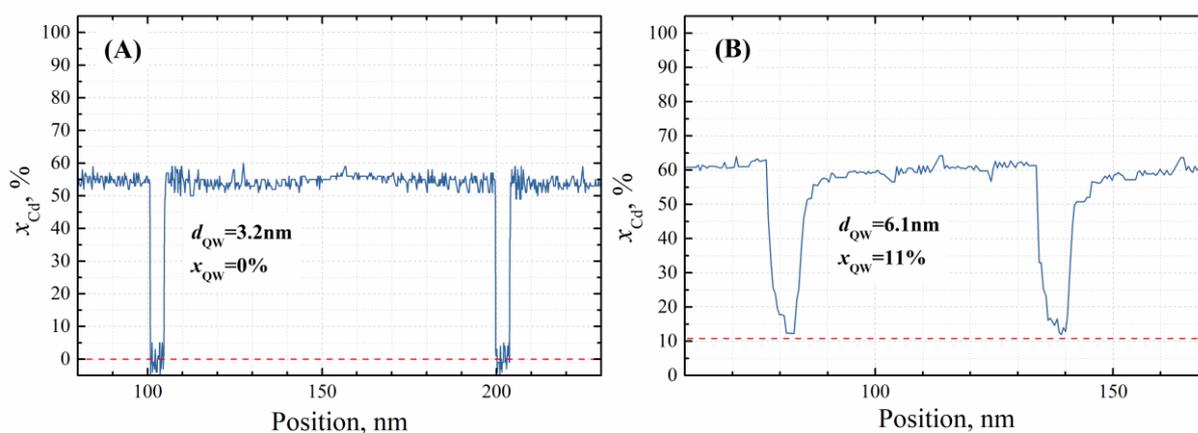


Рисунок 31 — Профили состава КЯ для образцов а) 150120 и б) 161222. Приведенные профили восстановлены на основании анализа данных эллипсометрии и измерений по методике вторично-ионной масс-спектрометрии. Пунктиром отмечен минимальный уровень [Cd] в выращенных КЯ.

Определение величины  $x_{QW}$  по положению линии ФЛ требует, в рамках простейшей модели, хорошо определенного значения ширины КЯ, которое не всегда возможно узнать с нужной точностью исходя лишь из ростовых параметров. Данные эллипсометрии [121] указывают, что толщина интерфейсных слоев на гетерограницах HgTe/CdHgTe может составлять заметные доли от ширины самой КЯ.

Первичные выводы относительно содержания кадмия в КЯ в рамках оптической *ex situ* характеристики структур, можно сделать из температурного хода линии ФЛ. Как показывает рис. 30, температурный сдвиг линии ФЛ слабее для образца с большей величиной  $\alpha_{QW}$  (~0.22 мэВ/К для структуры 161222, в сравнении с ~0.29 мэВ/К для структуры 150120 с «чистой» HgTe КЯ). Это объясняется сильной зависимостью скорости температурного роста запрещенной зоны от состава твердого раствора HgCdTe. Так, для объемной пленки из чистого HgTe она составляет 2 мэВ/К, а в пленке с составом  $x_{cd} = 50\%$  падает фактически до 0. Благодаря этому, энергия основного перехода в КЯ с различным содержанием кадмия по-разному изменяется с температурой.

Для однозначного восстановления ростовых параметров КЯ (ширины и состава) по температурной эволюции спектра ФЛ необходимо знать содержание кадмия в барьерных слоях, которое может быть сделано на основании спектров пропускания, спектров фотопроводимости или спектров ФЛ в широком спектральном диапазоне, захватывающем оптические переходы в барьерных слоях. В то же время, из расчетов зонного спектра гетероструктур с КЯ следует, что небольшие отклонения параметров барьера слабо влияют на зонный спектр КЯ. Так, в структуре с содержанием кадмия в барьерах 66%, уменьшение состава барьера на 1% приводит к изменению ширины запрещенной зоны на 0,5 мэВ. Для сравнения, уменьшение содержания кадмия в КЯ на с 10 до 9% приводит к уменьшению запрещенной зоны на 12 мэВ. Поэтому при определении параметров активной области использование значений состава барьеров, измеренных *in-situ* в процессе роста не приводит к существенным ошибкам в описании исследованных структур.

Таким образом, спектры ФЛ позволяют определить ширину запрещенной зоны в структуре, а исследование их температурной зависимости дает представление о ростовых параметрах КЯ. В то же время, следует сказать, что измерения содержания кадмия по эволюции спектров ФЛ в целом носят качественный характер, поскольку наблюдаемое различие в положении линий составляет при комнатной температуре порядка 25 – 30 мэВ при ширине линии ФЛ более 50 – 80 мэВ. Данная методика не обладает достаточной точностью для корректного описания закона дисперсии носителей заряда в КЯ. Расчеты зонного спектра в «длинноволновых» структурах показывают, что даже относительно небольшое (на уровне 3 – 4%) различие в величине  $\alpha_{QW}$  может существенно изменить вид дисперсионной кривой для дырок в КЯ.

Значительно лучшей точности определения параметров КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe, которая требуется для расчета скорости излучательных и безызлучательных процессов, можно

добиться на основе сопоставления результатов измерений и расчетных данных не только для основного перехода в КЯ, но и для переходов с участием возбужденных состояний. Прямое наблюдение таких переходов в спектрах ФЛ практически невозможно за счет быстрой межподзонной релаксации фотоносителей в состояния основных подзон размерного квантования. По этой причине спектроскопия ФЛ подходит в большей степени для быстрой предварительной диагностики структур, а детальная характеристика КЯ может быть выполнена другими методиками, такими как спектроскопия МОП.

### **3.4 Характеризация гетероструктур с КЯ HgTe/CdHgTe методом спектроскопии магнитооптического поглощения**

Измерение спектров МОП является, по-видимому, одним из наиболее информативных подходов к характеристике гетероструктур с КЯ HgTe/CdHgTe. Спектры МОП отражают все возможные электронные переходы; при этом наблюдаемые спектральные особенности могут быть более ярко выражены, чем в случае ФЛ, а интенсивность переходов возрастает с приложенным магнитным полем, что существенно упрощает регистрацию «возбужденных» переходов в КЯ. Типичная картина МОП, измеренная Л.А. Бовкуном в лаборатории сильных магнитных полей (Гренобль) для образца с 5 КЯ HgTe/CdHgTe номинальной ширины 7.8 нм (170130) приведена на рис. 32.

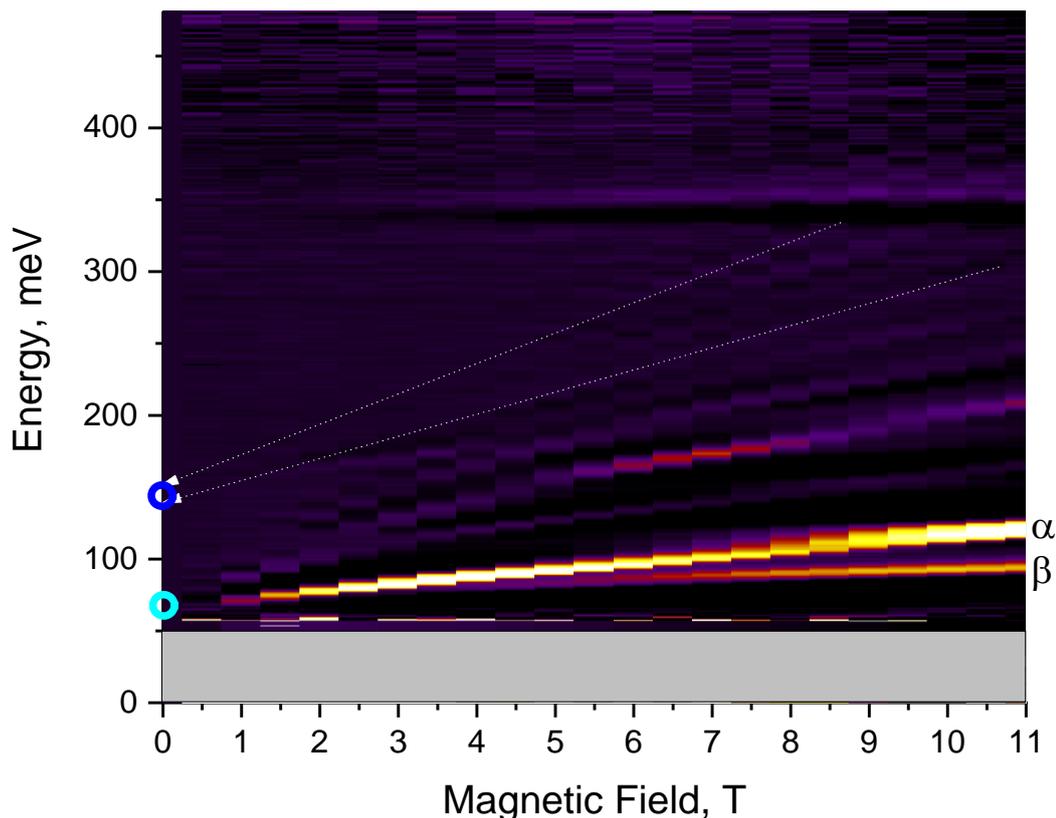


Рисунок 32 — Спектры МОП в образце 170126 (цветовая карта). Измерения проводились при температуре  $T = 4.2\text{К}$  в диапазоне магнитных полей от 0 до 11 Тл. Символами на оси ординат указаны точки, в которые сходятся наблюдаемые серии линий поглощения, соответствующие энергиям основного и возбужденного переходов в нулевом магнитном поле.

На рис. 32 четко прослеживаются несколько серий линий, соответствующих как основным, так и возбужденным переходам в КЯ. Наиболее интенсивные линии (обозначенные  $\alpha$  и  $\beta$ ) соответствуют переходам с участием основных состояний электронов и дырок в КЯ; при этом пик поглощения в нулевом магнитном поле ( $\sim 70$  мэВ) соответствует положению линии ФЛ ( $\lambda \sim 19$  мкм) в данном образце при гелиевых температурах. В то же время, подобное значение ширины запрещенной зоны явно не соответствует ожидаемому с учетом заложенных ростовых параметров КЯ. Так для гетеропары  $\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ , критическая ширина КЯ, то есть ширина, при которой структура становится бесщелевой составляет всего 6.3 нм. Структура, соответствующая параметрам образца 170130 должна иметь ширину запрещенной зоны менее 20 мэВ и инвертированный порядок зон (см. [122]).

Поскольку ширина КЯ, согласно данным эллипсометрии [120], имеет наибольший относительный разброс (до 0.5 нм при ширине ямы до 8 нм), то ее использование в качестве

подгоночного параметра при моделировании структуры вступает в наименьшее противоречие с данными *in-situ* характеристики. Исходя из этого, в работе [123] мы полагали, что расхождение между модельными расчетами, выполненными на основании заложенных ростовых параметров КЯ и наблюдаемой магнитооптической картиной вызвано ошибкой в определении ширины КЯ и «трапецевидной» формой ямы. Это предположение позволяет добиться правильного значения запрещенной зоны, но приводит к достаточно сильному отклонению от заложенных ростовых параметров. Наилучшее соответствие между теорией и наблюдаемыми линиями МОП было достигнуто в яме из HgTe с шириной ямы равной 3.5 нм у основания и 6 нм на уровне барьеров. Результаты МОП структуры 170130 в виде цветовой карты и наложенные энергии переходов показаны на рис. 33(а). Измерения были выполнены в магнитных полях до 5 Тл, а при анализе данных основное внимание уделялось лишь наиболее интенсивным линиям поглощения.

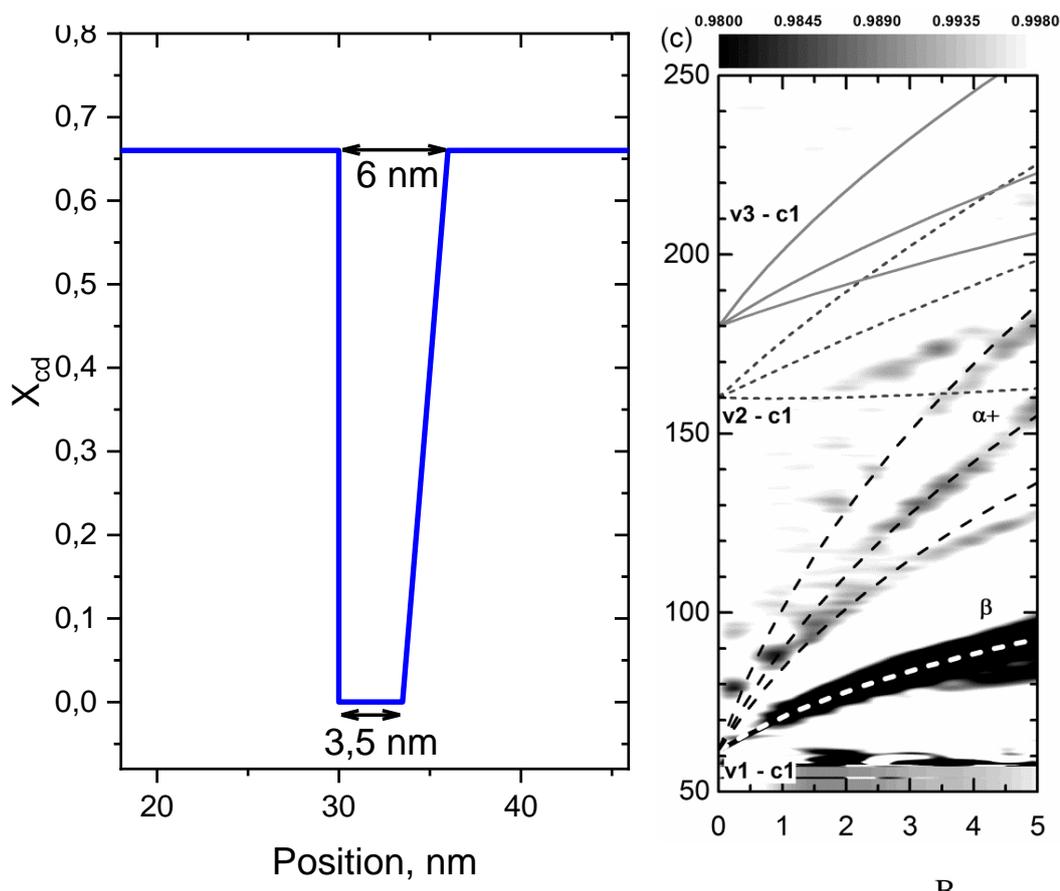


Рисунок 33 — а) Схематичное изображение профиля состава КЯ, используемого в расчетах: нижнее основание трапеции – 3.5 нм, верхнее основание трапеции — 6 нм. Параметры КЯ, были определены путем подгонки  $\beta$ -линии спектров МОП б) Спектры МОП в образце 170130 с рассчитанными переходами, наложенными на цветовую карту.

Несколько переходов с наибольшими матричными элементами показаны для «трапецевидного» профиля КЯ. Рисунок приведен из работы [123]

Как видно из рис. 33 (b), модель «трапецевидной» КЯ позволяет добиться хорошего согласия между экспериментальными данными МОП и расчетами для переходов между УЛ, относящимся к основным подзонам валентной зоны и зоны проводимости ( $c_1$  и  $v_1$ ). В то же время, эта модель предсказывает завышенную энергию для переходов между верхними подзонами размерного квантования. Так, на рис. 33 (b) можно увидеть, что при стремлении магнитного поля к нулю расчетная энергия перехода  $v_2 \rightarrow c_1$  больше наблюдаемого значения на 20 мэВ, а высокоэнергичные линии поглощения не согласуются с расчетными энергиями переходов между УЛ.

Рассмотрение КЯ с различным профилем показало, что ошибка в энергии перехода  $v_2 \rightarrow c_1$  не может быть полностью устранена только за счет вариации ширины и профиля КЯ, в рамках рассмотрения «чистой» HgTe КЯ, не содержащей остаточного кадмия. На рис. 34 приведено сопоставление данных эксперимента с результатами модельных расчетов для некоторых возможных вариаций профиля КЯ.

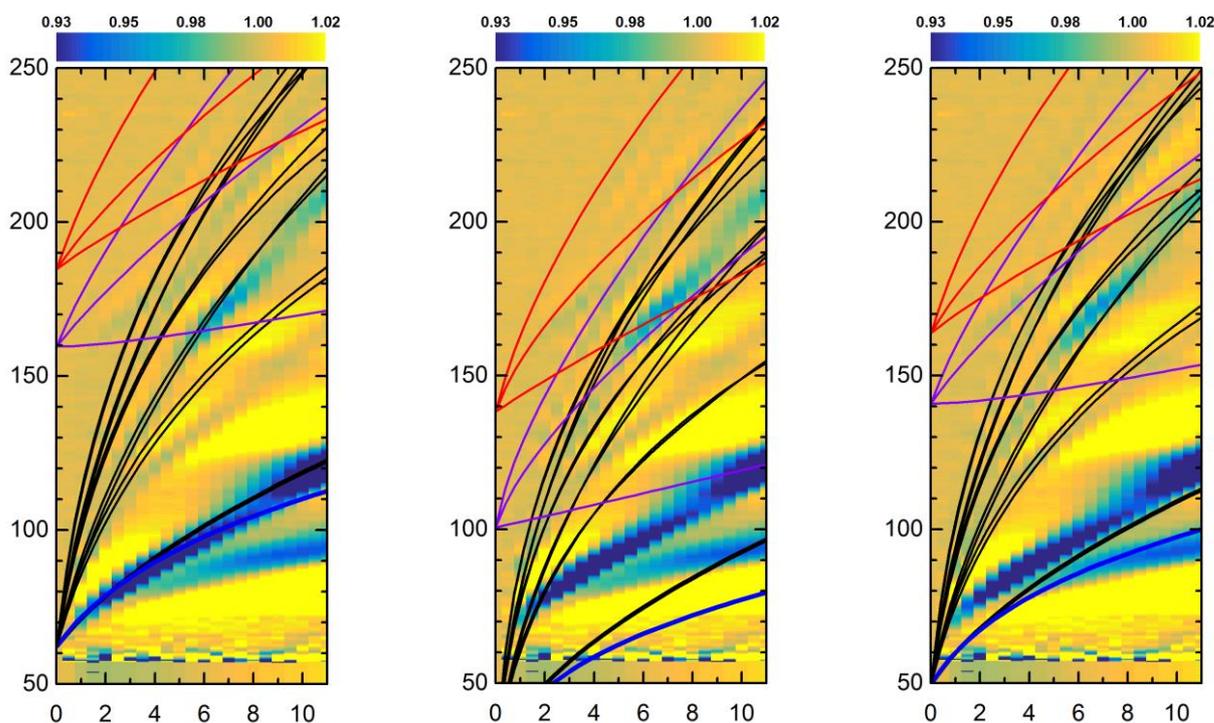


Рисунок 34 — Спектры МОП в образце 170130 (цветовая карта) в сопоставлении с результатами моделирования (линии) для следующих профилей КЯ: прямоугольная HgTe

КЯ шириной 4.4 нм (рис. *a*, слева); (КЯ с «наклонными стенками» – трапециевидный профиль с шириной 4.4 нм у основания (по уровню  $x_{QW} = 0$ ) и 6.9 нм (по уровню  $x = x_{barr}$  (рис. *b* посередине) КЯ с «наклонными стенками» – с шириной 3 нм у основания (по уровню  $x_{QW} = 0$ ) и 6.9 нм (по уровню  $x = x_{barr}$ ) (рис. *c*, справа).

Данный результат подтверждается анализом полной картины линий поглощения в магнитных полях до 11 Тл. На рис. 32 обозначены две яркие линии межзонных переходов  $\alpha$  и  $\beta$ , энергия которых наиболее медленно растет с магнитным полем, отвечающие переходам с участием нулевых УЛ. Сопоставление расчетных энергий перехода в зависимости от величины магнитного поля с полученным в эксперименте наклоном линий поглощения представлено на рис. 34. Как можно увидеть, расчетные значения энергии переходов плохо согласуются с положением линий поглощения. Более того, согласно расчетам, самым низкоэнергетичным межзонным переходом является переход  $\alpha^-$  (синяя кривая на рис. 34), поэтому линии поглощения, лежащие ниже нее по энергии, не соответствуют никаким предсказанным теорией переходам. В то же время, на рис. 34 видно, что рамках модели бинарной HgTe КЯ одна из наиболее интенсивных линий поглощения, энергия которой при  $B = 11$  Тл составляет 90 мэВ, лежит ниже перехода  $\alpha^-$ . Таким образом, данные МОП однозначно указывают на наличие в КЯ остаточного кадмия в достаточно высокой концентрации.

Имея полную картину линий поглощения, можно с хорошей точностью определить параметры КЯ; результат «подгонки» приведен на рис. 35. Согласие результатов моделирования с данными эксперимента достигается для КЯ шириной 7.8 нм (что соответствует ростовым данным) с прямоугольным профилем и долей кадмия в КЯ  $x_{QW} = 8\%$ . При этом наблюдаемые энергии переходов в нулевом магнитном поле ( $E_1 \sim 70$  мэВ и  $E_2 \sim 140$  мэВ) близки к расчетным значениями для электронных переходов с участием основного состояниями дырок в КЯ ( $v_1 \rightarrow c_1$ ) и возбужденного ( $v_2 \rightarrow c_1$ ), соответственно.

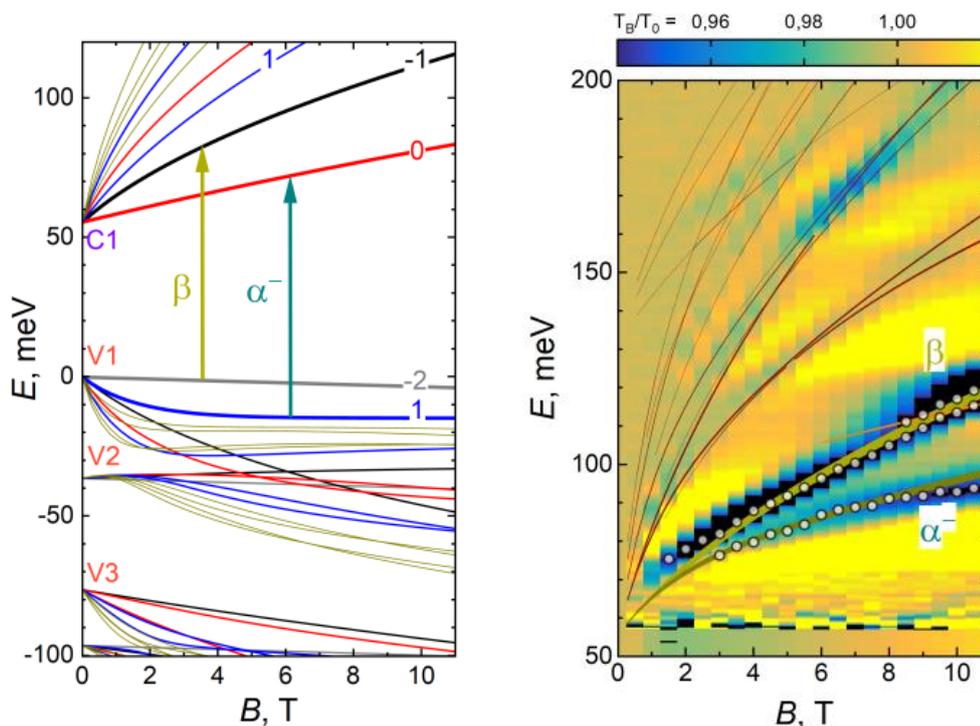


Рисунок 35 — Спектры МОП в образце 170130 (цветовая карта) в сопоставлении с результатами моделирования (линии) для прямоугольной КЯ HgCdTe/CdHgTe шириной 7.8 нм, содержащей 8 % кадмия.

Картина МОП, измеренная для образца 170127, приведена на рис. 36. Хорошо прослеживаются линии поглощения, обусловленные переходами как между основными, так и между возбужденными состояниями. Доля кадмия в КЯ, определяемая из сопоставления измеренных спектров МОП и модельных расчетов, составляет в этом случае  $x_{Cd} \sim 10.5\%$ .

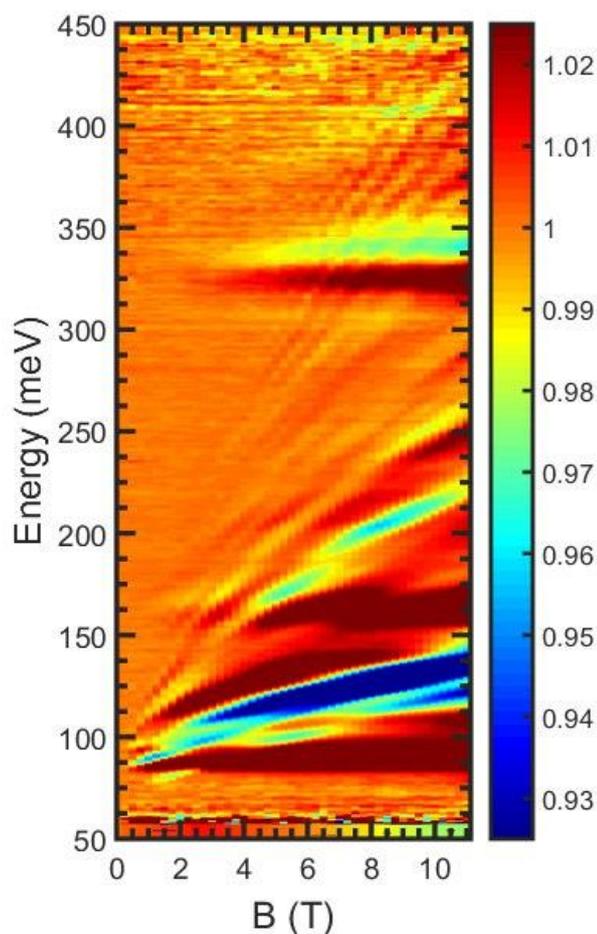


Рисунок 36 — Спектры МОП, а) структуры 170127 при 4.2 К, представленные в виде цветовой карты

### 3.5 Заключение

В заключение следует отметить, что характеристика волноводных структур оптическими методами является важным этапом исследования данных образцов. Эти измерения позволяют проводить корректное моделирование исследуемых структур и корректировать дизайн активной области для получения более эффективных с точки зрения реализации стимулированного излучения структур. В целом, следует отметить, что магнитооптические измерения дают значительно более полную информацию о параметрах исследуемых КЯ  $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Te}/\text{CdHgTe}$  и позволяют более детально характеризовать образцы, хотя и являются наиболее затратными и труднодоступными (в сравнении с измерениями ФЛ и ФП). В то же время, для структур, рассчитанных на дальний ИК диапазон (длина

волны межзонного излучения порядка 20 мкм и более) с широкими ( $>8 - 10$  нм) КЯ можно, по-видимому, пренебречь как неоднородностью гетерограниц, так и отличием профиля КЯ от прямоугольного, что позволяет удовлетворительно характеризовать выращиваемые образцы исключительно по данным ФЛ и ФП. В этом случае магнитооптические измерения требуются лишь эпизодически как проверочные. Более то, результаты исследования показали, что данные эллипсометрии как правило дают точные значения ширины КЯ и основным подгоночным параметром служит состав КЯ. Это позволяет проводить быструю характеризацию структур по спектрам ФЛ при высоких температурах. Результаты измерений с уточненными параметрами структур представлены в Таблице 5.

Таблица 5 — Параметры исследуемых структур, полученные на основании пост-ростовой характеристики:  $x_{\text{bar}}$  — содержание Cd ( $x_{\text{Cd}}$ ) в барьерах между КЯ;  $d_{\text{well}}$  — толщина КЯ;  $x_{\text{well}}$  — содержание Cd в КЯ

Образец	$x_{\text{bar}}$	$d_{\text{well}}$ (нм)	$x_{\text{well}}$	$E_g$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$E_g$ (мкм)
150120	0.57	3.2	$\sim 0.01$	1020	9.8
161103	0.65	2.8	$\sim 0.06$	1370	7.3
161111	—	100	$\sim 0.26$	1370	7.3
161222	0.63	6.1	$\sim 0.11$	890	11.2
170126	0.66	7.6	$\sim 0.1$	550	18
170127	0.66	7.4	$\sim 0.105$	660	15.2
170202	0.60	7.3	$\sim 0.1$	680	14.7
180913	0.3	5.7	$\sim 0.1$	560	17.8
170130	0.66	7.8	$\sim 0.08$	480	20.8

## Глава 4. Спектральные исследования волноводных гетероструктур с КЯ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ как основы для источников излучения дальнего ИК диапазона

### 4.1 Введение

В работах [12; 28] было сделано предположение, что использование структур с узкими КЯ  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$  вместо объемных слоев в качестве активной области лазерных структур позволяет значительно снизить скорость безызлучательной рекомбинации и увеличить длину волны наблюдаемого излучения. Важным практическим результатом, полученным в данных работах, является относительно низкая пороговая плотность мощности накачки, необходимая для получения СИ. Фактически, это означает, что такие структуры имеют «запас» по пороговой мощности излучения для продвижения в длинноволновую область спектра.

В данной работе были проведены экспериментальные исследования, подтверждающие данное предположение, представлены новые дизайны волноводных гетероструктур, получено СИ на длинах волн до 18 мкм, что улучшает представленный ранее результат на длине волны 10 мкм, проведен анализ активной области гетероструктуры и оптической накачки для улучшения характеристик СИ на больших длинах волн.

### 4.2 Особенности исследования стимулированного излучения

Стимулированное излучение требует более высокой мощности возбуждения, которая может быть достигнута импульсными источниками. Для получения СИ мы использовали ОПО среднего ИК диапазона, либо импульсный  $\text{CO}_2$ -лазер. Импульсный характер СИ не позволяет использовать синхронный детектор для усреднения сигнала, поэтому после усиления он передавался непосредственно на плату АЦП, в которой проходило накопление сигнала. Фильтры предусилителя были настроены на наименьший диапазон, который не приводил к искажениям формы сигнала. Помимо этого была изменена геометрия установки. Сигнал СИ, как правило, собирался с торца образца, так как диаграмма направленности СИ не однородна, а имеет максимум в плоскости структуры [12].

Во время всех измерений фурье-спектрометр работал в режиме пошагового сканирования. В этом режиме движущееся зеркало спектрометра движется не с постоянной скоростью, а отдельными "шагами", длина которых определяется требуемой верхней граничной частотой исследуемого спектра, а число — спектральным разрешением. После остановки зеркала на каждом шаге имеется задержка, которая позволяет положению зеркала стабилизироваться до начала фактических измерений.

Стабилизация зеркала необходима, поскольку, как уже было сказано, одной из основных проблем измерений ФЛ в длинноволновом диапазоне является необходимость селективного усиления малого полезного сигнала на фоне мощного излучения тел комнатной температуры. Оказывается, что модуляция фонового теплового излучения, вызванная движением зеркала, вызывает перегрузку детектора и всей измерительной цепи. Таким образом, измерения сигнала начинались с некоторой задержкой, чтобы позволить системе восстановиться. Было установлено, что для детекторов на основе КРТ достаточно задержки в 500 мс, чтобы избежать перегрузки, а для кремниевого болометра эта величина составляет не менее 3 с.

При исследованиях ФЛ в квазинепрерывном режиме, после того как проведена стабилизация зеркала, фоновое излучение эффективно фильтруется за счет модуляции полезного сигнала. Когда рассматривается СИ, фильтрация комнатного фона в таком простом виде невозможна, и тепловое излучение может отражаться в спектре. Тем не менее, спектр СИ обычно представлен одной узкой и интенсивной линией, поэтому влияние на него фонового излучения незначительно.

Дополнительное снижение фонового шума достигалось за счет использования спектроскопии ФЛ с временным разрешением. Этот метод основан на том, что после начала стимулированного процесса все носители рекомбинируют за короткий промежуток времени (менее 10 нс). В течение этого периода мощность СИ значительно превышает фоновое излучение, оставаясь при этом менее интенсивной в среднем.

Для измерений с разрешением по времени спектрометр работал в режиме пошагового сканирования с внешней синхронизацией по импульсу возбуждения. Для каждой точки интерферограммы проводилась серия измерений в разные временные срезы после импульса синхронизации. Преобразование Фурье каждого из временных срезов дает спектр излучения в определенный момент времени. Хотя в рамках проведенных экспериментов временное разрешение не дает дополнительной информации о СИ, так как эволюция

спектра определяется постоянной времени приемника, оно уменьшает шум и позволяет найти даже слабый сигнал СИ.

### 4.3 Сравнение структур с потенциальной ямой и массивом КЯ

Первой задачей, решаемой в рамках данной работы, является сравнение структур с одинаковой шириной запрещенной зоны с одиночной потенциальной ямой и множеством узких КЯ. Предпосылки к тому, что структуры с узкими КЯ с низким содержанием кадмия являются предпочтительными для получения СИ в длинноволновой области спектра можно найти ещё в работах [12; 28; 124]. Так в структурах с потенциальными ямами СИ наблюдалось лишь до температур 120 К, что более чем на 50 К меньше, чем в структуре массивом КЯ, несмотря на то что структуры с более широкими ямами были рассчитаны на меньшую длину волны излучения. В работе [124], где в качестве активной области использовался, фактически, объемный слой КРТ, реализовать СИ в полной мере не удалось. Эти результаты указывают на то, что узкие КЯ более эффективны в качестве источников излучения, однако прямого сравнения излучательных свойств структур с КЯ HgTe и потенциальной ямой HgCdTe не проводилось.

Для оценки перспективности широких и узких КЯ для длинноволновых лазеров на основе HgCdTe были проведены исследования СИ в структурах 161111 и 161103. Дизайн волноводных структур ориентирован на эффективную локализацию излучения с длиной волны, соответствующей энергии межзонных переходов. На рис. 37, а, б представлены распределение показателя преломления вдоль оси роста образца (отражающее толщину и состав слоев структуры) и расчетная локализация ТЕ моды для двух структур. Как видно из рис. 37, общая схема волноводных слоев, обеспечивающих локализацию электромагнитного поля в этих структурах, практически совпадает и единственным отличием является дизайн активной области. В структуре 161111 в пучность поля помещена одна широкая (100 нм), фактически потенциальная, яма с составом твердого раствора  $x = 0.265$ , а в структуре 161103 — 5 HgTe КЯ толщиной 2.8 нм.

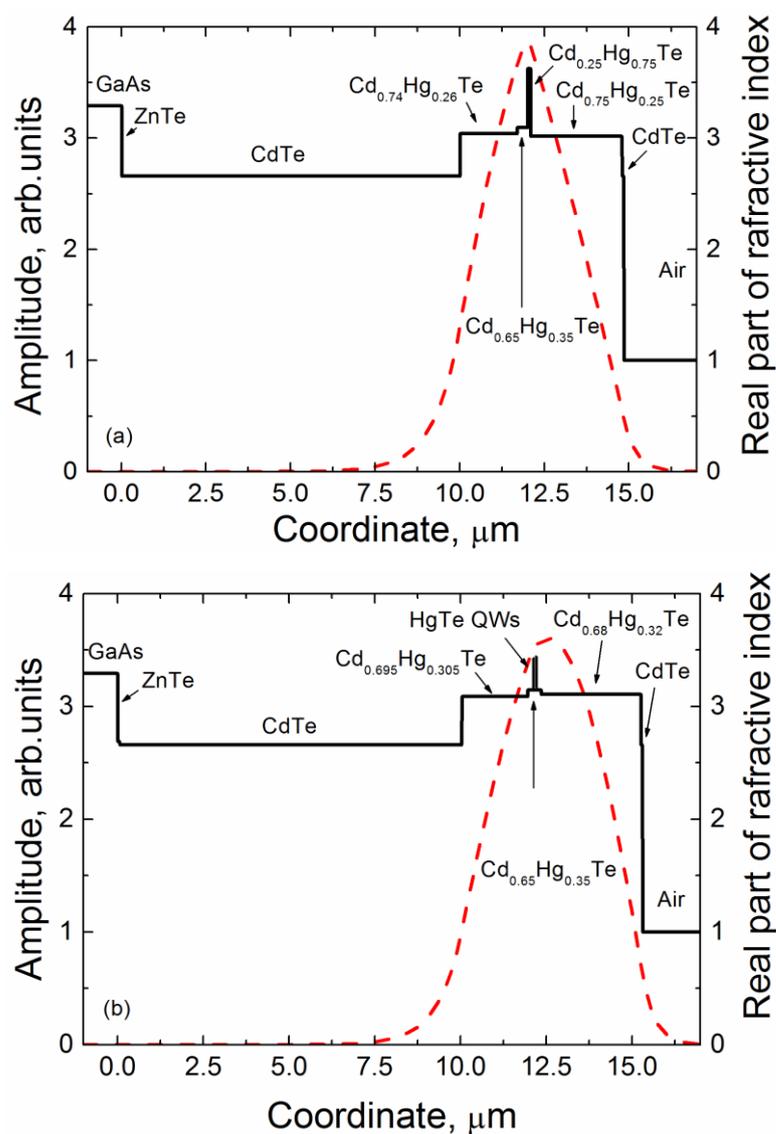


Рисунок 37 — Распределение действительной части показателя преломления и рассчитанная локализация TE моды для волны излучения 6.6 мкм а) в структуре № 161111 б) в структуре № 161103

На рис. 38 (a,b) приведены результаты расчета зонной структуры для этих ям, выполненного в рамках аксиального приближения с помощью гамильтониана Кейна  $8 \times 8$ . Видно, что значения ширины запрещенной зоны в двух представленных структурах близки и составляют около 170 мэВ.

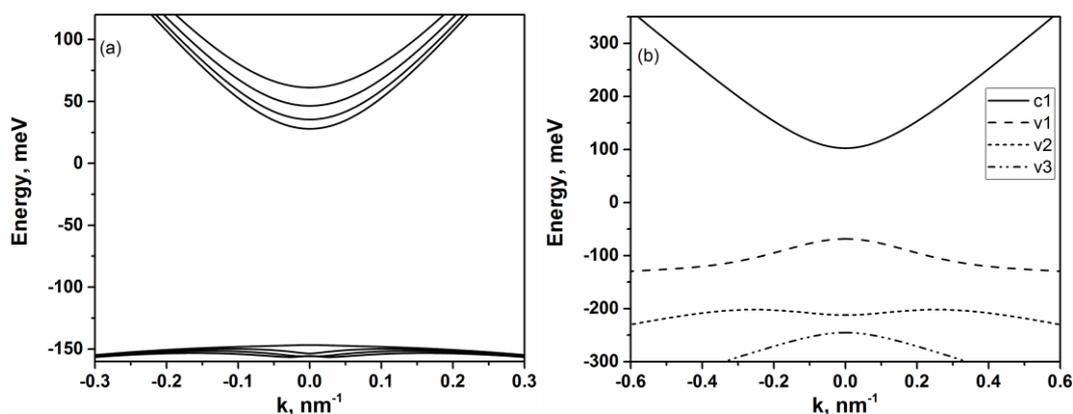


Рисунок 38 — а) результаты расчета энергетического спектра структуры 161111 (первые 4 подзоны в валентной зоне и зоне проводимости) б) результаты расчета энергетического спектра структуры 161103

Результаты исследований излучения в данных структурах, представленные на рис. 39, согласуются с расчетом. Как видно из рис. 39, для обеих структур длинноволновая граница в спектрах излучения находится вблизи  $1400 \text{ см}^{-1}$  ( $170 \text{ мэВ}$ ), что соответствует ”красной“ границе межзонных переходов, однако в структуре с узкими КЯ уже при интенсивности накачки  $200 \text{ Вт/см}^2$  возникает узкая линия СИ, в то время как в структуре с широкой ямой вплоть до максимальной интенсивности накачки  $\sim 100 \text{ кВт/см}^2$  (рис. 39) наблюдается лишь гораздо более широкий спектр ФЛ и получить СИ не удастся. Следует подчеркнуть, что исследуемые образцы были выращены в рамках одной технологической серии и обладают сравнимым оптическим качеством. Сравнение качества структур проводилось по интенсивности стационарной ФЛ и времени жизни неравновесных носителей при слабом возбуждении ( $\sim 10 \text{ мкс}$  в обних структурах), которое позволяет оценить эффективность безызлучательной рекомбинации по механизму ШРХ. Таким образом, отсутствие СИ в структуре с широкой ямой связано с поведением электронной подсистемы в условиях интенсивной оптической накачки. Высокая концентрация приводит с одной стороны к росту потерь на свободных носителях, с другой стороны к росту скорости безызлучательной ОР.

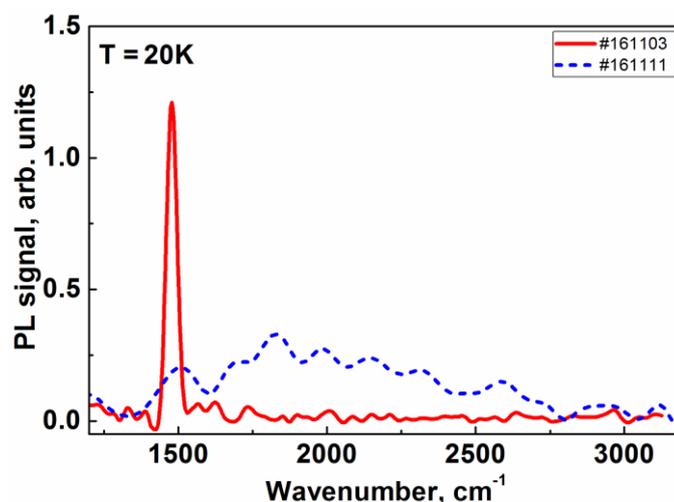


Рисунок 39 — Спектры ФЛ и СИ исследуемых структур при 20 К. Интенсивность накачки 2 кВт/см<sup>2</sup> для структуры 161103 и 100 кВт/см<sup>2</sup> для структуры 161111

Помимо «классической» ОР, которая наблюдается в объемных полупроводниках и характеризуется наличием энергетического порога, в структурах с КЯ также возможны беспороговые оже-процессы, которые могут проходить благодаря наличию гетероинтерфейсов [125–128]. В ходе беспороговой ОР энергия, высвобождающаяся в результате рекомбинации электрон-дырочной пары, передается третьему носителю, который переходит на более высокий уровень размерного квантования или в непрерывный спектр состояний барьера КЯ. При этом условие выполнения закона сохранения импульса не является строгим, поскольку избыточный импульс может передаваться стенкам ямы. Как отмечается в работе [127], для подавления беспороговых оже-процессов требуется одновременное выполнение следующих условий: (i)  $E_g < E_c$ ,  $E_g < E_v$ , где  $E_c$ ,  $E_v$  — величина энергетического барьера для выхода в континуум для электронов и дырок соответственно; (ii)  $E_g < E_2 - E_1$ , где  $E_2$ ,  $E_1$  — энергии уровней размерного квантования.

Первому условию удовлетворяют обе структуры, поскольку энергия, уносимая третьим носителем при ОР, близка к  $E_g$  и недостаточна для «выброса» носителя в делокализованные состояния в барьерах (смещение валентной зоны в гетеропаре HgTe/CdTe составляет более 440 мэВ [129], и более 400 мэВ для зоны проводимости). Очевидно, что это условие будет выполняться и для более узкозонных структур, и тем лучше, чем меньше ширина запрещенной зоны в КЯ. В то же время, из рис. 38 видно, что в широкой КЯ второе условие может быть выполнено лишь в практически бесщелевых структурах, так как энергетический зазор между электронными подзонами не превышает 10 мэВ, а спектр дырок практически не квантуется.

Второе условие в узкой КЯ заведомо выполняется для электронов (согласно расчетам, в данной КЯ вообще не существует локализованных в КЯ состояний в электронных подзонах, начиная со второй), а энергии дырок порядка  $E_g$  достаточно только для перехода во вторую подзону. Пороговый оже-процесс, аналогичный таковому в объемном материале, также подавлен в более узкой КЯ, так как эффективные массы электронов и дырок в основных подзонах отличаются меньше, чем в широкой КЯ. (пороговая энергия для такого оже процесса с участием двух электронов и дырки равна  $\mu^*E_g$ , где  $\mu$  — отношение масс электрона и дырки).

Таким образом, проведенные измерения подтверждают преимущество гетероструктур с узкими КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe перед структурами с широкими ямами для создания источников на длинах волн более 7 мкм. Поэтому все последующие структуры использовали в своем дизайне активной области именно узкие КЯ.

#### **4.4 Оптимизация параметров КЯ для получения СИ в длинноволновой области спектра и подавления оже-рекомбинации в гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe**

Как уже отмечалось во введении, наибольшую практическую значимость источники излучения на основе КРТ представляют в области полосы остаточных лучей материалов  $A_{III}B_V$  (диапазон от 20 до 60 мкм). Первые результаты по получению СИ в гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe показали, что СИ в таких структурах может быть получено на длинах волн до 10 мкм, что значительно превосходит лучшие результаты, полученные в объемных пленках. Кроме того, было показано, что критическая температура получения СИ лежит выше 77 К, а порог по мощности накачки составляет 0,1 кВт/см<sup>2</sup> при 20 К. Эти результаты свидетельствуют о возможности создания структур для получения СИ длинноволновой области ИК спектра. В то же время, уменьшение ширины запрещенной зоны приводит к возрастанию скорости ОР и уменьшению скорости излучательной рекомбинации. Поэтому с увеличением длины волны на дизайн активной области накладываются все более жесткие требования, с целью уменьшить влияние ОР.

Когда в качестве активной области структуры используется объемный слой HgCdTe, его зонная структура жестко связана с требуемой длиной волны, поскольку длина волны определяет необходимый состав раствора  $x$ , который является основным ростовым

параметром объемных структур. В случае КЯ  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , ширина запрещенной зоны определяется тремя параметрами — составом барьерных слоев, шириной КЯ и составом твердого раствора в КЯ, каждый из которых влияет на зонную структуру КЯ.

В данной главе проводится исследование длинноволнового СИ в структурах на основе  $\text{HgCdTe}$  и качественный анализ ОР, как наиболее важного канала безызлучательной рекомбинации. В рамках работы производился подбор параметров квантовых ям расчеты энергетического порога основного процесса ОР, аналогичного ССНС-процессу в объемных полупроводниках (в начальном состоянии два электрона на нижней подзоне зоны проводимости и одна дырка на верхней валентной подзоне) для подобранных дизайнов структур.

На рис. 40 показаны спектры СИ и спонтанной ФЛ в образце 170127. Начало СИ идентифицировалось по пороговой зависимости интенсивности излучения от мощности накачки и обужению спектра излучения. Ширина линии ФЛ при непрерывном возбуждении с помощью ККЛ составляет 4 мэВ при 8К, в то время как ширина линии СИ составляет  $\sim 1,5$  мэВ сразу над порогом, как видно из рис. 40. Ширина спектра ФЛ от одиночной КЯ  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  при интенсивной импульсной накачке обычно превышает 10 мэВ.

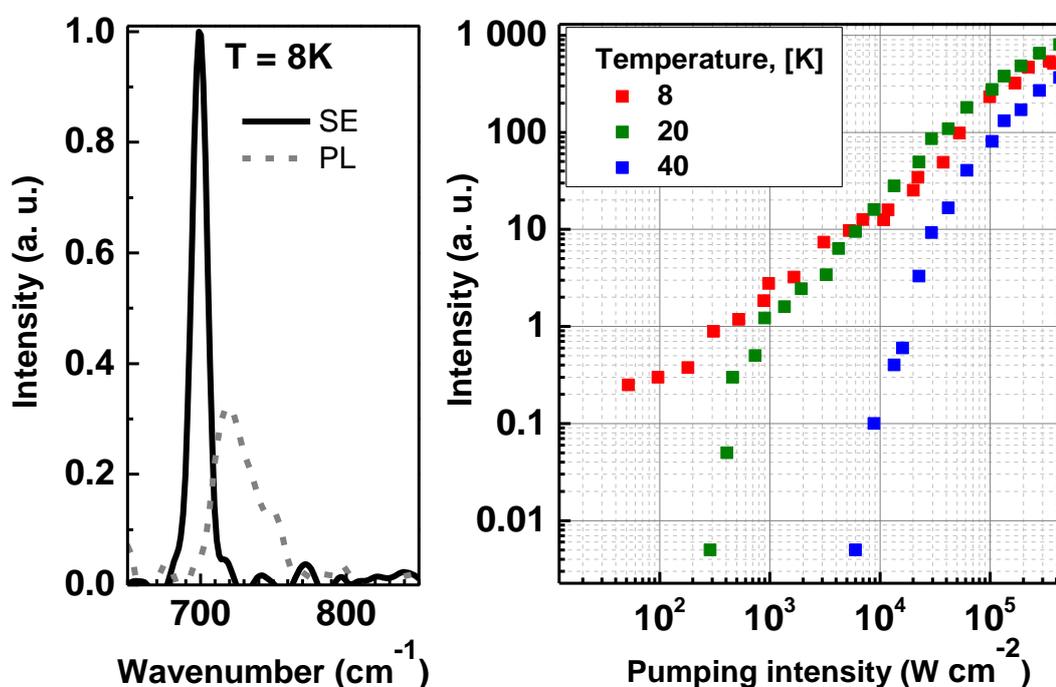


Рисунок 40 — а) Спектры ФЛ и СИ структуры 170127 при 8 К. Спектр ФЛ записывался при квазинепрерывной накачке ККЛ с длиной волны 8.2 мкм и мощностью 95 мВт. СИ

было получено при импульсной оптической накачке с длиной волны 2.3 мкм и пиковой мощностью 100 Вт в импульсе длительностью 10 нс. б) Пороговая зависимость интенсивности СИ от мощности оптической накачки при различных температурах.

На рис. 41 приведены спектры СИ исследованных структур при температуре 20 К. и при максимальной температуре, при которой в структуре возможно получить СИ (критической температуре, КТ), Контроль возникновения СИ осуществлялся по началу сверхлинейного роста сигнала и обужению спектра ФЛ аналогично [12]. При температурах выше критической СИ «гасло» и все всем диапазоне интенсивности накачки наблюдался лишь широкий спектр ФЛ.

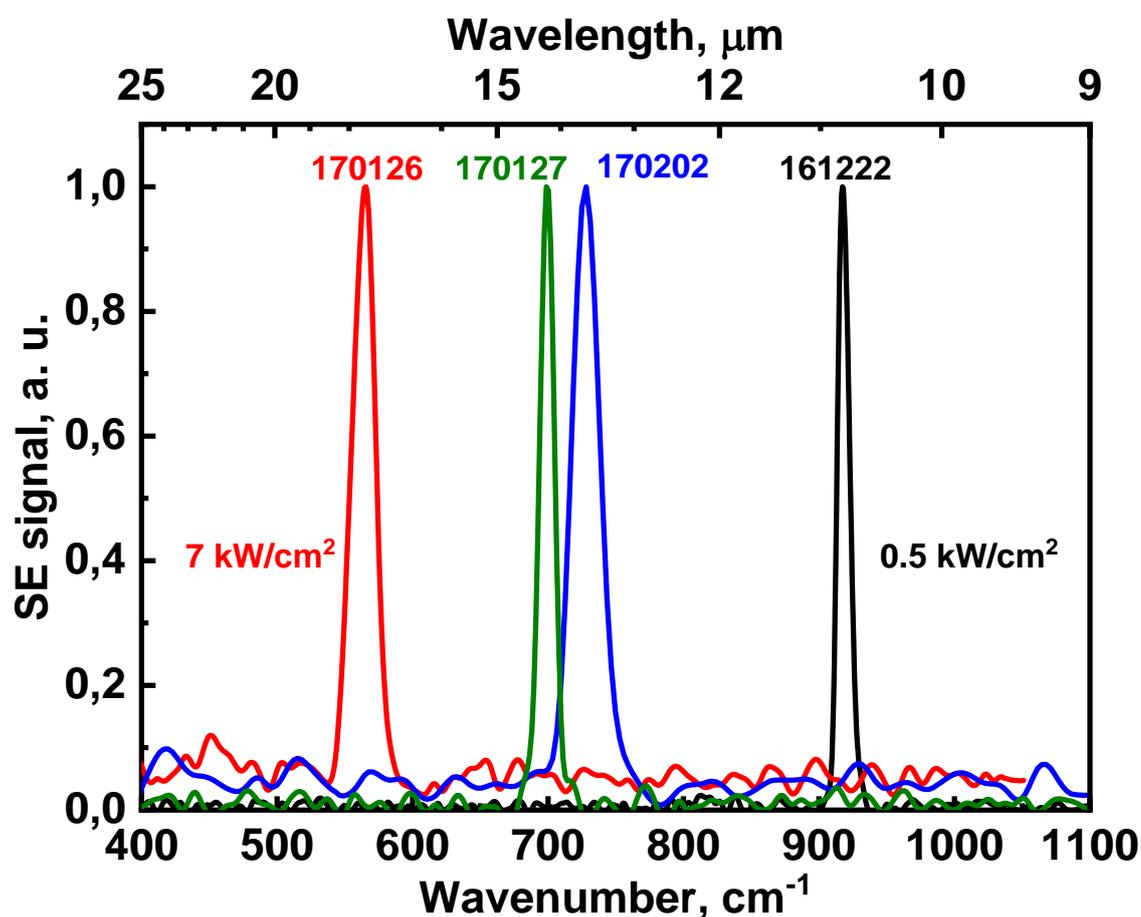


Рисунок 41 — Спектры стимулированного излучения исследованных структур при температуре 20 К

Характеристики излучения исследованных структур представлены в таблице 6. Размеры и составы используемых КЯ для каждой структуры были определены на основе данных *ex-situ* характеристики и приведены в таблице 5, параметры волноводных слоев и количество КЯ приведены в таблице 3. Как видно из рис. 41 и таблицы 6, с увеличением

длины волны пороговая плотность мощности накачки растет, а КТ уменьшается. Максимальная длина волны СИ получена в структуре 170126 при плотности мощности 5 кВт/см<sup>2</sup> и составляет 18 мкм при 8 К.

Таблица 6 — Длины волн излучения, критические температуры, пороговые значения интенсивности накачки на длине волны 2 мкм и расчетные значения пороговой энергии оже-рекомбинации в исследуемых структурах.

Номер образца	Длина волны СИ при 20 К, мкм	Порог СИ при 8 К, кВт/см <sup>2</sup>	Критическая температура, К	Длина волны СИ при КТ, мкм	Порог СИ при КТ, кВт/см <sup>2</sup>	Пороговая энергия ОР, мэВ	Пороговая энергия ОР, К
150120	10.2	0.12	175	6.8	200	40	464
161222	10.9	0.2	100	9.4	10	18	208
170202	13.7	1	60	11	160	14	162
170127	14.2	0.5	80	11.2	40	15	174
170126	18.6	7	40	16.8	7.5	10	116
180913	ФЛ 18.5	—	—	—	—	7	81

Несмотря на высокую погрешность измерения порога СИ при криогенных температурах, связанную с малыми измеряемыми мощностями и малой интенсивностью излучения структуры, можно увидеть, что с ростом длины волны порог СИ быстро возрастает с 120 Вт/см<sup>2</sup> до 7 кВт/см<sup>2</sup>. Количественно описать зависимость порога СИ от длины волны сложно из-за погрешности измерений и малой выборки структур, однако, в качестве «пессимистичной» оценки можно предположить экспоненциальный характер этой зависимости. Тогда при увеличении длины волны на 4 мкм порог СИ возрастает приблизительно на порядок, следовательно, длина волны СИ ~ 28 мкм, которая лежит выше области двухфононного поглощения в HgCdTe, соответствует величине порога в 1 МВт/см<sup>2</sup> и теоретически может быть достигнута.

Критическая температура СИ, демонстрирует рост с длиной волны излучения, однако эта зависимость не является такой явной как для пороговой интенсивности накачки. Так, если сравнить структуры 150120, 161222 и 170127 (см. табл. 6), можно увидеть, что, несмотря на близкие длины волн, КТ в структурах 150120 и 161222 различается практически в 2 раза, а в структурах 161222 и 170127 КТ практически совпадает при разных длинах волн.

Гашение СИ при высоких температурах связано с влиянием основного механизма безызлучательной рекомбинации — ОР. Как отмечалось ранее, в узких КЯ энергетическая щель между основными уровнями размерного квантования и возбужденными уровнями превосходит ширину запрещенной зоны, поэтому такие процессы запрещены, а процессы, в которых участвуют носители только основных подзон размерного квантования, аналогичны ОР в объемных полупроводниках и обладают энергетическим порогом. Поскольку пороговая энергия процесса с участием двух дырок и электрона (аналог СННН-процесса в объемных полупроводниках) превышает в несколько раз пороговую энергию соответствующего процесса с участием двух электронов и дырки (аналог ССНС-процесса), то «рабочая» температура лазерной структуры определяется последним. В ходе сравнения экспериментально значений КТ с расчётами пороговой энергии ОР,  $E_{th}$ , (табл. 6) было обнаружено, что максимальная температура наблюдения СИ для всех структур соответствует половине пороговой энергии, что связано с экспоненциальной зависимостью скорости ОР от пороговой энергии (см. выражение 15).

Для того чтобы понять, почему величина пороговой энергии ОР различается в структурах с различными параметрами КЯ, обратимся к расчетам зонного спектра. На рис. 42 приведен зонный спектр структуры 170127 с  $Cd_{0.1}Hg_{0.9}Te/Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te$  КЯ толщиной 7.4 нм (рис. 42(a)) и структуры с такой же шириной запрещенной зоны, но с КЯ  $HgTe/Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te$  толщиной 4.2 нм (рис. 42(b)). Как видно, для структуры 170127 область квазисимметричности электронного и дырочного законов дисперсии достаточно мала и лежит в области  $k = 0$  нм<sup>-1</sup>. Первая подзона электронов сохраняет квазирелятивистский вид в широком интервале волновых векторов, а дырочная подзона имеет немонотонный вид, за счет наличия боковых максимумов — дополнительных экстремумов дисперсии, лежащих вблизи главного максимума. Наличие боковых максимумов приводит к существенному увеличению «эффективной массы» дырок. Следует отметить, условность использованного здесь термина «эффективная масса» для верхней валентной подзоны, поскольку закон дисперсии в ней не квадратичный и, вообще говоря, немонотонный. Здесь под этим термином следует понимать величину, обеспечивающую связь между кинетической энергией дырки и её волновым вектором. Чем больше волновой вектор при фиксированной кинетической энергии, тем больше «эффективная масса».

Для объяснения различия пороговых энергий в квантовых ямах  $HgTe$  и  $Cd_{0.1}Hg_{0.9}Te$  на рис. 42 приведены начальные и конечные состояния электронов и дырок, соответствующие порогу ОР. Из сравнения видно, что «эффективная масса» дырок для оже-процесса в  $HgTe$

квантовой яме существенно меньше, чем в  $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}$  квантовой яме. Это связано с наличием в  $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}$  квантовой яме ярко выраженного бокового экстремума в верхней валентной подзоне, который увеличивает эффективную массу дырок приводит к снижению пороговой энергии оже-процесса.

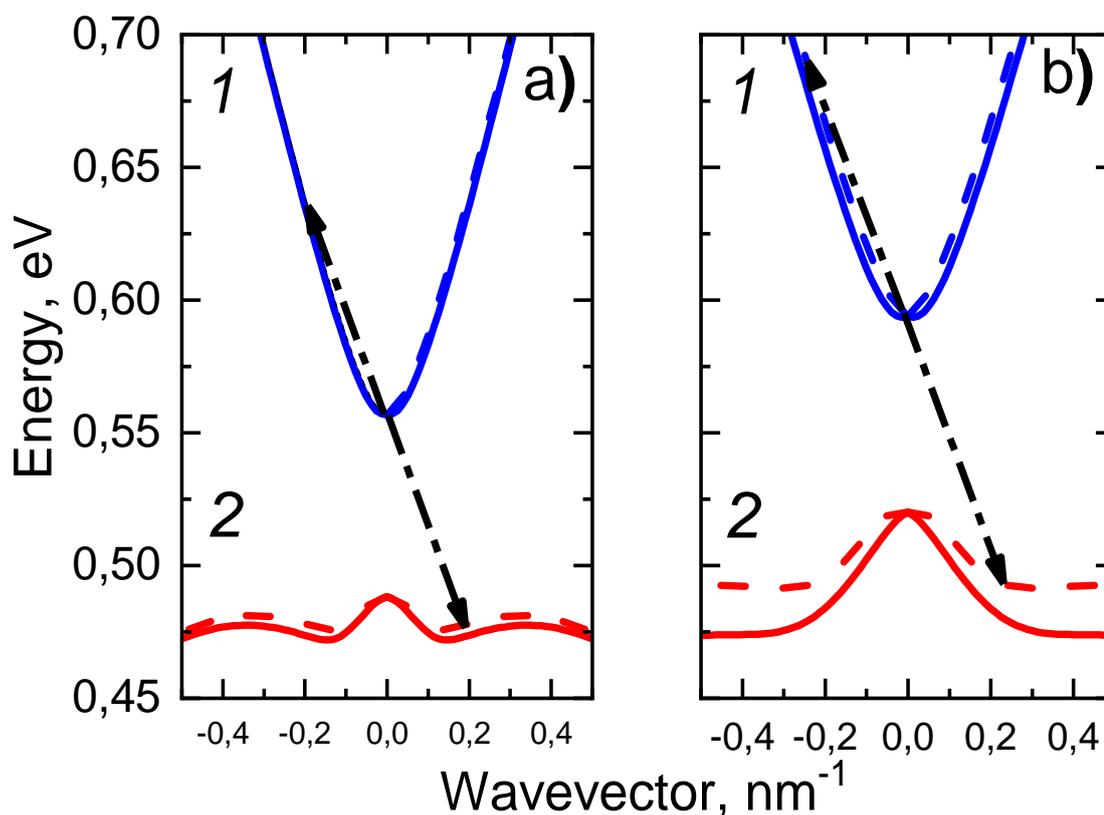


Рисунок 42 — Энергетическая зонная диаграмма для температуры 20 К, вычисленная для (а)  $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}/\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$  КЯ толщиной 8.7 нм и (б)  $\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$  КЯ толщиной 4.2 нм. Волновой вектор направлен в направлении [100]. Зонная диаграмма включает в себя 2 пары подзон из-за спинового расщепления (сплошные и штрихованные кривые, соответственно). 1 – подзоны электронов, 2 – подзоны дырок. Стрелками показаны переходы электронов, соответствующие порогу ОР в СНСС процессе.

Таким образом, основной задачей инженерии зонной структуры является уменьшение влияния боковых максимумов дисперсии дырок. Как видно, уменьшение содержания кадмия в ямах приводит к существенному росту порога ОР, и, как следствие, сильному увеличению КТ. Этот результат подтверждается сравнением КТ в исследованной структуре 160122 с результатами, полученными ранее в структуре 150120 (Таблица б). Так, в

структуре 150120 СИ было получено при температурах вплоть до 175 К, в то время как в структуре 161222 гашение СИ наступает уже при 100 К.

Приведенные выше результаты говорят о том, что использование структур с узкими ямами из чистого HgTe может существенно повысить КТ и увеличить максимально возможную длину волны СИ за счет подавления ОР, с участием дырок, находящихся в боковых максимумах дисперсии. В общем случае добиться снижения энергии боковых максимумов при фиксированной ширине запрещенной зоны можно не только уменьшая содержание кадмия в яме, но и увеличивая содержание кадмия в барьерах. Для оценки влияния этого параметра нами была рассчитана и исследована зависимость пороговой энергии ОР от доли Cd в барьерах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  при одновременном варьировании толщины КЯ HgTe, для обеспечения сохранения энергии оптического перехода между основными подзонами электронов и дырок в районе 70 мэВ (длина волны  $\sim 18$  мкм). Результаты расчетов представлены на рис. 43. В волноводной структуре с  $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}$  КЯ толщиной 8.7 нм и барьерами  $\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$  при оптической накачке было получено стимулированное излучение на длине волны 18 мкм, которое наблюдалось в диапазоне температур до 40 К, а пороговая энергия, вычисленная для процесса СНСС при , составила около 10 мэВ.

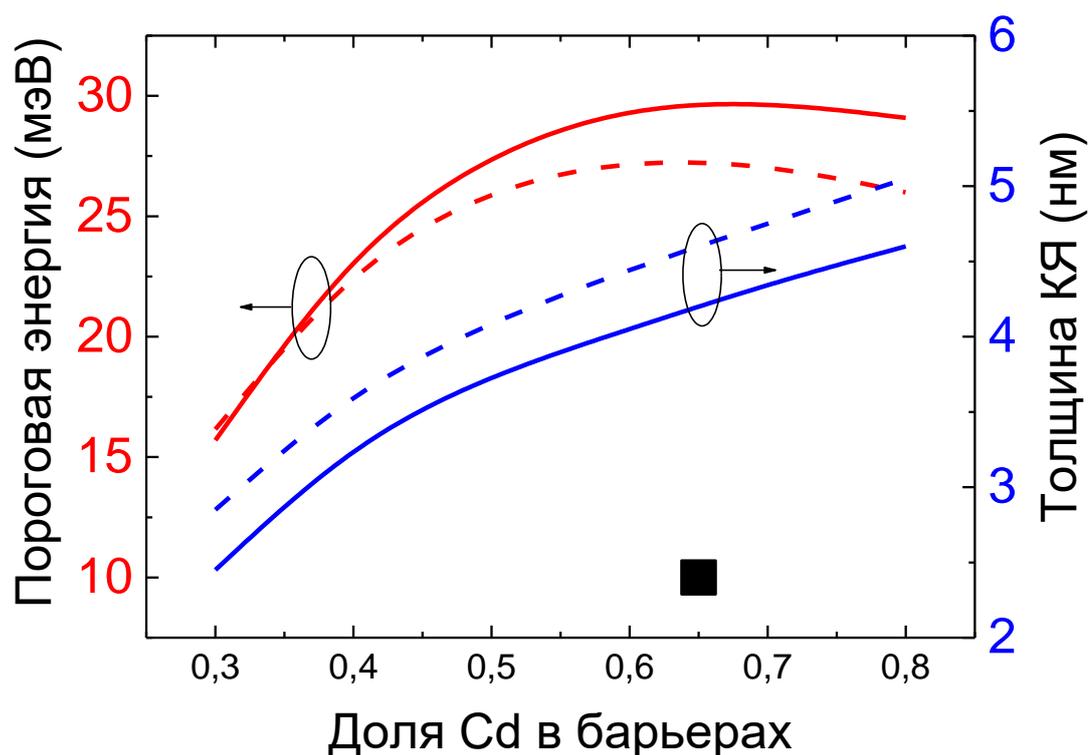


Рисунок 43 — Зависимость пороговой энергии оже-рекомбинации и толщины КЯ HgTe от доли Cd в барьерах для двух температур: 20 К (сплошная кривая) и 77 К (штриховая кривая) при фиксированной энергии оптического перехода 70 мэВ. Квадратом отмечена величина пороговой энергии оже-рекомбинации для структуры с  $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}/\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$  КЯ толщиной 8.7 нм при температуре 20 К.

Как видно, зависимость имеет немонотонный вид с максимумом, лежащим в районе  $x = 0.7$ . Для того, чтобы понять причину такого поведения зависимости пороговой энергии ОР от состава барьерных слоев обратимся снова к расчетам спектров электронных и дырочных уровней. Результаты расчётов для а) КЯ с содержанием кадмия в яме и «высокими» барьерами, б) «чистой» КЯ с «высокими» барьерами и в) КЯ с содержанием кадмия в яме и низкими барьерами приведены на рис. 44. Из рис. 44(а) видно, что для первого случая в валентных подзонах имеются дополнительные максимумы, располагающиеся ниже потолка валентной зоны на 7 мэВ. В HgTe яме, окруженной  $\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$ , эти экстремумы практически отсутствуют (рис. 44(б)), а в структуре с  $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}/\text{Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$  КЯ толщиной 5.7 нм они выражены слабо (рис. 44(с)). В то же время, если обратить внимание на дисперсию дырок в окрестности  $k = 0$ , можно увидеть, что зависимость на рисунке в более «пологая» чем на панелях а) и б). Это означает, что уменьшение содержания кадмия в барьерах приводит к увеличению эффективной массы

дырок в области основного максимума валентной зоны. Таким образом, условие симметрии дисперсии электронов и дырок не выполняется и канал ОР открывается при меньших энергиях, что и отражается на графике зависимости пороговой энергии в виде резкого падения.

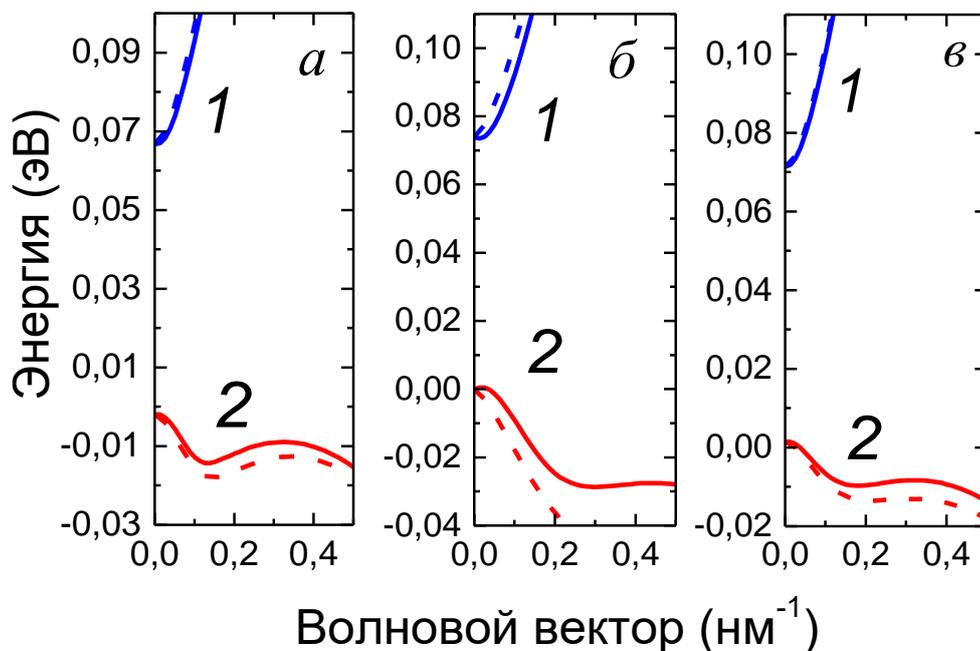


Рисунок 44 — Энергетическая зонная диаграмма для температуры 20 К, вычисленная для (а) Cd<sub>0.1</sub>Hg<sub>0.9</sub>Te/Cd<sub>0.65</sub>Hg<sub>0.35</sub>Te КЯ толщиной 8.7 нм, (б) HgTe/Cd<sub>0.65</sub>Hg<sub>0.35</sub>Te КЯ толщиной 4.2 нм и (в) Cd<sub>0.1</sub>Hg<sub>0.9</sub>Te/Cd<sub>0.3</sub>Hg<sub>0.7</sub>Te КЯ толщиной 5.7 нм. Волновой вектор направлен в направлении [100]. 1 – подзоны электронов, 2 – подзоны дырок.

Для проверки данного предположения было исследовано стимулированное излучение в структурах с близким значением запрещенной зоны, но различными дизайнами активной области: КЯ Hg<sub>0.903</sub>Cd<sub>0.097</sub>Te/Cd<sub>0.7</sub>Hg<sub>0.3</sub>Te толщиной 7.4 нм и КЯ Hg<sub>0.903</sub>Cd<sub>0.097</sub>Te/Cd<sub>0.3</sub>Hg<sub>0.7</sub>Te (структуры 170126 и 180913 соответственно). На рис. 45 показаны спектры спонтанной ФЛ в этих структурах. Как видно из соотношения сигнал-шум, интенсивности спонтанной ФЛ в обеих структурах сравнимы. Однако, при импульсной накачке в структуре 170126 возникает СИ (рис. 41), которое наблюдается до температуры 40 К, а в структуре 180913 сигнал отсутствует.

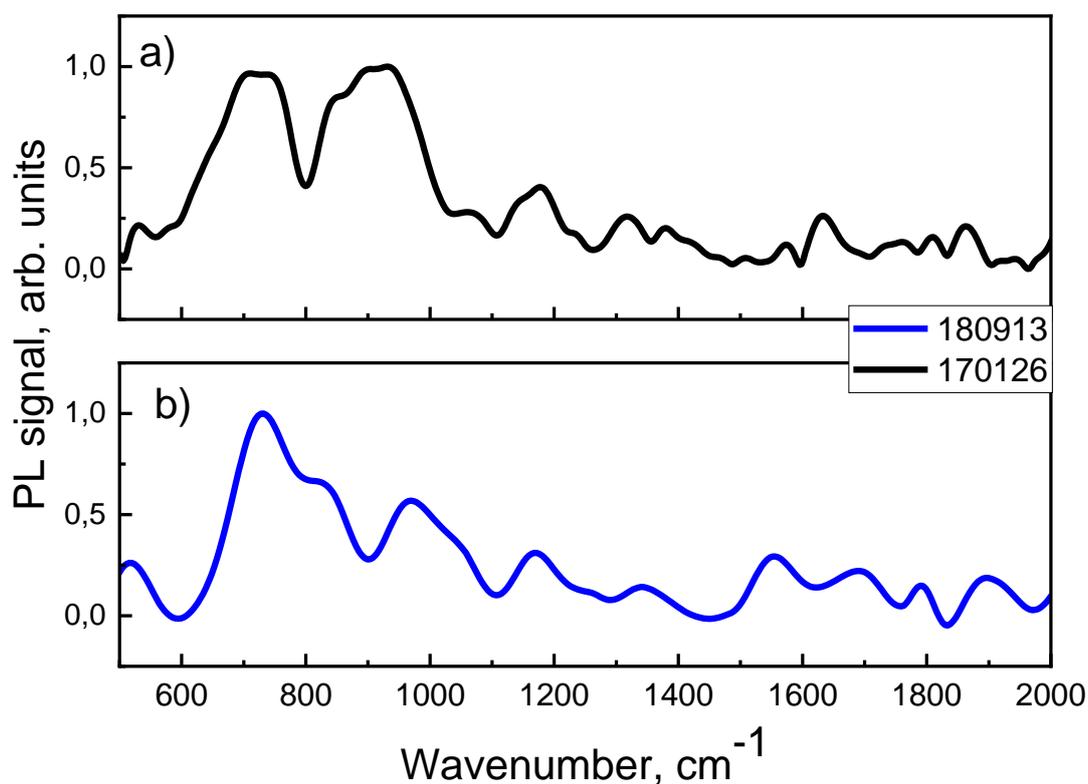


Рисунок 45 — Спектры ФЛ при непрерывной накачке при температуре 8 К а) структуры 170126, б) структуры 180913

Следует отметить, что приведенные выше расчеты пороговой энергии ОР были сделаны для фиксированной длины волны излучения. В то же время, как наглядно демонстрирует рис. 30, в исследуемых структурах длина волны излучения уменьшается с ростом температуры. Для проектирования будущих структур интерес представляет зависимость КТ от длины волны, которая позволит получить СИ на заданной длине волны при максимальной температуре. Чтобы оценить максимальную КТ, достижимую на определенной длине волны ( $T_{\max}$ ), можно воспользоваться эмпирическим выражением  $T_{\max} \approx E_{\text{th}}/2$ .

В качестве иллюстрации этого подхода рассмотрим серию из шести гетероструктур с КЯ оптимального дизайна (КЯ HgTe с шириной от 3.8 до 6.4 нм, разделенных барьерами с 70-процентным содержанием Cd). Рассмотренные структуры достигают ширины запрещенной зоны, равной 90 мэВ при определенной температуре ( $T_{90}$ ), специфичной для каждой структуры и определяемой шириной КЯ. Для каждой структуры был рассчитан зонный спектр и возможные конфигурации оже-процессов. На рис. 46 представлена зависимость пороговой энергии ССНС-процесса для исследованных структур, из которой

видно, что у структур с высокой  $T_{90}$  (и широкими КЯ) пороговая энергия ОР ниже, чем у структур с низкой  $T_{90}$  (и узкими КЯ) — 40 мэВ у структуры с минимальной  $T_{90}$ , равной 8 К, и вплоть до 19 мэВ у структуры с наибольшей  $T_{90}$ , равной 300 К. Для оценки максимальной температуры наблюдения СИ на плоскости была построена прямая  $E = 2T$  (пунктир), где температура измеряется в энергетических единицах. Из графика следует, что в структурах с  $T_{90}$  выше 175 К ОР должна быть достаточно эффективна для подавления излучательной рекомбинации, что ограничивает рабочую температуру лазеров на 14 мкм на HgCdTe с КЯ из чистого HgTe областью  $T < 175$  К

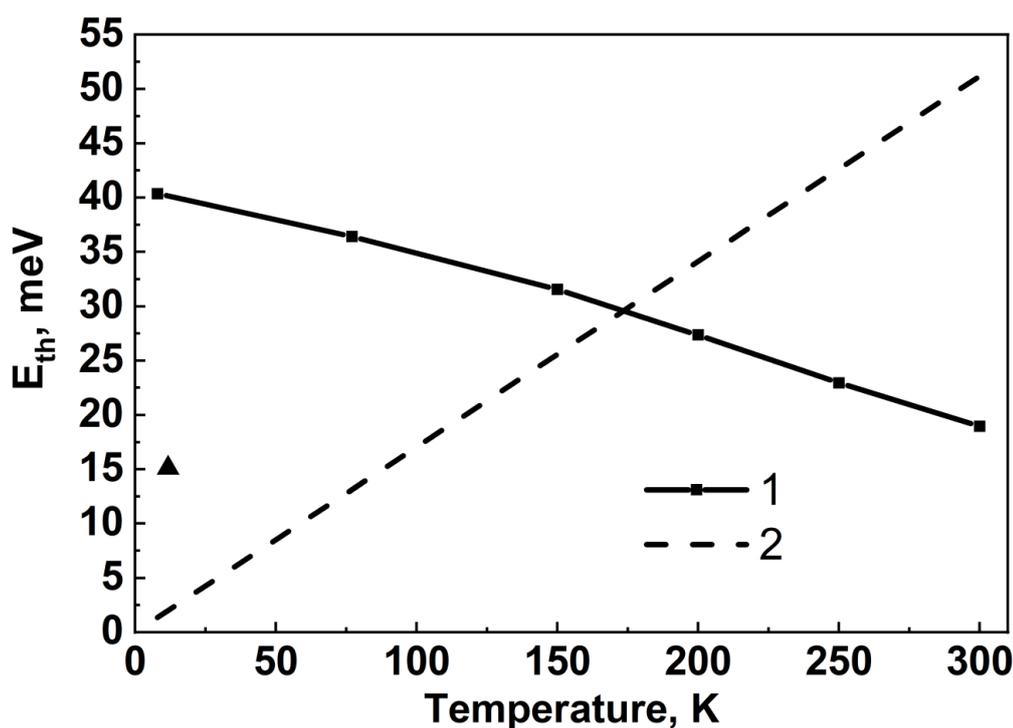


Рисунок 46 — Пороговые энергии оже-рекомбинации шести структур (черные квадраты) HgTe/Cd<sub>0.7</sub>Hg<sub>0.3</sub>Te с толщиной ям от 3.8 до 6.4 нм при  $T_{90}$ , специфичной для каждой структуры. Для сравнения треугольником показана пороговая энергия оже-рекомбинации для структуры 170127 при 18 К. Пунктиром построена прямая  $E = 2T$ , где  $[T] = \text{мэВ}$

Отметим, что полученные результаты говорят о том, что порог ОР, которая является основным фактором, приводящим к подавлению СИ в длинноволновых структурах КРТ, может быть существенно увеличен в структурах с правильно подобранными параметрами. Расчеты дисперсионных соотношений и пороговой энергии ОР показывают, что оптимальными параметрами для получения СИ являются КЯ HgTe/Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, где  $x$  лежит в диапазоне 0.6 – 0.75. Этот результат подтверждается прямыми измерениями критической температуры получения СИ в серии волноводных структур с различными дизайнами

активной области, рассчитанных на диапазон длин волн от 7 до 18 мкм. Полученные характеристики пороговой плотности мощности накачки предполагают дальнейшее увеличение длины волны по меньшей мере до 28 мкм.

#### **4.5 Влияние длины волны накачки на характеристики СИ в длинноволновой области**

Несмотря на относительно низкие пороговые мощности накачки (Табл. 6), в ходе исследований СИ было обнаружено, что при низких температурах после превышения пороговой мощности накачки интенсивность СИ линейно возрастает до определенной мощности, после которой она насыщается и затем начинает уменьшаться.

Зависимость интегральной интенсивности излучения структуры 170127 от мощности накачки при различных температурах представлена на рис. 47. В отличие от порога СИ, "интенсивность затухания" (ИЗ): поток фотонов, при котором сигнал максимален, — не зависит от температуры. Наиболее интересная зависимость наблюдается при температурах близких к критической. Так, при  $T = 60$  К, интенсивность излучения с ростом мощности накачки развивается как "порог – рост – затухание – рост", при этом скорость роста на втором участке отличается от скорости роста над порогом. При температурах выше 70 К сигнал монотонно растет до максимальной мощности накачки, хотя на графике можно заметить перегиб, после которого скорость роста замедляется.

При использовании возбуждения с длиной волны 10.6 мкм гашение СИ не наблюдалась даже при большем количестве фотонов в импульсе, чем при накачке с длиной волны 2.3 мкм (см. вставку на рис. 47). Прямое сопоставление этих зависимостей невозможно, в частности, потому что длинноволновая накачка требует использования других оптических фильтров. Однако, зависимость, показанная на вставке на рис. 47 не имеет характерного участка, соответствующего порогу СИ, то есть, низшая точка графика для накачки с длиной волны 10.6 мкм лежит выше порога, а, следовательно, интенсивность накачки в верхней точке графика на вставке рис. 47 превосходит ИЗ СИ при накачке с длиной волны 2.3 мкм.

Мы связываем сложную зависимость сигнала от интенсивности накачки с нагревом электронной подсистемы высокоэнергетическими фотонами. Чтобы высвободить избыточную энергию, полученную после генерации, электрон-дырочная пара должна

излучить более 30 оптических фононов (разница в энергии между начальным и конечным состояниями пары составляет примерно  $\sim 453$  мэВ для накачки на длине волны 2.3 мкм, в то время как энергия самого высокоэнергетического оптического фонона в HgCdTe равна 15 мэВ).

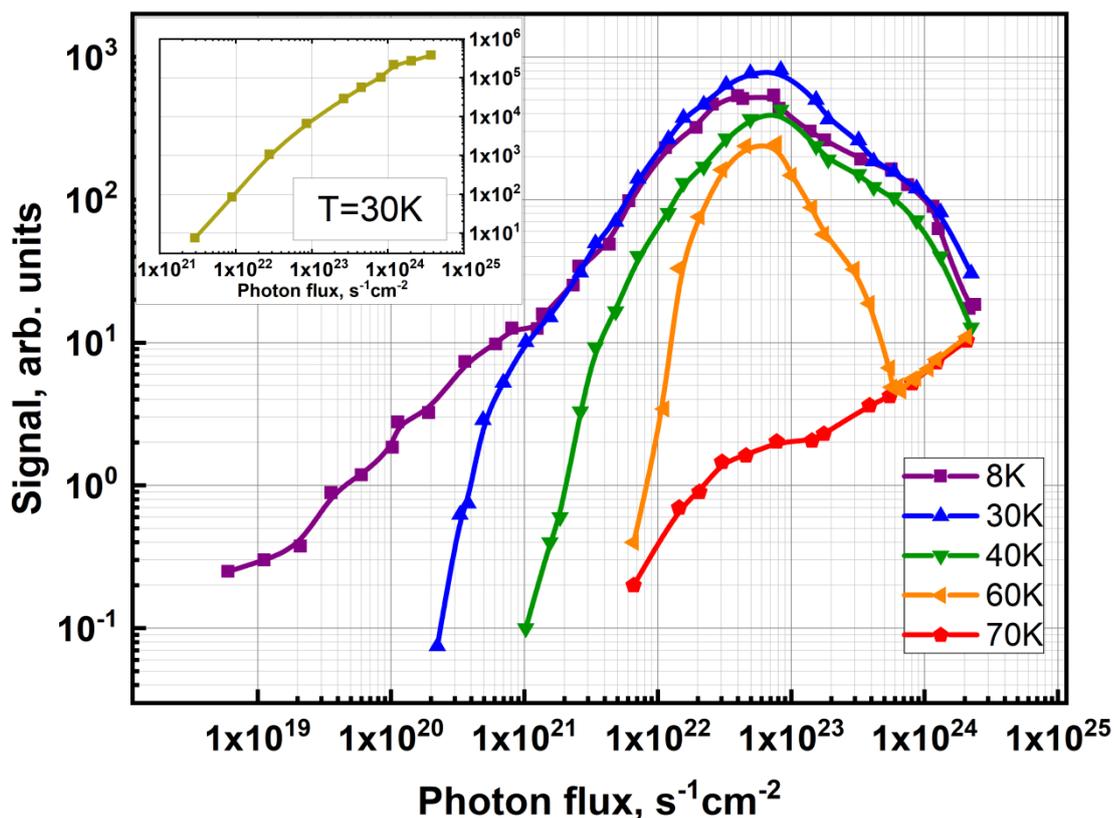


Рисунок 47 — Интегральная зависимость интенсивности СИ от потока возбуждающих фотонов структуры 170127 при различных температурах для возбуждения на длине волны 2.3 мкм. Типичная зависимость для возбуждения на длине волны 10.6 мкм представлена на вставке.

Наблюдаемая зависимость свидетельствует о том, что эффект разогрева проявляется лишь при высокой концентрации неравновесных носителей. При этом, когда концентрация неравновесных носителей мала, разогрев носителей практически влияет на излучение и мы наблюдаем типичную картину развития СИ.

Это поведение описывается двумя возможными механизмами. Во-первых, высокая концентрация электронов может приводить к их обратному разогреву неравновесными фононами: при высокой плотности электронов и фононов часть последних успевают

перепоглотиться прежде, чем происходит термализация решетки. За счет этого передача энергии решетке от электронной плазмы занимает больше времени. Вторым фактором, который замедляет охлаждение носителей является ОР. Поскольку в ходе оже-процессов энергия рекомбинировавшей электрон-дырочной пары передается третьему носителю, каждая рекомбинирующая пара повышает общую температуру оставшейся электрон-дырочной плазмы. Вероятность ОР растет пропорционально третьей степени концентрации носителей, поэтому ее скорость, очевидно, значительно выше при высокой интенсивности накачки. Поскольку процессы обмена энергией между электронами происходят за более короткий промежуток времени, чем между электронной подсистемой и решеткой, то носители достигают квазиравновесного распределения с температурой, зависящей от мощности накачки и превышающей температуру решетки. Если эта температура остается достаточно высокой в течение длительного времени по сравнению с временем жизни электрон-дырочной пары, это приводит к уширению модального усиления и затуханию СИ.

При возбуждении с низкой энергией фотона затухание СИ за счет разогрева носителей снижается. Мы предполагаем, что это является следствием меньшей энергии генерируемых электрон-дырочных пар, благодаря которой охлаждение неравновесных носителей происходит быстрее. Кроме того, как упоминалось ранее, ОР подавляется в узких КЯ HgCdTe за счет близости эффективных масс электронов и дырок в окрестности точки  $k = 0$ , и быстрое развитие ОР начинается тогда, когда дырки достигают боковых максимумов дисперсионной кривой. Носители, генерируемые длинноволновой накачкой, имеют малую энергию, и, соответственно, находятся вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, за счет чего скорость протекания ОР существенно уменьшается.

Наличие разогрева электронного газа подтверждается исследованиями спектральных особенностей сигнала ФЛ. На рис. 48(а) показаны спектры излучения структуры 170127, измеренные при 10 К. Когда мощность накачки превышает пороговое значение, на длинноволновом краю линии ФЛ возникает узкий пик СИ. Его ширина при на полувысоте составляет примерно  $\sim 1.5$  мэВ. При увеличении мощности накачки линия СИ уширяется и постепенно сдвигается в сторону высоких энергий. В точке ИЗ интегральный сигнал достигает максимума, а ширина линии СИ приближается к  $\sim 2$  мэВ, оставаясь при этом значительно ниже ширины спонтанной ФЛ. При более высоких интенсивностях накачки наблюдается расщепление линии СИ на три с меньшей интенсивностью. Конкуренция между отдельными модами приводит к менее эффективному усилению и, как следствие, к гашению СИ.

Смещение и уширение линии СИ говорит о заселении состояний с большей энергией, которое мы связываем с разогревом электронного газа. Поскольку при использовании накачки с большей интенсивностью, но длиной волны 10.6 мкм линия СИ практически не сдвигается (см. рис. 48(a)), этот эффект не может связан с общим разогревом структуры. Похожий сдвиг линии ФЛ может происходить в системе с «холодными» носителями по механизму, аналогичному сдвигу Бурштейна-Мосса, однако, для того чтобы вызвать наблюдаемую величину сдвига, концентрация носителей должна превышать количество фотонов в импульсе накачки. Таким образом, смещение и уширение линии СИ наиболее непротиворечиво объясняется нагревом носителей из-за высокоэнергичных фотонов накачки.

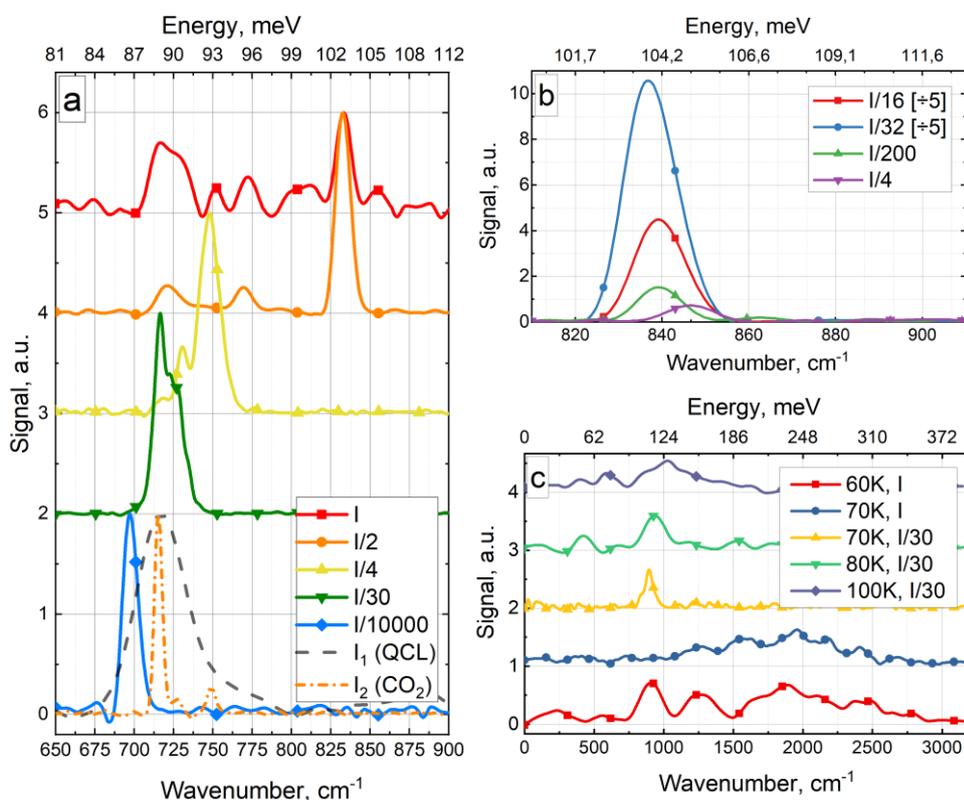


Рисунок 48 — Спектры СИ и ФЛ структуры 170127, полученные при различных условиях: (a) T = 10 K;  $\lambda_{\text{exc}} = 2.3$  мкм (сплошные кривые),  $\lambda_{\text{exc}} = 10.6$  мкм (штрих-пунктирная кривая),  $\lambda_{\text{exc}} = 8.3$  мкм (пунктирная кривая) (b) T = 60 K;  $\lambda_{\text{exc}} = 2.3$  мкм (c) различные температуры;  $\lambda_{\text{exc}} = 2.3$  мкм. Интенсивность возбуждения I соответствует потоку фотонов  $2 \cdot 10^{22} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , I<sub>1</sub> соответствует потоку фотонов  $10^{18} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , и I<sub>2</sub> соответствует потоку фотонов  $10^{24} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ .

При  $T = 60$  К положение линии СИ стабильно как при низких интенсивностях накачки, так и в среднем диапазоне, когда происходит снижение сигнала (см. рис. 47 и рис. 48(b)), однако, по мере того как интегральный сигнал снова начинает расти, на спектре появляется широкая линия спонтанного излучения, которая сопровождает линию СИ (см. рис. 48(c)). При температуре  $T = 70$  К и максимальной мощности накачки разогрев носителей приводит к тому, что профиль усиления размывается настолько, что ни в одной точке не превосходит потери, и на спектре наблюдается спонтанная люминесценция горячих носителей (см. рис. 48(c)). При этом видно, что «красная» граница спонтанной ФЛ соответствует положению линии СИ, при более низкой мощности накачки, а высокоэнергетический край, который определяется температурой неравновесных носителей имеет ширину более 60 мэВ и сопоставим со спектрами спонтанной ФЛ, полученными при комнатной температуре (см. рис. 27). Таким образом, спектры «горячей» ФЛ явно свидетельствуют о наличии разогрева носителя и депопуляции низкоэнергетических состояний.

Мы предполагаем, что при температурах выше критической интенсивность затухания лежит ниже пороговой интенсивности накачки, поэтому СИ не может возникнуть ни при какой интенсивности возбуждения, так как негативное влияние разогрева носителей подавляет усиление. Монотонный рост сигнала при температурах более 60 К связан с тем, что спонтанная ФЛ малочувствительна к распределению носителей, поэтому рост интегрального сигнала при высокой накачке происходит за счет спонтанной ФЛ, интенсивность которой монотонно растет с мощностью накачки. Спектры ФЛ, полученные при температурах выше 60 К и уровне возбуждения, соответствующем ИЗ, содержат лишь слабые линии «холодной» ФЛ, положение которых соответствует ширине запрещенной зоны структуры (см. рис. 48(c)).

При использовании длинноволнового возбуждения, даже в случае максимальной мощности накачки, линия СИ «разогревается» менее чем на 2 мэВ (рис. 48(a)), что указывает на значительно меньший нагрев носителей, чем при коротковолновой накачке. Поэтому в условиях длинноволновой накачки, когда нагрев носителей слаб, возможно повышение рабочей температуры в исследуемых структурах.

Преимущество длинноволновой накачки подтверждается измерениями в структуре 170126 с шириной запрещенной зоны около 60 мэВ. В этой структуре при накачке на длине волны 2,3 мкм СИ удалось получить лишь в нескольких экспериментах при фиксированной мощности накачки, тогда как при использовании возбуждения с длиной волны 10,6 мкм мы наблюдали СИ в широком интервале мощностей при температурах до 40 К. В то же время,

при исследовании структуры с меньшей запрещенной зоной нагрев становится заметен и при 10,6 мкм накачке (рис. 49).

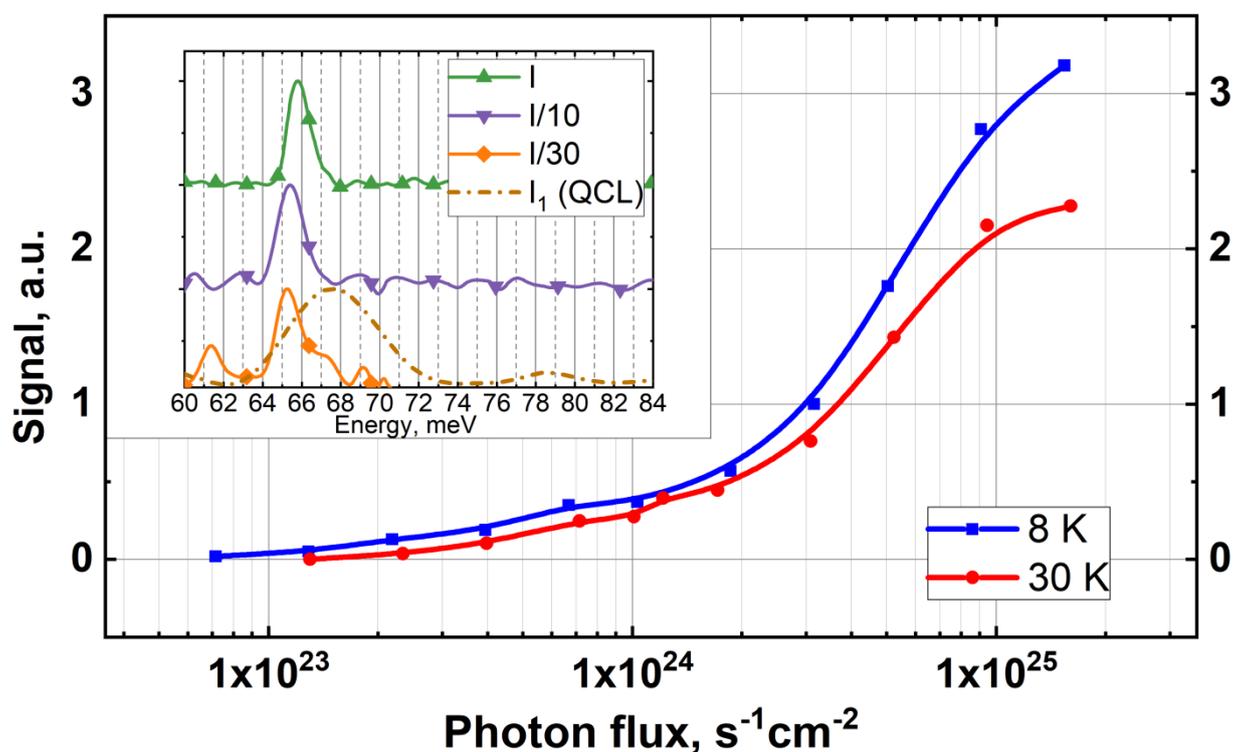


Рисунок 49 — Спектры спонтанной ФЛ и СИ при 30 К (на вставке) и интегральная зависимость интенсивности СИ от потока фотонов накачки для структуры 170126 при возбуждении CO<sub>2</sub> лазером. Интенсивность возбуждения  $I$  соответствует потоку фотонов  $10^{24} \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}$ .

Таким образом, даже энергия фотонов CO<sub>2</sub>-лазера может быть слишком высокой для получения СИ в структурах Hg(Cd)Te/HgCdTe с длиной волны более 18 мкм. Однако, даже если на больших длинах волн разогрев будет существенен, на данный момент, при использовании накачки с длиной волны 10.6 мкм, разогрев носителей не приводит к гашению СИ, что говорит о возможности дальнейшего увеличения длины волны.

## Заключение

Исследованы спектры терагерцовой ФЛ и МОП в гетероструктуре InAs/GaSb/InAs, с зонной структурой, соответствующей точке перехода между состояниями двумерного топологического изолятора и полуметалла. На спектрах фотолюминесценции обнаружены линии, соответствующие переходам между подзонами размерного квантования. Результаты исследований спектров МОП подтверждают бесщелевую зонную структуру исследуемых квантовых ям InAs/GaSb/InAs.

Впервые проведены исследования МОП и фотолюминесценции гетероструктур с тройными квантовыми ямами InAs/Ga(In)Sb/InAs с инвертированной зонной структурой, соответствующей состоянию двумерного топологического изолятора. На спектрах МОП обнаружены линии, соответствующие как внутризонным переходам в зоне проводимости, так и межзонному переходу. Определенная на основании полученных спектров ширина запрещенной зоны в структуре с ТКЯ InAs/GaSb/InAs составляет 17 мэВ и находится в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями. Показано, что в диапазоне температур от 2 до 100 К ширина запрещенной зоны остается неизменной. Показано, что в структуре с ТКЯ InAs/Ga<sub>0.65</sub>In<sub>0.35</sub>Sb/InAs ширина запрещенной зоны достигает 35 мэВ и также не меняется с температурой.

Проведена характеристика серии волноводных гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe методами спектроскопии фотолюминесценции и МОП. Показано, что КЯ с номинально бинарным составом содержат долю [Cd] в диапазоне от 0 до 10 %. Обнаружено, что в структурах с меньшей долей кадмия в КЯ температурное смещение линий ФЛ больше. По спектрам МОП и ФЛ восстановлены параметры исследованных гетероструктур.

Проанализировано влияние параметров квантовых ям, лежащих в активной области волноводных гетероструктур, на характеристики стимулированного излучения. Показано, что наибольшая температура гашения стимулированного излучения достигается в структурах, использующих ямы из бинарного материала HgTe и барьеры с высоким (~0.7) содержанием кадмия.

Исследовано влияние длины волны оптической накачки на характеристики стимулированного излучения в гетероструктурах HgCdTe. Использование коротковолнового оптического излучения при высоких ( $>10^{23}$  фотонов в импульсе)

мощностях приводит к разогреву носителей и гашению стимулированного излучения. В то же время, накачка с длиной волны 10.6 мкм не вызывает разогрева носителей даже при  $3 \cdot 10^{24}$  фотонов в импульсе, поэтому она является предпочтительной для получения стимулированного излучения в длинноволновом диапазоне.

В волноводных гетероструктурах на основе HgCdTe с квантовыми ямами толщиной от 6.1 нм до 7.6 нм получено стимулированное излучения на длинах волн до 18 мкм. Несмотря на рост пороговой интенсивности накачки с длиной волны излучения от 0.2 кВт/см<sup>2</sup> на длине волны 10.9 мкм до 5 кВт/см<sup>2</sup> на длине волны 18 мкм, в абсолютном выражении эта величина остается достаточно малой и более чем на 2 порядка меньше порога прочности гетероструктур на основе HgCdTe, который определяет максимальную мощность оптического возбуждения. Таким образом, полученные результаты демонстрируют возможность дальнейшего увеличения длины волны и температуры гашения излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe.

**Список литературы**

1. Quantum spin hall insulator state in HgTe quantum wells / M. König, S. Wiedmann, C. Brüne [et al.] // *Science*. – 2007. – Vol. 318. – № 5851. – P. 766-770.
2. Knez I. Evidence for helical edge modes in inverted InAs/GaSb quantum wells / I. Knez, R. R. Du, G. Sullivan // *Physical Review Letters*. – 2011. – Vol. 107. – № 13. – P. 1-5.
3. Observation of the quantum spin Hall effect up to 100 kelvin in a monolayer crystal / S. Wu, V. Fatemi, Q. D. Gibson [et al.] // *Science*. – 2018. – Vol. 359. – № 6371. – P. 76-79.
4. Strain Engineering of the Band Gap of HgTe Quantum Wells Using Superlattice Virtual Substrates / P. Leubner, L. Lunczer, C. Brüne [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2016. – Vol. 117. – № 8. – P. 1-5.
5. Quality Heterostructures from Two-Dimensional Crystals Unstable in Air by Their Assembly in Inert Atmosphere / Y. Cao, A. Mishchenko, G. L. Yu [et al.] // *Nano Letters*. – 2015. – Vol. 15. – № 8. – P. 4914-4921.
6. Tuning magnetotransport in a compensated semimetal at the atomic scale / L. Wang, I. Gutiérrez-Lezama, C. Barreteau [et al.] // *Nature Communications*. – 2015. – Vol. 6. – P. 1-7.
7. Environmental Instability and Degradation of Single- and Few-Layer WTe<sub>2</sub> Nanosheets in Ambient Conditions / F. Ye, J. Lee, J. Hu [et al.] // *Small*. – 2016. – Vol. 12. – № 42. – P. 5802-5808.
8. Krishtopenko S. S. Quantum spin Hall insulator with a large bandgap, Dirac fermions, and bilayer graphene analog / S. S. Krishtopenko, F. Teppe // *Science Advances*. – 2018. – Vol. 4. – № 4. – P. 7529.
9. Rogalski A. HgCdTe infrared detector material: History, status and outlook / A. Rogalski // *Reports on Progress in Physics*. – 2005. – Vol. 68. – № 10. – P. 2267-2336.
10. Vurgaftman I. High-temperature HgTe/CdTe multiple-quantum-well lasers / I. Vurgaftman, J. Meyer // *Optics Express*. – 1998. – Vol. 2. – № 4. – P. 137.
11. Jiang Y. Carrier lifetimes and threshold currents in HgCdTe double heterostructure and multi-quantum-well lasers / Y. Jiang, M. C. Teich, W. I. Wang // *Journal of Applied Physics*. – 1991. – Vol. 69. – № 10. – P. 6869-6875.

12. Long wavelength stimulated emission up to 9.5  $\mu\text{m}$  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.
13. Quantum cascade lasers: 20 years of challenges / M. S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, P. De Natale // Optics Express. – 2015. – Vol. 23. – № 4. – P. 5167.
14. 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.
15. High temperature operation of far infrared ( $\lambda \approx 20 \mu\text{m}$ ) InAs/AlSb quantum cascade lasers with dielectric waveguide / M. Bahriz, G. Lollia, A. N. Baranov, R. Teissier // Optics Express. – 2015. – Vol. 23. – № 2. – P. 1523.
16. Terashima W. GaN-based terahertz quantum cascade lasers / W. Terashima, H. Hirayama // Terahertz Physics, Devices, and Systems IX: Advanced Applications in Industry and Defense. – 2015. – Vol. 9483. – № May 2015. – P. 948304.
17. Talwar D. N. Vibrational properties of HgCdTe system / D. N. Talwar, M. Vandevyver // Journal of Applied Physics. – 1984. – Vol. 56. – № 6. – P. 1601-1607.
18. Rogalski A. InAs/GaSb type-II superlattice infrared detectors: Future prospect / A. Rogalski, P. Martyniuk, M. Kopytko // Applied Physics Reviews. – 2017. – Vol. 4. – № 3. – P. 031304
19. Edge channel transport in the InAs/GaSb topological insulating phase / K. Suzuki, Y. Harada, K. Onomitsu, K. Muraki // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics. – 2013. – Vol. 87. – № 23. – P. 235311.
20. Edge transport in InAs and InAs/GaSb quantum wells / S. Mueller, C. Mittag, T. Tschirky [et al.] // Physical Review B. – 2017. – Vol. 96. – № 7. – P. 075406.
21. Images of edge current in InAs/GaSb quantum wells / E. M. Spanton, K. C. Nowack, L. Du [et al.] // Physical Review Letters. – 2014. – Vol. 113. – № 2. – P. 026804.
22. High-power continuous-wave midinfrared type-II “w” diode lasers / C. L. Canedy, W. W. Bewley, J. R. Lindle [et al.] // Applied Physics Letters. – 2005. – Vol. 86. – № 21. – P. 211105.
23. Cyclotron resonance of dirac fermions in InAs/GaSb/InAs quantum wells / S. S.

Krishtopenko, A. V. Ikonnikov, K. V. Maremyanin [et al.] // Semiconductors. – 2017. – Vol. 51. – № 1. – P. 38-42.

24. Magnetoabsorption of Dirac Fermions in InAs/GaSb/InAs “Three-Layer” Gapless Quantum Wells / S. Ruffenach, S. S. Krishtopenko, L. S. Bovkun [et al.] // JETP Letters. – 2017. – Vol. 106. – № 11. – P. 727-732.

25. Roux C. Room-temperature optically pumped cdhgte vertical-cavity surface-emitting laser for the 1.5  $\mu\text{m}$  range / C. Roux, E. Hadji, J. L. Pautrat // Applied Physics Letters. – 1999. – Vol. 75. – № 12. – P. 1661-1663.

26. 3.2  $\mu\text{m}$  Infrared Resonant Cavity Light Emitting Diode / E. Hadji, J. Bleuse, N. Magnea, J. L. Pautrat // Applied Physics Letters. – 1995. – Vol. 67. – № 18. – P. 2591.

27. 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.

28. Кадыков А. М. Фотоотклик и стимулированное излучение в структурах на основе соединений HgCdTe в среднем и дальнем ИК диапазонах : дис. ... канд. физ. - мат. наук : 05.27.01 : защищена 20.12.2018 : утв. 18.10.2018 / А. М. Кадыков. – ФГБУН «Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН» / А. М. Кадыков. – 2018. – 261 с.

29. Schiff H. I. The use of tunable diode laser absorption spectroscopy for atmospheric measurements / H. I. Schiff, G. I. Mackay, J. Bechara // Research on Chemical Intermediates. – 1994. – Vol. 20. – № 3-5. – P. 525-556.

30. Taylor J. H. Atmospheric Transmission in the Infrared / J. H. Taylor, H. W. Yates // Journal of the Optical Society of America. – 1957. – Vol. 47. – № 3. – P. 223.

31. The HITRAN2016 molecular spectroscopic database / I. E. Gordon, L. S. Rothman, C. Hill [et al.] // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. – 2017. – Vol. 203. – P. 3-69.

32. Melngailis I. Maser action in InAs diodes / I. Melngailis // Applied Physics Letters. – 1963. – Vol. 2. – № 9. – P. 176-178.

33. Williams B. S. Terahertz quantum-cascade lasers / B. S. Williams // Nature Photonics. – 2007. – Vol. 1. – № 9. – P. 517-525.

34. Widely tunable room temperature semiconductor terahertz source / Q. Y. Lu, S. Slivken, N. Bandyopadhyay [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Vol. 105. – № 20. – P. 201102
35. 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.
36. Far-infrared surface-plasmon quantum-cascade lasers at 21.5  $\mu\text{m}$  and 24  $\mu\text{m}$  wavelengths / R. Colombelli, F. Capasso, C. Gmachl [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2001. – Vol. 78. – № 18. – P. 2620-2622.
37. Long wavelength (15 and 23  $\mu\text{m}$ ) GaAs/AlGaAs quantum cascade lasers / J. Ulrich, J. Kreuter, W. Schrenk [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2002. – Vol. 80. – № 20. – P. 3691-3693.
38. Терагерцовые инжекционные лазеры на основе твердого раствора PbSnSe с длиной волны излучения до 50 мкм и их использование для магнитоспектроскопии полупроводников / К. В. Маремьянин, А. В. Иконников, Л. С. Бовкун [и др.] // *Журнал технической физики*. – 2018. – Т. 52. – № 12. – С. 1486.
39. Kurbatov L. N. et al. Far-IR heterojunction lasers tunable to 46.2  $\mu\text{m}$  // *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. – 1983. – Vol. 37. – P. 499-502.
40. Tournié E., Cerutti L. (ed.). *Mid-infrared Optoelectronics: Materials, Devices, and Applications*. – Woodhead publishing, 2019. – 7-10 p.
41. Landsberg P. T. *Non-radiative recombination in semiconductors : Modern Problems in Condensed Matter Sciences. Vol. 28* / P. T. Landsberg. – Elsevier Science, 1993. – 393-394 p.
42. Roosbroeck W. Van. Photon-radiative recombination of electrons and holes in germanium / W. Van Roosbroeck, W. Shockley // *Physical Review*. – 1954. – Vol. 94. – № 6. – P. 1558-1560.
43. Impact of Defect-Induced Strain on Device Properties / M. Reiche, M. Kittler, E. Pippel [et al.] // *Advanced Engineering Materials*. – 2017. – Vol. 19. – № 8. – P. 1600736.
44. Role of excited states in Shockley-Read-Hall recombination in wide-band-gap semiconductors / A. Alkauskas, C. E. Dreyer, J. L. Lyons, C. G. Van De Walle // *Physical Review B*. – 2016. – Vol. 93. – № 20. – P. 201304.
45. Schenk A. An improved approach to the Shockley-Read-Hall recombination in

inhomogeneous fields of space-charge regions / A. Schenk // *Journal of Applied Physics*. – 1992. – Vol. 71. – № 7. – P. 3339-3349.

46. Shockley W. Statistics of the recombinations of holes and electrons / W. Shockley, W. T. Read // *Physical Review*. – 1952. – Vol. 87. – № 5. – P. 835-842.

47. Hall R. N. Electron-hole recombination in germanium / R. N. Hall // *Physical Review*. – 1952. – Vol. 87. – № 2. – P. 387.

48. Krishnamurthy S. Minority carrier lifetimes in HgCdTe alloys / S. Krishnamurthy, M. A. Berding, Z. G. Yu // *Journal of Electronic Materials*. – 2006. – Vol. 35. – № 6. – P. 1369-1378.

49. Jóźwikowski K. The bulk generation-recombination processes and the carrier lifetime in mid-wave infrared and long-wave infrared liquid nitrogen cooled HgCdTe alloys / K. Jóźwikowski, M. Kopytko, A. Rogalski // *Journal of Applied Physics*. – 2012. – Vol. 112. – № 3. – P. 033718.

50. Beattie A. R. Quantum efficiency in InSb / A. R. Beattie // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1962. – Vol. 23. – № 8. – P. 1049-1056.

51. Krier A. (Ed.) *Mid-infrared Semiconductor Optoelectronics* : Springer Series in Optical Sciences. Vol. 118 / A. Krier; A. Krier ed. . – London : Springer London, 2006. . – P. 106

52. Pincherle L. Auger effect in semiconductors / L. Pincherle // *Proceedings of the Physical Society. Section B*. – 1955. – Vol. 68. – № 5. – P. 319-320.

53. Vasko F. T., Raichev O. E. *Quantum Kinetic Theory and Applications: Electrons, Photons, Phonons*. – Springer Science & Business Media, 2006.

54. Dimmock J. O. Band structure and laser action in  $Pb_xSn_{1-x}Te$  / J. O. Dimmock, I. Melngailis, A. J. Strauss // *Physical Review Letters*. – 1966. – Vol. 16. – № 26. – P. 1193-1196.

55. Stimulated emission from optically excited  $Cd_xHg_{1-x}Te$  structures at room temperature / A. A. Andronov, Y. N. Nozdrin, A. V. Okomelkov [et al.] // *Journal of Luminescence*. – 2012. – Vol. 132. – № 3. – P. 612-616.

56. 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.

57. Roux C. 2.6  $\mu m$  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.

58. Roux C. Room-temperature optically pumped CdHgTe vertical-cavity surface-emitting laser for the 1.5  $\mu\text{m}$  range / C. Roux, E. Hadji, J. L. Pautrat // *Applied Physics Letters*. – 1999. – Vol. 75. – № 12. – P. 1661-1663.

59. 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.

60. Photopumped infrared vertical-cavity surface-emitting laser / E. Hadji, J. Bleuse, N. Magnea, J. L. Pautrat // *Applied Physics Letters*. – 1996. – Vol. 68. – № 18. – P. 2480-2482.

61. 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.

62. 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.

63. HgCdTe molecular beam epitaxy material for microcavity light emitters: Application to gas detection in the 2-6  $\mu\text{m}$  range / J. P. Zanatta, F. Noël, P. Ballet [et al.] // *Journal of Electronic Materials*. – 2003. – Vol. 32. – № 7. – P. 602-607.

64. 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.

65. Time resolved photoluminescence spectroscopy of narrow gap Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/Cd<sub>y</sub>Hg<sub>1-y</sub>Te quantum well heterostructures / S. V. Morozov, V. V. Romyantsev, A. V. Antonov [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Vol. 105. – № 2. – P. 22102.

66. Фотолюминесценция гетероструктур на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии / К. Д. Мынбаев, Н. Л. Баженов, Н. Н. Михайлов, М. В. Якушев // *Физика И Техника Полупроводников*. – 2011. – Т. 45. – № 7. – С. 900-907.

67. Efficient long wavelength interband photoluminescence from HgCdTe epitaxial films at wavelengths up to 26  $\mu\text{m}$  / S. V. Morozov, V. V. Romyantsev, A. V. Antonov [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Vol. 104. – № 7. – P. 072102.

68. Релаксация носителей заряда в узкозонных эпитаксиальных слоях HgCdTe и

структурах с квантовыми ямами на основе HgTe/HgCdTe / В. В. Румянцев, В. В. Уточкин, В. Я. Алешкин [и др.] // Нанofизика и наноэлектроника. – 2018. – С. 749-750.

69. Klitzing K. V. New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized hall resistance / K. V. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper // Physical Review Letters. – 1980. – Vol. 45. – № 6. – P. 494-497.

70. 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.

71. Kane C. L. Z<sub>2</sub> topological order and the quantum spin hall effect / C. L. Kane, E. J. Mele // Physical Review Letters. – 2005. – Vol. 95. – № 14. – P. 146802.

72. Murakami S. Spin-Hall insulator / S. Murakami, N. Nagaosa, S. C. Zhang // Physical Review Letters. – 2004. – Vol. 93. – № 15. – P. 156804.

73. Imaging currents in HgTe quantum wells in the quantum spin Hall regime / K. C. Nowack, E. M. Spanton, M. Baenninger [et al.] // Nature Materials. – 2013. – Vol. 12. – № 9. – P. 787-791.

74. Room-temperature quantum spin Hall phase in laser-patterned few-layer 1T'-MoS<sub>2</sub> / N. Katsuragawa, M. Nishizawa, T. Nakamura [et al.] // Communications Materials. – 2020. – Vol. 1. – № 1. – P. 4-6.

75. Krishtopenko S. S. Realistic picture of helical edge states in HgTe quantum wells / S. S. Krishtopenko, F. Teppe // Physical Review B. – 2018. – Vol. 97. – № 16. – P. 165408.

76. Cyclotron resonance in HgTe/CdTe-based heterostructures in high magnetic fields / M. S. Zholudev, A. V. Ikonnikov, F. Teppe [et al.] // Nanoscale Research Letters. – 2012. – Vol. 7. – № 1. – P. 1-7.

77. Temperature-driven single-valley Dirac fermions in HgTe quantum wells / M. Marcinkiewicz, S. Ruffenach, S. S. Krishtopenko [et al.] // Physical Review B. – 2017. – Vol. 96. – № 3. – P. 035405.

78. Nonlocal transport in the quantum spin hall state / A. Roth, C. Brüne, H. Buhmann [et al.] // Science. – 2009. – Vol. 325. – № 5938. – P. 294-297.

79. Quantum spin hall effect in inverted type-II semiconductors / C. Liu, T. L. Hughes, X. L. Qi [et al.] // Physical Review Letters. – 2008. – Vol. 100. – № 23. – P. 236601.

80. Naveh Y. Band-structure tailoring by electric field in a weakly coupled electron-hole system / Y. Naveh, B. Laikhtman // *Applied Physics Letters*. – 1995. – Vol. 66. – № 15. – P. 1980.
81. Evidence of a Hybridization Gap in “Semimetallic” InAs/GaSb Systems / M. J. Yang, C. H. Yang, B. R. Bennett, B. V. Shanabrook // *Physical Review Letters*. – 1997. – Vol. 78. – № 24. – P. 4613-4616.
82. Chang L. L. Electronic properties of InAs□GaSb superlattices / L. L. Chang, L. Esaki // *Surface Science*. – 1980. – Vol. 98. – № 1-3. – P. 70-89.
83. Altarelli M. Electronic structure and semiconductor-semimetal transition in InAs-GaSb superlattices / M. Altarelli // *Physical Review B*. – 1983. – Vol. 28. – № 2. – P. 842-845.
84. Minigaps and novel giant negative magnetoresistance in InAs/GaSb semimetallic superlattices / M. Lakrimi, S. Khym, R. J. Nicholas [et al.] // *Physical Review Letters*. – 1997. – Vol. 79. – № 16. – P. 3034-3037.
85. Knez I. Finite conductivity in mesoscopic Hall bars of inverted InAs/GaSb quantum wells / I. Knez, R. R. Du, G. Sullivan // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2010. – Vol. 81. – № 20. – P. 5-8.
86. Naveh Y. Magnetotransport of coupled electron-holes / Y. Naveh, B. Laikhtman // *Europhysics Letters*. – 2001. – Vol. 55. – № 4. – P. 545-551.
87. Finite size effects on helical edge states in a quantum spin-hall system / B. Zhou, H. Z. Lu, R. L. Chu [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2008. – Vol. 101. – № 24. – P. 246807.
88. Suppression of bulk conductivity in InAs/GaSb broken gap composite quantum wells / C. Charpentier, S. Fält, C. Reichl [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Vol. 103. – № 11. – P. 28-31.
89. Observation of edge transport in the disordered regime of topologically insulating InAs / GaSb quantum wells / I. Knez, C. T. Rettner, S. H. Yang [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2014. – Vol. 112. – № 2. – P. 026602.
90. Robust helical edge transport in gated InAs/GaSb bilayers / L. Du, I. Knez, G. Sullivan, R. R. Du // *Physical Review Letters*. – 2015. – Vol. 114. – № 9. – P. 096802.
91. Engineering quantum spin Hall insulators by strained-layer heterostructures / T. Akiho, F. Couëdo, H. Irie [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2016. – Vol. 109. – № 19. – P. 243.

92. Tuning Edge States in Strained-Layer InAs/GaInSb Quantum Spin Hall Insulators / L. Du, T. Li, W. Lou [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2017. – Vol. 119. – № 5. – P. 056803.
93. Tuning phase transition between quantum spin Hall and ordinary insulating phases / S. Murakami, S. Iso, Y. Avishai [et al.] // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2007. – Vol. 76. – № 20. – P. 056803.
94. Vurgaftman I. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys / I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan // *Journal of Applied Physics*. – 2001. – Vol. 89. – № 11 I. – P. 5815-5875.
95. Krishtopenko S. S. Phase transitions in two tunnel-coupled HgTe quantum wells: Bilayer graphene analogy and beyond / S. S. Krishtopenko, W. Knap, F. Teppé // *Scientific Reports*. – 2016. – Vol. 6. – № May. – P. 30755.
96. Pressure- and temperature-driven phase transitions in HgTe quantum wells / S. S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D. B. But [et al.] // *Physical Review B*. – 2016. – Vol. 94. – № 24. – P. 245402.
97. Demonstration of resonant transmission in InAs/GaSb/InAs interband tunneling devices / E. T. Yu, D. A. Collins, D. Z. Y. Ting [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 1990. – Vol. 57. – № 25. – P. 2675-2677.
98. You A. Resonant interband coupling in single- barrier heterostructures of InAs / GaSb / InAs and GaSb / InAs / GaSb / A. You, M. A. Y. Be, I. In. – 1998. – Vol. 68. – № 6. – P. 2854-2857.
99. Vertical transport and electroluminescence in InAs/GaSb/InAs structures: GaSb thickness and hydrostatic pressure studies / M. Roberts, Y. C. Chung, S. Lyapin [et al.] // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2002. – Vol. 65. – № 23. – P. 235326.
100. Bovkun L. Investigation of the band structure of quantum wells based on gapless and narrow-band semiconductors HgTe and InAs / L. Bovkun. дис: Grenoble – 2019.
101. Киес Р. Д. Фотоприемники видимого и ИК диапазонов: Пер. с англ./Под ред / Р. Д. Киес, П. В. Крузе, Э. Г. Патли // Киеса Р. Дж.–М.: Радио и связь. – 1985.
102. Modulated photoluminescence spectroscopy with a step-scan Fourier transform infrared spectrometer / J. Shao, W. Lu, X. Lü [et al.] // *Review of Scientific Instruments*. – 2006.

– Vol. 77. – № 6. – P. 063104

103. Specific features of the spectra and relaxation kinetics of long-wavelength photoconductivity in narrow-gap HgCdTe epitaxial films and heterostructures with quantum wells / V. V. Romyantsev, A. V. Ikonnikov, A. V. Antonov [et al.] // *Semiconductors*. – 2013. – Vol. 47. – № 11. – P. 1438-1441.

104. Temperature-dependent terahertz spectroscopy of inverted-band three-layer InAs/GaSb/InAs quantum well / S. S. Krishtopenko, S. Ruffenach, F. Gonzalez-Posada [et al.] // *Physical Review B*. – 2018. – Vol. 97. – № 24. – P. 245419.

105. Fine structure of zero-mode Landau levels in HgTe/Hg<sub>x</sub>Cd<sub>1-x</sub>Te quantum wells / M. Orlita, K. Masztalerz, C. Faugeras [et al.] // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2011. – Vol. 83. – № 11. – P. 115307.

106. Magneto-spectroscopy of two-dimensional HgTe-based topological insulators around the critical thickness / M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita [et al.] // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2012. – Vol. 86. – № 20. – P. 205420.

107. Effect of electron-electron interaction on cyclotron resonance in high-mobility InAs/AlSb quantum wells / S. S. Krishtopenko, A. V. Ikonnikov, M. Orlita [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 2015. – Vol. 117. – № 11. – P. 112813.

108. Temperature-dependent magneto-spectroscopy of HgTe quantum wells / A. V. Ikonnikov, S. S. Krishtopenko, O. Drachenko [et al.] // *Physical Review B*. – 2016. – Vol. 94. – № 15. – P. 155421.

109. Massive and massless Dirac fermions in Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te topological crystalline insulator probed by magneto-optical absorption / B. A. Assaf, T. Phuphachong, V. V. Volobuev [et al.] // *Scientific Reports*. – 2016. – Vol. 6. – № 1. – P. 20323.

110. Zhang S. B. Robustness of quantum spin Hall effect in an external magnetic field / S. B. Zhang, Y. Y. Zhang, S. Q. Shen // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2014. – Vol. 90. – № 11. – P. 115305.

111. Probing the semiconductor to semimetal transition in InAs/GaSb double quantum wells by magneto-infrared spectroscopy / Y. Jiang, S. Thapa, G. D. Sanders [et al.] // *Physical Review B*. – 2017. – Vol. 95. – № 4. – P. 045116.

112. Temperature-Induced Topological Phase Transition in HgTe Quantum Wells / A. M. Kadykov, S. S. Krishtopenko, B. Jouault [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2018. – Vol. 120. – № 8. – P. 86401.
113. Theory for the cyclotron resonance of holes in strained asymmetric Ge-SiGe quantum wells / R. Winkler, M. Merkler, T. Darnhofer, U. Rössler // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 1996. – Vol. 53. – № 16. – P. 10858-10865.
114. Anticrossing of Landau levels in HgTe/CdHgTe (013) quantum wells with an inverted band structure / M. S. Zholudev, F. Teppe, S. V. Morozov [et al.] // *JETP Letters*. – 2015. – Vol. 100. – № 12. – P. 790-794.
115. Many-particle effects in optical transitions from zero-mode Landau levels in HgTe quantum wells / S. S. Krishtopenko, A. M. Kadykov, S. Gebert [et al.] // *Physical Review B*. – 2020. – Vol. 102. – № 4. – P. 41404.
116. Nature of the acceptor responsible for p-type conduction in liquid encapsulated Czochralski-grown undoped gallium antimonide / C. C. Ling, M. K. Lui, S. K. Ma [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2004. – Vol. 85. – № 3. – P. 384-386.
117. Point defect balance in epitaxial GaSb / N. Segercrantz, J. Slotte, I. Makkonen [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Vol. 105. – № 8. – P. 082113.
118. Split Dirac cones in HgTe/CdTe quantum wells due to symmetry-enforced level anticrossing at interfaces / S. A. Tarasenko, M. V. Durnev, M. O. Nestoklon [et al.] // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. – 2015. – Vol. 91. – № 8. – P. 081302
119. Valence band energy spectrum of HgTe quantum wells with an inverted band structure / G. M. Minkov, V. Y. Aleshkin, O. E. Rut [et al.] // *Physical Review B*. – 2017. – Vol. 96. – № 3. – P. 035310.
120. Growth of HgTe quantum wells for IR to THz detectors / S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Y. Sidorov [et al.] // *Journal of Electronic Materials*. – 2010. – Vol. 39. – № 7. – P. 918-923.
121. Determining the Compositional Profile of HgTe/CdxHg1-xTe Quantum Wells by Single-Wavelength Ellipsometry / V. A. Shvets, N. N. Mikhailov, D. G. Ikusov [et al.] // *Optics and Spectroscopy*. – 2019. – Vol. 127. – № 2. – P. 340-346.
122. Temperature-driven single-valley Dirac fermions in HgTe quantum wells / M.

Marcinkiewicz, S. Ruffenach, S. S. Krishtopenko [et al.] // Physical Review B. – 2017. – Vol. 96. – № 3. – P. 035405.

123. Magneto-optical studies and stimulated emission in narrow gap HgTe/CdHgTe structures in the very long wavelength infrared range / V. V. Rumyantsev, L. S. Bovkun, A. M. Kadykov [и др.] // Физика И Техника Полупроводников. – 2018. – Vol. 52. – № 4. – P. 464.

124. Long wavelength superluminescence from narrow gap HgCdTe epilayer at 100 / S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, A. A. Dubinov [et al.] // Applied Physics Letters. – 2015. – Vol. 107. – № 4. – P. 042105.

125. Dyakonov M. I. Nonthreshold Auger recombination in quantum wells / M. I. Dyakonov, V. Y. Kachorovskii // Physical Review B. – 1994. – Vol. 49. – № 24. – P. 17130-17138.

126. 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.

127. Polkovnikov A. S. Auger recombination in semiconductor quantum wells / A. S. Polkovnikov, G. G. Zegrya // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics. – 1998. – T. 58. – № 7. – C. 4039-4056.

128. Andreev A. D. Auger recombination in strained quantum wells / A. D. Andreev, G. G. Zegrya // Semiconductors. – 1997. – Vol. 31. – № 3. – P. 297-303.

129. Chu J. Device Physics of Narrow Gap Semiconductors. Device Phys. Narrow Gap Semicond. / J. Chu, A. Sher. – New York, NY : Springer New York, 2010. – P. 323.

### Список публикаций автора

A1. В.В. Румянцев, М.А. Фадеев, С.В. Морозов, А.А. Дубинов, К.Е. Кудрявцев, А.М. Кадьков, И.В. Тузов, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, В.И. Гавриленко, Ф. Терре. *Длинноволновое стимулированное излучение и времена жизни носителей в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe*. Физика техника полупроводников, 50(12), 1679 (2016).

- A2. В.В. Румянцев, А.М. Кадыков, М.А. Фадеев, А.А. Дубинов, В.В. Уточкин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.В. Морозов, В. И. Гавриленко *Исследования волноводных структур с квантовыми ямами на основе HgCdTe для получения длинноволнового стимулированного излучения. Физика и техника полупроводников.* 51(12), 1616-1620 (2017)
- A3. S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, M.A. Fadeev, M.S. Zholudev, K.E. Kudryavtsev, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, A.A. Dubinov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, and V.I. Gavrilenko. *Stimulated emission from HgCdTe quantum well heterostructures at wavelengths up to 19.5  $\mu\text{m}$* , Applied Physics Letters 111(19), 192101 (2017)
- A4. S. Ruffenach, A. Kadykov, V.V. Romyantsev, J. Torres, D. Coquillat, D. But, S.S. Krishtopenko, C. Consejo, W. Knap, S. Winner, M. Helm, M.A. Fadeev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzskii, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov, and F. Teppe. *HgCdTe-based heterostructures for Terahertz photonics.* APL Materials.5(3), 035503 (2017).
- A5. V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.V. Romyantsev, M.A. Fadeev, O.L. Domnina, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzskii, F Teppe, V.I. Gavrilenko and S.V. Morozov. *Radiative recombination in narrow gap HgTe/CdHgTe quantum well heterostructures for laser applications.* Journal of Physics: Condensed Matter 30(49), 495301 (2018)
- A6. В.В. Румянцев, Н.С. Куликов, А.М. Кадыков, М.А. Фадеев, А.В. Иконников, А.С. Казаков, М.С. Жолудев, В.Я. Алешкин, В.В. Уточкин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.В. Морозов, В.И. Гавриленко. *Влияние особенностей зонного спектра на характеристики стимулированного излучения в узкозонных гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe.* Физика и техника полупроводников. 52(11), 1263-1267 (2018)
- A7. V.V. Romyantsev, L.S. Bovkun, A.M. Kadykov, M.A. Fadeev, A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, B. Piot, M. Orlita, M. Potemski, F. Teppe, S.V. Morozov and V.I. Gavrilenko. *Magneto-optical Studies and Stimulated Emission in Narrow Gap HgTe/CdHgTe Structures in the Very Long Wavelength Infrared Range,* Semiconductors 52(4), 436 – 441 (2018)
- A8. M.A. Fadeev, V.V. Romyantsev, A.M. Kadykov, A.A. Dubinov, A.V. Antonov, K.E. Kudryavtsev, S.A. Dvoretzskii, N.N. Mikhailov, V.I. Gavrilenko, and S.V. Morozov. *Stimulated emission in the 2.8–3.5  $\mu\text{m}$  wavelength range from Peltier cooled HgTe/CdHgTe quantum well heterostructures,* Optics Express 26(10), 12755-12760 (2018)
- A9. S.S. Krishtopenko, S. Ruffenach, F. Gonzalez-Posada, G. Boissier, M. Marcinkiewicz, M.A. Fadeev, A.M. Kadykov, V.V. Romyantsev, S.V. Morozov, V.I. Gavrilenko, C. Consejo, W.

- Desrat, B. Jouault, W. Knap, E. Tournié, and F. Teppe. *Temperature-dependent terahertz spectroscopy of inverted-band three-layer InAs/GaSb/InAs quantum well*, Physical Review B 97(24), 245419 (2018)
- A10. С.С. Криштопенко, С. Руфенах, Ф. Гонзалез-Посада, К. Консейон, В. Десра, Б. Жуо, В. Кнап, М.А. Фадеев, А.М. Кадыков, В. В. Румянцев, С. В. Морозов, Г. Буасье, Э. Турнье, В. И. Гавриленко, Ф. Теппе. *Терагерцовая спектроскопия “двумерного полуметалла” в трехслойных квантовых ямах InAs/GaSb/InAs*. Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики, 109(2), 91-97 (2019)
- A11. M.S. Zhuludev, A.M. Kadykov, M. A. Fadeev, M. Marcinkiewicz, S. Ruffenach, C. Consejo, W. Knap, J. Torres, S.V. Morozov, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretiskii and F. Teppe. *Experimental Observation of Temperature-Driven Topological Phase Transition in HgTe/CdHgTe Quantum Wells*. Condensed Matter, 4(1), 27 (2019)
- A12. V.V. Romyantsev, M.A. Fadeev, V.Ya. Aleshkin, N. Kulikov, V. Utochkin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretiskii, S. Pavlov, H.W. Hubers, V.I. Gavrilenko, and S.V. Morozov. *Carrier Recombination, Long-wavelength Photoluminescence and Stimulated Emission in HgCdTe Quantum Well Heterostructures*. Physica Status Solidi B: Basic Solid State 256(6), 1800546 (2019)
- A13. V.V. Utochkin, V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.I. Gavrilenko, N.S. Kulikov, M.A. Fadeev, V.V. Romyantsev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretiskii and S.V. Morozov. *Study of the Auger Recombination Energy Threshold in a Series of Waveguide Heterostructures with HgTe/Cd<sub>0.7</sub>Hg<sub>0.3</sub>Te QWs Near 14  $\mu$ m*. Semiconductors, 53(9), 1154 (2019).
- A14. M.A. Fadeev, A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin, V.V. Romyantsev, V.V. Utochkin, V.I. Gavrilenko, F. Teppe, H-W Hübers, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretiskii, S.V. Morozov. *Effect of Cd content in barriers on the threshold energy of Auger recombination in waveguide structures with HgTe/CdxHg<sub>1-x</sub>Te quantum wells, emitting at a wavelength of 18  $\mu$ m*. Quantum Electronics, 49(6), 556 (2019)
- A15. V.V. Romyantsev, M.A. Fadeev, V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.V. Utochkin, A.V. Antonov, D.A. Ryzhov, D.I. Kuritsin, V.I. Gavrilenko, Z.F. Krasilnik, C. Sirtori, F. Teppe, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretiskii, S.V. Morozov. *Terahertz emission from HgCdTe QWs under long-wavelength optical pumping*. Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 41, 750-757 (2020)
- A16. V.V. Romyantsev, A.A. Razova, M.A. Fadeev, V.V. Utochkin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretiskii, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. *Urbach tail and nonuniformity probe of HgCdTe*

*thin films and quantum well heterostructures grown by molecular beam epitaxy*. Optical Engineering, 60(8), 082007 (2020)

- A17. S.V. Morozov, V.V. Utochkin, V.V. Rumyantsev, M.A. Fadeev, A.A. Razova, V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretiskii. *Express Characterization of the HgCdTe/CdHgTe Quantum Well Waveguide Heterostructures with the Quasi-Relativistic Carrier Dispersion Law by Room-Temperature Photoluminescence Spectroscopy*. Technical Physics Letters, 47(2), 154-157 (2021)