Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук

На правах рукописи

Румянцев Владимир Владимирович

### Фотопроводимость и фотолюминесценция эпитаксиальных пленок и структур с квантовыми ямами на основе HgCdTe в среднем и дальнем инфракрасном диапазоне

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

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель доктор физико-математических наук проф. В. И. Гавриленко

Нижний Новгород 2014 г.

### Оглавление

Введение
Глава 1. Обзор литературы 13
1.1 Основные сведения об узкозонных полупроводниках и их применении
1.2 Поглощение света и фотопроводимость в узкозонных полупроводниковых структурах на основе HgCdTe
1.3 Рекомбинация носителей в узкозонных полупроводниковых структурах на основе HgCdTe
<ol> <li>1.4 Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниковых структурах на основе HgCdTe</li></ol>
1.5 Фотолюминесценция и стимулированное излучение в узкозонных полупроводниковых структурах на основе HgCdTe
Глава 2. Исследования спектров фотопроводимости эпитаксиальных пленок и структур с КЯ на основе HgCdTe в среднем и дальнем ИК
диапазоне
2.1 Исследуемые образцы
2.2 Методика измерения спектров фотопроводимости
2.3 Красная граница межзонных переходов в объемных эпитаксиальных пленках и структурах с КЯ на основе HgCdTe
2.4 Особенности спектров фотопроводимости, обусловленные примесями и дефектами
Глава 3. Исследования кинетики фотопроводимости эпитаксиальных
пленок и структур с КЯ на основе HgCdTe в среднем и дальнем ИК диапазоне
3.1 Методика исследования кинетики фотопроводимости
3.2 Кинетика фотопроводимости в условиях слабого возбуждения 66

3.3 Кинетика фотопроводимости в условиях сильного возбуждения 72
Глава 4. Исследования спектров и кинетики фотолюминесценции
эпитаксиальных пленок и структур с КЯ на основе HgCdTe в среднем и
дальнем ИК диапазоне
4.1 Методика исследования спектров и кинетики фотолюминесценции 78
4.2 Спектры фотолюминесценции исследуемых структур в условиях
непрерывного возбуждения
4.3 Спектры и кинетика фотолюминесценции исследуемых структур в
условиях импульсного возбуждения 89
Заключение 101
Приложение
Список литературы 108
Список публикаций автора 121

#### Введение

#### Актуальность темы

В настоящее время твердые растворы  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  (кадмий-ртутьтеллур, КРТ) занимают лидирующее положение среди материалов, на основе которых разрабатываются фотоэлектрические детекторы излучения среднего инфракрасного диапазона, в том числе на окна прозрачности атмосферы 3-5 мкм и 8-14 мкм. Благодаря тому, что HgTe обладает инвертированной зонной структурой или, иначе, «отрицательной» шириной запрещенной зоны, в твердом растворе  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  можно получить произвольную ширину запрещенной зоны от 0 до 1.6 эВ. Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  открывают дополнительные возможности по управлению энергией межзонных переходов и «дизайну» энергетического спектра носителей.

Тем не менее, несмотря на большое количество информации по технологии и свойствам этих соединений, полученной за годы исследований, свойства узкозонных твердых растворов  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , отвечающих составам с x < 0.2 и энергиям межзонных переходов менее 100 мэВ, остались плохо изученными. Считается, что «продвижению» объемных КРТ структур в длинноволновую область (красная граница фундаментального поглощения  $\lambda > 15$  мкм) препятствуют флуктуации состава твердого раствора *x*, что при малых значениях ширины запрещенной зоны  $E_g$  приводит к недопустимо большим флуктуациям  $E_g$ .

Современные методы молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) позволяют проводить рост слоев  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  при низких температурах и выращивать как эпитаксиальные слои  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  высокого качества с x < 0.2, так и структуры с КЯ на основе узкозонных твердых растворов  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . Это привело к возрождению интереса к таким системам, в которых был

продемонстрирован ряд «экзотических» фундаментальных эффектов, в том числе гигантское расщепление Рашбы, антипересечение уровней Ландау электронов и дырок, наличие состояний топологического изолятора. Однако, помимо фундаментального интереса, возможность получения сколь угодно запрещённой основе  $Hg_{1-x}Cd_{x}Te$ узкой зоны делает системы на привлекательными и для приложений, в частности, для приборов дальней инфракрасной и терагерцовой оптоэлектроники (диапазон длин волн  $\lambda > 20$  мкм). Естественной представляется задача продвижения Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te приемников в дальний инфракрасный диапазон. Кроме того, благодаря улучшению качества материала возникают и предпосылки для создания длинноволновых источников излучения на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te. Так, в квантовой «инвертированного» материала и яме ИЗ барьерами ИЗ «нормального» материала существует критическое значение толщины ямы, при которой ширина запрещённой зоны обращается в ноль, а электроны и линейный, «графеноподобный» дырки имеют закон дисперсии. Многочисленные работы, посвященные созданию длинноволновых лазеров на основе графена, позволяют рассматривать вопрос о возможности перенесения полученных в этих работах результатов на существенно более гибкие с точки зрения технологии гетеросистемы на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te.

Решение вышеперечисленных задач требует изучения оптических свойств материала в соответствующем диапазоне длин волн, а также процессов межзонной рекомбинации носителей в полупроводниковых структурах на основе узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te. Учитывая, что темпы рекомбинации во многом определяются уровнями в запрещенной зоне, данная задача неразрывно связана со спектроскопией примесей и дефектов в исследуемых образцах.

Таким образом, достигнутое в последние годы существенное улучшение качества эпитаксиальных слоев и гетероструктур с КЯ на основе узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te делает актуальной задачу об изучении оптических свойств данных материалов в длинноволновых участках спектра (диапазон длин волн λ > 20 мкм) с целью создания источников и приемников излучения соответствующего диапазона.

#### Степень разработанности темы исследований

Большая исследований твердых  $Hg_{1-x}Cd_{x}Te$ часть растворов выполнена для значений x > 0.2, при которых длина волны излучения, соответствующая ширине запрещенной зоны материала, попадает в диапазон  $\lambda < 15$  мкм. Меньшая степень изученности более узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te связана со сложностью получения материала с низким содержанием кадмия. В последние десятилетия наблюдается прогресс в технологии роста эпитаксиальных структур на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, как объемных слоев, так и гетероструктур Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/Cd<sub>y</sub>Hg<sub>1-y</sub>Te с КЯ с шириной запрещенной зоны менее 100 мэВ, однако их свойства плохо изучены. Так, не была исследована фотопроводимость узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te c x < 0.2, и структур с квантовыми ямами с красной границей межзонных переходов, отвечающей длинам волн более 20 мкм.

Времена рекомбинации в твердых растворах  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  также в основном изучались для x > 0.2. Было установлено, что основным механизмом рекомбинации в твердых растворах с  $x \sim 0.2$  и низкой темновой концентрацией носителей является рекомбинации Шокли-Рида-Холла, но остался открытым вопрос о роли излучательной и оже-рекомбинации при высокой концентрации носителей. Таким образом, неисследованным остался излучательный потенциал таких структур. В частности, в литературе практически нет данных о люминесценции из полупроводниковых структур на основе  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  в длинноволновом диапазоне (длины волн более 15 мкм), в то время как исследование излучательных свойств таких систем представляется перспективным с точки зрения создания лазеров на диапазон

20 – 50 мкм, недоступный для приборов на основе полупроводников A3B5 из-за сильного решеточного поглощения.

Таким образом, процессы фотопроводимости и фотолюминесценции в узкозонных полупроводниковых структурах на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te в длинноволновом диапазоне (длина волны более 15 мкм) остаются неисследованными, несмотря на очевидную важность данной тематики для практических приложений.

#### Цели работы

Основной целью диссертационной работы являлось получение нового научного знания о свойствах эпитаксиальных слоев и гетероструктур с КЯ на основе узкозонных и бесщелевых твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te. Это включает в себя решение следующих задач:

1. Исследование спектров фотопроводимости эпитаксиальных слоев и гетероструктур на основе узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te и выявление особенностей, обусловленных наличием примесей и дефектов. Изучение трансформации спектров фотопроводимости при изменении температуры, сравнительный анализ спектров фотопроводимости и зонной структуры образцов; выявление хвостов плотности состояний в запрещенной зоне.

2. Исследование кинетики фотопроводимости и времен жизни носителей в эпитаксиальных слоях и гетероструктурах с квантовыми ямами на основе узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te. Оценка предельной чувствительности и эквивалентной мощности шума приемников на основе исследуемых структур, выявление доминирующих механизмов межзонной рекомбинации носителей при различных интенсивностях оптического возбуждения.

7

3. Исследование спектров фотолюминесценции эпитаксиальных слоев и гетероструктур с КЯ на основе узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te в условиях непрерывного и импульсного оптического возбуждения при различных температурах; выявление особенностей, обусловленных наличием примесей и дефектов, сопоставление результатов с имеющимися литературными данными.

4. Исследование кинетики фотолюминесценции эпитаксиальных слоев и гетероструктур с КЯ на основе узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, сравнение кинетики фотопроводимости и фотолюминесценции при разных температурах и при различной интенсивности возбуждающего излучения, оценка необходимой мощности оптической накачки для обеспечения инверсной населенности в исследуемых структурах.

#### Научная новизна

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Идентифицированы особенности спектров фотопроводимости эпитаксиальных слоев узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te n-типа как обусловленные резонансными состояниями акцепторов, переходы в которые ранее наблюдались только для бесщелевых составов материала.

2. Исследована кинетика релаксации межзонной фотопроводимости в эпитаксиальных слоях твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te и гетероструктурах с квантовыми ямами на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te в длинноволновом ИК диапазоне, ранее исследовавшаяся лишь в структурах с шириной запрещенной зоны, ИК соответствующей энергиям среднего диапазона, квантов И продемонстрировано, что с ростом уровня возбуждения доминирующим рекомбинации становится излучательная, механизмом a не ожерекомбинация, как полагалось ранее.

3. Исследованы спектры межзонной фотолюминесценции в длинноволновом ИК диапазоне вплоть до 26 мкм в эпитаксиальных слоях узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, ранее изученные лишь до длин волн 12-16 мкм.

4. Исследования спектров фотолюминесценции с временным разрешением в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с шириной запрещенной 60-80 мэВ зоны показали, что время релаксации фотолюминесценции в квантовых ямах при интенсивном оптическом возбуждении может достигать 5 мкс, что на 2 порядка превышает известное для таких структур время релаксации межзонной фотопроводимости при слабом возбуждении. Эффект связывается с насыщением канала безызлучательной рекомбинации по механизму Шокли-Рида-Холла.

5. В гетероструктурах с квантовыми ямами при импульсном оптическом возбуждении обнаружена полоса фотолюминесценции в области длин волн ~ 3 мкм, обусловленная переходами с участием глубоких центров в барьерных слоях  $Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$ , которые ранее наблюдались в более длинноволновом диапазоне в твердых растворах с меньшим содержанием Cd 0.2-0.4, на фоне которой при низкой температуре T = 18 К наблюдается узкая (20 см<sup>-1</sup>) линия излучения, которая может быть связана со стимулированным излучением.

#### Теоретическая и практическая значимость работы

Научная значимость работы заключается в получении нового научного знания об оптических свойствах и процессах рекомбинации в эпитаксиальных слоях Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te и гетероструктурах с квантовыми ямами на основе узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te в терагерцовом, дальнем инфракрасном среднем инфракрасном диапазоне. И Обнаружены акцепторов резонансные состояния узкозонных И бесщелевых В  $Hg_{1-x}Cd_{x}Te$ . Впервые продемонстрирована эпитаксиальных слоях

9

фотолюминесценция на длинах волн вплоть до 26 мкм в узкозонных эпитаксиальных слоях Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te. Показано, что в гетероструктурах с квантовыми ямами температурное гашение фотолюминесценции выражено слабее и сигнал фотолюминесценции сохраняется до комнатной температуры.

рекомбинации Измерены времена носителей оценены И характеристики потенциального приемника, которые могут быть реализованы на базе исследуемых структур. Большое время спада сигнала фотолюминесценции указывает на перспективность квантовых ям на основе узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te как активной среды для генерации длинноволнового излучения на межзонных переходах. Таким образом, полученные в диссертации результаты могут быть использованы при создании новых оптоэлектронных приборов терагерцового и дальнего инфракрасного диапазона.

#### Методология и методы исследования

В работе использованы апробированные методики исследования. Оптические свойства эпитаксиальных слоев и гетероструктур с квантовыми ямами на основе узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te исследовались фурье-спектроскопии фотопроводимости И методами спектроскопии люминесценции с временным разрешением. Для изучения процессов рекомбинации и времени жизни носителей использовалась прямая методика исследования кинетики релаксации фотопроводимости при межзонном возбуждении короткими (1.5 пс – 7 нс) импульсами длинноволнового излучения.

#### Основные положения, выносимые на защиту

1. Особенности в виде резких пиков в окрестности 150 см<sup>-1</sup> и 270 см<sup>-1</sup>, наблюдаемые в спектрах фотопроводимости узкозонных твердых растворов  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  при низких температурах, обусловлены наличием резонансных с континуумом зоны проводимости состояний акцепторов.

2. В эпитаксиальных слоях объемного твердого раствора  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  (x = 0.21 – 0.23), выращенных методом МЛЭ, зависимость времени релаксации фотопроводимости от ширины запрещенной зоны на начальном участке кинетики фотоотклика указывает на доминирующую роль излучательной рекомбинации носителей в условиях сильного возбуждения.

3. В эпитаксиальных слоях объемного твердого раствора  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  обнаружена межзонная фотолюминесценция в длинноволновом ИК диапазоне вплоть до длины волны 26 мкм при x = 0.19. Показано, что в структурах с квантовыми ямами температурное гашение фотолюминесценции выражено слабее, чем в объемных твердых растворах  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  с близкой шириной запрещенной зоны.

4. Время релаксации межзонной фотолюминесценции в структурах с квантовыми ямами с шириной запрещенной зоны в диапазоне 480 – 650 см<sup>-1</sup> возрастает с увеличением интенсивности оптического возбуждения до 5 мкс при концентрации неравновесных носителей выше 10<sup>13</sup> см<sup>-2</sup>, что должно приводить к усилению на межзонных оптических переходах.

5. В гетероструктурах с квантовыми ямами с барьерными слоями Hg<sub>0.3</sub>Cd<sub>0.7</sub>Te обнаружена новая линия фотолюминесценции на частоте 2700 см<sup>-1</sup>, соответствующая энергиям переходов меньше половины ширины запрещенной зоны в барьерах. Долговременная (единицы микросекунд) кинетика нарастания и спада интенсивности линии позволяет связать ее с переходами с участием глубоких центров (ловушек). При низкой

температуре (18 К) на коротковолновом краю линии возникает узкий (20 см<sup>-1</sup>) пик, предположительно связанный со стимулированным излучением.

#### Апробация полученных результатов

Достоверность результатов исследований, представленных В диссертации, обеспечивается применением апробированных в ИФМ РАН и в других исследовательских центрах методик. Результаты экспериментальных исследований приводятся в сопоставлении с теоретическими расчетами, а также с другими данными, представленными в литературе. Основные результаты диссертации докладывались на XVI - XVIII Международных симпозиумах «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2012, 2013, 2014 г.); 13 и 15 Всероссийских молодежных конференциях по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-2011, 2013 г.); 11 Российской конференции по физике Петербург, полупроводников (Санкт-Петербург, 2013 г.); XXII Международной научнотехнической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения (Москва, 2012 г.); 16 Международной конференции «International Conference on Solid Films and Surfaces» (Генуя, Италия, 2012 г.); а также на семинарах ИФМ РАН.

По теме диссертации опубликовано 28 печатных работ, в том числе 6 статей в реферируемых журналах и 22 публикации в сборниках тезисов докладов и трудов конференций и симпозиумов. Все вышеперечисленное в совокупности свидетельствует о достоверности полученных результатов и сделанных на их основании выводов.

### Глава 1. Обзор литературы

## 1.1 Основные сведения об узкозонных полупроводниках и их применении

Узкозонные полупроводники – достаточно широкий класс полупроводниковых материалов, к которому относят полупроводники с шириной запрещенной зоны менее 0.5 эВ или с красной границей межзонного поглощения на длинах волн более 2 мкм [1]. InSb, InAs, твердые растворы HgCdTe, PbSnTe, PbSnSe являются типичными представителями **УЗКОЗОННЫХ** полупроводников. Такие материалы, как правило, характеризуются ярко выраженной непараболичностью законов дисперсии, малыми эффективными массами электронов и сильным спин-орбитальным взаимодействием, которое может привести к изменению порядка следования энергетических зон по сравнению с «классическими» полупроводниками типа GaAs.

Благодаря высокой подвижности и относительно большому времени жизни носителей, которые теоретически могут быть достигнуты при условии высокой чистоты и структурного совершенства материала, узкозонные полупроводники И наногетероструктуры основе на ИХ являются привлекательным материалом для создания фотоприемников ИК диапазона с высокой чувствительностью и быстродействием. Таким образом, изучение фундаментальных свойств узкозонных полупроводников тесно связано и во многом стимулируется разработкой фотоэлектрических приемников, которые, в свою очередь, являются основой для современных систем тепловидения и высокоскоростной передачи данных.

При проектировании таких приборов разделение инфракрасного диапазона осуществляется в соответствии с окнами прозрачности атмосферы (рисунок 1.1). Выделяют коротковолновую область 1–3 мкм (short-wave

infraredокно 3–5 мкм (mid-wave infrared – MWIR), SWIR). И длинноволновый участок 8–14 мкм (long-wave infrared – LWIR) [2]. В последние десятилетия активно ведется продвижение в так называемый «сверхдлинноволновый» диапазон 14 – 30 мкм (very long-wave infrared – VLWIR) [3; 4], в котором находится область «отпечатков пальцев», т.е. поглощения многих распространенных молекул и характерные линии соединений. Данный диапазон со стороны низких частот граничит с так называемым терагерцовым диапазоном, освоение которого является одной из важнейших научно-технических задач из-за перспективности использования терагерцового излучения В медицинской диагностике, системах высокоскоростной передачи данных, противодействия терроризму и многих других приложениях.

Подробные сведения об истории развития, современном состоянии и сравнительном анализе существующих длинноволновых приемников можно найти в многочисленных обзорах [2; 5; 6]. Тем не менее, очевидно, что бинарные соединения И примесные полупроводники не обладают достаточной гибкостью с точки зрения оптимального выбора красной границы фотоотклика. Так, приборы на основе InSb принимают излучение с ллиной волны короче 5 МКМ И соответственно имеют низкую чувствительность к тепловому излучению комнатной температуры, основная доля энергии которого, согласно закону Планка, сосредоточена в диапазоне 8 – 14 мкм. Примесные приемники, как например, Ge:Hg требуют глубокого охлаждения и сложны в изготовлении из-за большого коэффициента диффузии ртути. Кроме того, любой примесный приемник должен обладать достаточной толщиной для достижения 100% внутренней квантовой эффективности и поэтому плохо пригоден для изготовления компактных фотоприемников [7]. Высокочувствительные матричных тепловые приемники, как правило, обладают большой инерционностью и требуют глубокого охлаждения.



**Рис. 1.1:** Спектр пропускания земной атмосферы (участок длиной 2000 м при температуре +15С и влажности 40%)

Для приложений в длинноволновой области спектра (8 – 14 мкм) необходим был полупроводник с возможностью изменения ширины запрещенной зоны от 90 мэВ и ниже с выраженной фоточувствительностью при температурах не ниже 77 К (температура жидкого азота). Благодаря тому, что HgTe является бесщелевым материалом, выбором х в твердом растворе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te ширину запрещенной зоны теоретически можно плавно менять от сотен мэВ до нуля. Аналогичным свойством обладают и другие соединения, в первую очередь, халькогениды свинца PbSnTe, PbSnSe, которые в том числе представляют интерес и для терагерцовых приемников [8; 9], однако на сегодняшний день твердые растворы Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te являются лидирующим материалом для изготовления фотоприемников среднего инфракрасного диапазона [5, стр 289].

Infrared Terahertz  $10^{13}$  $2\pi$  FOV Ideal photovoltaic 300 K background led radio 11 11 - 06 118  $10^{12}$ NbN/NbTiN film HEB (4.2K) Ideal photoconductor InAs(PV)193K PbS HgCdTe(PC)77K PbS(PL InSb HEB (4.2K) Type-II InAs/GaSb(PV)77K 10<sup>11</sup>  $D^{*}$  (cmHz<sup>1/2</sup>W<sup>-1</sup>) D<sup>\*</sup> (cmHz<sup>1/2</sup>W<sup>-1</sup>) HgCdTe(PV)77K Ge:Ga(PC)4.2K Si or Ge HEB (4.2K) Si:As(PC)4.2K Ge:Ga(PC)4.2K stressed Ideal thermal detector Golay cell Radiometers Ge:Zn(PC)4.2K PtSi(PE)77K Uncooled bolometer Radiation thermocouple 295K TGS Pyro 295K GaAs QWIP 77K Si:Sb(PC)4.2K EO crystals T Ge:Hg(PC)28K Thermistor bolometer 295K



Рис. 1.2: Обзор коммерчески доступных детекторов излучения в диапазоне длин волн 1 – 10000 мкм [5].

Microwave

Среди достоинств твердого раствора  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  можно отметить следующее:

• Ширину запрещенной зоны можно менять от 1.6 эВ до нуля;

 Коэффициент межзонного поглощения света достаточно высок, что позволяет добиться 100% внутренней квантовой эффективности даже в пленках толщиной 10 – 15 мкм;

• Высокие подвижности электронов и дырок;

 Высокие значения времени жизни носителей в собственном полупроводнике, позволяющие добиться высокой фоточувствительности;

 Малое рассогласование постоянных решетки CdTe и HgTe позволяет выращивать высококачественные структуры на подложках CdTe большого диаметра;

 Относительно низкая темновая концентрация носителей ~ 10<sup>14</sup> см<sup>-3</sup> в нелегированных материалах.

В свою очередь, на основе твердых растворов PbSnTe, PbSnSe были длинноволновые лазеры [10-15], работающие при криогенных созданы температурах вплоть до 46 мкм [16]. Мощность данных приборов достигает 1 мВт на длинах волн 4-10 мкм и на порядок ниже в более длинноволновом диапазоне [17]. Тем не менее, улучшение характеристик таких источников сопряжено с рядом технологических трудностей, основная ИЗ которых \_ создание качественной гетерограницы в структурах с пространственным ограничением, для которого необходимо использовать четверные растворы на основе халькогенидов свинца [17]. Кроме того, уровень остаточного легирования в таких материалах, как правило, очень высок – не менее 10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>. С другой стороны, технология изготовления гетероструктур на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te в настоящее время развита гораздо лучше и позволяет выращивать гетероструктуры с КЯ и сверхрешетки высокого качества [18-20]. В связи с этим возникает вопрос о потенциале таких структур для создания длинноволновых лазеров.

# 1.2 Поглощение света и фотопроводимость в узкозонных полупроводниковых структурах на основе HgCdTe

Межзонное поглощение света в полупроводнике приводит к появлению носителей неравновесных (электрон-дырочные пары), которые изменяют проводимость материала. Данное явление, лежащее основе работы В фотоэлектрических приемников, межзонной получило название фотопроводимости. Красную границу межзонной фотопроводимости или, иными максимальную длину которой работать словами, волны, на может соответствующий приемник, определяет ширина запрещенной зоны полупроводника.

Твёрдый раствор  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  сочетает в себе свойства и CdTe, и HgTe – при х, близких к 1, зонная структура твёрдого раствора подобна зонной структуре CdTe, а при малых x - зонной структуре HgTe. CdTe – широкозонный полупроводник, ширина запрещённой зоны которого составляет 1.6 эВ. Дно зоны проводимости CdTe формируют электроны, функции Блоха которых принадлежат неприводимому представлению Г6 (функции *s*- или электронного типа), а потолку валентной зоны соответствует неприводимое представление Г8 (функции *p*-или дырочного типа). Такая зонная структура называется нормальной. НgTe является бесщелевым материалом с инвертированной зонной структурой, в котором как дно зоны проводимости, так и потолок валентной зоны сформированы состояниями, отвечающими представлению Г8, а точка Г6 и соответствующая ей подзона смещены вниз на 0.3 эВ вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия (иногда говорят, что HgTe обладает отрицательной шириной запрещенной зоны). Таким образом, в твердых растворах Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te ширина запрещенной зоны может меняться в пределах от 1.6 эВ до 0 в зависимости от состава [21] (Рисунок 1.3).

Первые детальные исследования зависимости E<sub>g</sub> от x и от температуры были проведены уже в 1969 году [22]. Как правило, для таких зависимостей, как и

для других основных параметров материала, на основании экспериментальных данных подбираются интерполяционные формулы. На протяжении десятилетий исследований было предложено несколько различных выражений для зависимости Eg от x и T [23; 24]. В первом приближении все они близки к линейной интерполяции между соответствующими значениями для CdTe (1.6 эВ) и HgTe (-0.3 3B), при этом точка инверсии зон соответствует x = 0.16 - 0.17. Составы некоторых образцов, исследованных в данной работе, были уточнены путем сравнения данных измерений циклотронного резонанса с расчетами уровней Ландау, которые были выполнены с использованием выражения из работ [24; 25].

Зависимость ширины запрещенной зоны твердых растворов  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  от температуры также практически линейная, причем для составов с большой концентрацией кадмия  $E_g$  растет с уменьшением T, в то время как для составов богатых ртутью ширина запрещенной зоны растет с увеличением температуры (Рисунок 1.3).



**Рис. 1.3:** Ширина запрещенной зоны  $E_g$  (слева) [21] и коэффициент её температурного изменения  $E_g(T)$  (справа) [1] в твердых растворах  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  в зависимости от состава х.

Экспериментальное определение ширины запрещенной зоны из спектров поглощения или фотопроводимости осложняется тем, что край фундаментального поглощения в твердых растворах КРТ не описывается резкой корневой функцией начинающейся от нуля при энергии фотонов равной Е<sub>д</sub>, выражение для которой следует из общей теории полупроводников. В работе [26] показано, что длинноволновый участок спектра поглощения твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te подчиняется так называемому «правилу Урбаха», т.е. имеет выраженный экспоненциальный «хвост» в области  $h\nu < E_a$  и ненулевой коэффициент поглощения уже при энергии квантов  $h\nu = E_a$ . Под оптической шириной запрещенной зоны принято понимать энергию, которой на спектре соответствует точка перехода от экспоненциального нарастания чувствительности к корневому закону роста, т.е. точка перегиба или точка максимума первой производной спектра поглощения [27]. Относительно природы участка Урбаха на спектрах поглощения Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te нет единого мнения, однако известно [1], что одной из причин его возникновения является «хвост» плотности состояний в запрещенной зоне, обусловленный флуктуациями состава и дефектностью образцов. Таким образом, протяженность участка Урбаха является одним из показателей качества структуры.

Проблему флуктуации состава В **УЗКОЗОННЫХ** твердых растворах Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, необходимых для длинноволновых приемников, пытались решить с помощью сверхрешеток на основе бинарных материалов [28]. Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgTe/CdTe предоставляют возможность управлять энергией межзонных переходов и спектром носителей за счет регулировки ширины ямы [29; 30]. В широких КЯ из HgTe зонная структура является инвертированной, отражая порядок зон в объемном материале HgTe. В узких КЯ из инвертированного материала, в простейшем случае чистого HgTe, зонная структура является нормальной, т.к. волновые функции электронов проникают в барьер и КЯ «наследует» зонную структуру барьерных слоёв CdTe (Рисунок 1.4). При некотором критическом значении ширины квантовой ямы  $d_{\rm OW}$   $= d_c$ , зависящем от состава твердого раствора в яме и барьерных слоях ( $\approx 6.3$  нм для чистого HgTe и барьеров Hg<sub>0.3</sub>Cd<sub>0.7</sub>Te), ширина запрещенной зоны обращается в ноль. Спектр носителей при этом становится «графеноподобным», т.е. наблюдается линейный закон дисперсии как для электронов, так и для дырок. Таким образом, в узкозонных КЯ эффективные массы электронов и дырок вблизи Г-точки отличаются друг от друга значительно меньше, чем у объемного материала с той же шириной запрещенной зоны.

Использование гетероструктур на основе  $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$  открывает дополнительные возможности по «конструированию» зонного спектра носителей и ширины запрещенной зоны в КЯ. На рисунке 1.5 представлены результаты расчёта зависимости величины запрещённой зоны КЯ гетероструктуры  $Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe$  от ширины КЯ для четырёх значений доли Cd в яме *x*: 0; 0.04; 0.08 и 0.12. Как видно из расчёта, добавление Cd в состав КЯ позволяет увеличить критическую толщину  $d_c$  КЯ. Таким образом, варьируя состав и ширину КЯ, можно изготовлять узкозонные гетероструктуры с шириной запрещенной зоны близкой к нулю, т.е. соответствующей энергиям квантов дальнего ИК и терагерцового диапазона.



**Рис. 1.4:** Картина трансформации зонной структуры квантовой ямы HgTe/CdTe с увеличением её ширины [31]



**Рис. 1.5:** Результаты расчетов зависимости величины запрещённой зоны КЯ гетероструктуры Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/CdTe от ширины КЯ для четырёх значений доли Cd в яме [31]

### 1.3 Рекомбинация носителей в узкозонных полупроводниковых структурах на основе HgCdTe

Неравновесные носители, возникающие при межзонном поглощении света в полупроводнике, обладают конечным временем жизни – при релаксации системы к равновесию происходит рекомбинация избыточных электрондырочных пар тем или иным способом. Источник неравновесных носителей можно характеризовать скоростью генерации *G*, которая есть число свободных электронов (или дырок) создаваемых в единице объема в единицу времени, а рекомбинацию – скоростью рекомбинации *R*, которая есть число исчезающих в единице объема в единицу времени носителей.

В общем случае зависимость концентрации неравновесных электронов и дырок от времени определяется уравнениями

$$\frac{d\Delta n}{dt} + div j_n = G_n - R_n, \frac{d\Delta p}{dt} + div j_p = G_p - R_p \qquad (1.1)$$

где  $j_n$  и  $j_p$  - плотность потока электронов и дырок, соответственно.

Выражения (1.1), вообще говоря, независимы, и их полное аналитическое решение представляет собой очень трудную задачу. В простейшем случае  $G_n = G_p$  (например, при оптическом межзонном возбуждении), а распределение носителей принимается однородным. Темпы ухода носителей из зоны записывают в виде  $R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n}, R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p}$ , где  $\tau_n, \tau_p$  – так называемые времена жизни электронов и дырок. Если в каждый момент времени  $\Delta n = \Delta p$  (происходит рекомбинация электрон-дырочных пар), то можно ввести  $\tau = \tau_n = \tau_p$  – время жизни пары или время рекомбинации. Тогда уравнения сводятся к одному

$$\frac{d\Delta n}{dt} = G - \frac{\Delta n}{\tau} \tag{1.2}$$

Время  $\tau$ , вообще говоря, зависит от  $\Delta n$ , однако при малых  $\Delta n$ , величину  $\tau$  можно рассматривать как первый коэффициент в разложении  $\Delta n/R$  по степеням  $\Delta n$ , т.е. константой, характеризующей скорость рекомбинации в квазиравновесных условиях. В таком приближении уравнение (1.2) легко решается при любой зависимости *G* от времени. В частности, для стационарного режима получаем

$$\Delta n = G\tau \tag{1.3}$$

а после мгновенного выключения подсветки

$$\Delta n = \Delta n(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \tag{1.4}$$

Таким образом, время жизни  $\tau$  определяет кинетику спада и нарастания концентрации, а также её значение в стационарном режиме.

В случае генерации, периодически меняющейся со временем

$$G = G_0 + G_1 \cos \omega t \tag{1.5}$$

решение имеет вид:

$$\Delta n(t) = G_0 \tau + \frac{G_1 \tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \cos(\omega t - \arctan \omega \tau)$$
(1.6)

Формулы (1.3, 1.6) лежат в основе непрямых методов измерения времени релаксации, которые использовались для получения первой информации о временах жизни неравновесных носителей в объемных полупроводниках при межзонном возбуждении. Наиболее полную информацию о процессе рекомбинации носителей можно получить, непосредственно наблюдая кривую спада неравновесной концентрации, например, при исследованиях кинетики релаксации фотопроводимости.

В случае малого  $\Delta n$  спад неравновесной концентрации происходит по чисто экспоненциальному закону, однако при  $\Delta n \ge n_0$ , где  $n_0$  – темновая концентрация носителей в образце, форма релаксационной кривой может значительно отличаться от экспоненциальной. Более того, в случае, когда рекомбинация идет с участием дискретных уровней в запрещенной зоне, т.е. в процессе рекомбинации имеет место захват носителей на уровни примесей или дефектов, условия  $\Delta n = \Delta p$  и  $\tau_n = \tau_p$ , вообще говоря, не выполняются. В этом случае уравнения (1.1) должны рассматриваться вместе с уравнениями для населенностей уровней ловушек, что В конечном счете приводит К дифференциальному уравнению 2 степени, решение которого содержит два экспоненциально спадающих слагаемых даже для малых  $\Delta n$ .

В вышеперечисленных случаях нельзя ввести одну константу для описания процесса релаксации неравновесной концентрации. В качестве альтернативы рассматривают мгновенное время жизни  $\tau'$  и его зависимость от  $\Delta n$  согласно определению

$$\tau'(\Delta n) = -\frac{\Delta n}{d\Delta n/dt} \tag{1.7}$$

24

Изучение процессов рекомбинации помимо фундаментального интереса имеет и прикладное значение, т.к. время жизни неравновесных носителей определяет чувствительность и быстродействие приемников, создаваемых на основе данного материала и, таким образом, является одним из его наиболее важных характеристик. В силу этого число работ посвященных межзонной рекомбинации и времени жизни носителей в узкозонных материалах на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te достаточно велико [32-36]. В подобных работах обычно учитывают влияние трех основных видов рекомбинации носителей: излучательной, ожерекомбинации и рекомбинации Шокли-Рида-Холла.

Излучательная рекомбинация представляет собой процесс, обратный процессу поглощения света – энергию, высвобождающуюся в результате рекомбинации электрон-дырочной пары уносит квант излучения. Для расчетов времени жизни носителей относительно излучательной рекомбинации обычно используют подход, предложенный Ван Русбреком и Шокли [37], в рамках которого для определения времени жизни используются экспериментально или теоретически полученные выражения для коэффициентов поглощения и диэлектрической проницаемости [38; 39]:

$$\tau = \frac{n_i^2}{G(n_0 + p_0 + \Delta n)}$$
(1.8)

$$G = \frac{8\pi}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{\epsilon(hv)\alpha(hv)(hv)^2 d(hv)}{\exp\left(\frac{hv}{kT}\right) - 1}$$
(1.9)

где  $n_i^2 = n_0 p_0$ ,  $n_0$ ,  $p_0$  – темновые концентрации электронов и дырок,  $\Delta n$  – избыточная концентрация носителей, создаваемая светом,  $\varepsilon(hv)$ ,  $\alpha(hv)$  – зависимости диэлектрической проницаемости и коэффициента поглощения от частоты падающего света. Подставляя в (1.9) зависимости  $\alpha(hv)$  и  $\varepsilon(hv)$ , получают следующее значение времени жизни (в пределе слабого возбуждения, когда влияние  $\Delta n$  пренебрежимо мало) [39]:

$$\tau = \frac{1}{B(n_0 + p_0 + \Delta n)}$$
(1.10)

$$B = 5.8 \cdot 10^{-13} \epsilon^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m_0}{m_e + m_h}\right)^{\frac{3}{2}} \left(1 + \frac{m_0}{m_e} + \frac{m_0}{m_h}\right) \left(\frac{300}{T}\right)^{\frac{3}{2}} \left(E_g^2 + 3kTE_g + 3.75k^2T^2\right)$$

Из приведённых выражений видно, что излучательное время жизни увеличивается с ростом ширины запрещенной зоны [32]. Таким образом, вероятность излучательной рекомбинации падает при переходе ко все более узкозонным твердым растворам  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . Поэтому обычно считается, что излучательная рекомбинация практически не оказывает влияния на общее время жизни [36] при низкой концентрации свободных носителей. Тем не менее, стоит отметить, что такое простое рассмотрение не учитывает перепоглощения излученных при рекомбинации фотонов, а также процессов стимулированного излучения, которые могут оказывать существенное влияние на реально наблюдаемое время жизни [36; 40].

Отметим, что из выражения (1.10) также видно, что мгновенное время излучательной рекомбинации обратно пропорционально  $\Delta n$ , т.е. с ростом концентрации неравновесных носителей темп излучательной рекомбинации растет. Из этого следует, что при  $\Delta n \gg n_0 + p_0$  релаксационный спад неравновесной концентрации благодаря межзонным излучательным процессам будет неэкспоненциальным. Легко показать, что в пределе  $\Delta n \gg n_0 + p_0$  он хорошо описывается гиперболическим законом [40].

Оже-рекомбинация представляет собой процесс, обратный ударной ионизации носителей при межзонном пробое: энергия электрон-дырочной пары в этом случае уносится третьим носителем. Различным комбинациям участвующих в этом процессе носителей (электрон, тяжелая и легкая дырки) соответствует десять подтипов оже-рекомбинации (Рисунок 1.6). Так как в оже-процессе участвуют три частицы, его вероятность пропорциональна  $n^2p$  в электронном и  $p^2n$  в дырочном полупроводнике. Соответственно, темп оже-рекомбинации быстро растет при увеличении концентрации носителей, в частности быстрее, чем скорость излучательной рекомбинации.



**Рис. 1.6:** Десять подтипов процесса оже-рекомбинации, возможных при учете взаимодействия электронов, легких и тяжелых дырок [39]. На схеме показаны переходы электронов.

В материалах n-типа доминирующим является процесс AM-1, в котором принимают участие два электрона и тяжелая дырка; в дырочном Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te важными являются АМ-7 и АМ-3 процессы. В простейшем случае объемного полупроводника оже-рекомбинация характеризуется энергетическим порогом, возникающим из-за законов сохранения энергии И квазиимпульса взаимодействующих частиц. Действительно, оставшийся после рекомбинации носитель приобретает энергию порядка Eg и соответственно достаточно большой квазиимпульс  $k \sim \sqrt{2m_1E_g}$ , где  $m_1$  – масса носителя. В силу закона сохранения начальная система из 3 частиц должна обладать таким же квазиимпульсом, а значит и некоторой начальной «кинетической» энергией. При этом для минимизации этой энергии выгодно, чтобы основная часть квазиимпульса приходилась на более тяжелый носитель (с массой  $m_2$ ). Таким образом, начальная энергия частиц не может быть меньше  $E \sim k^2/2m_2 = \mu E_g$ , где  $\mu = m_1/m_2$  – отношение масс легкого и тяжелого носителя.

27

Наличие энергетического порога существенно ограничивает эффективность оже-рекомбинации даже в узкозонных материалах, таких как твердые растворы PbSnTe, PbSnSe. Из-за зеркальности энергетических спектров электронов и дырок, и как следствие равенства их эффективных масс, в твердых растворах PbSnTe, PbSnSe оже-рекомбинация не является доминирующим механизмом релаксации избыточной концентрации носителей, несмотря на высокий уровень остаточного легирования, характерный для данных твердых растворов [17].

В узкозонных твердых растворах  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  эффективная масса электронов намного меньше эффективной массы тяжелой дырки, поэтому порог AM-1 процесса очень мал. Тем не менее, абсолютную величину времени ожерекомбинации трудно предсказать теоретически. В пионерской работе Битти и Ландсберга [41] было получено выражение для времени жизни относительно ожерекомбинации, которое используется в подавляющем большинстве последующих работ [32; 36; 42].

$$\tau_A = \frac{2n_i^2 \tau_i}{(n_0 + \Delta n)(n_0 + p_0 + \Delta n)}$$
(1.11)

Здесь  $\tau_i$  – время жизни относительно AM-1 процесса в собственном полупроводнике

Следует отметить, что помимо параметров материала, которые можно определить экспериментально, время рекомбинации зависит от интегралов

перекрытия блоховских функций взаимодействующих частиц  $|F_1F_2|^2$  и безразмерного интеграла  $J_{ab}$ , описывающего экранировку носителей заряда ( $\lambda$  – дебаевская длина экранирования). В подавляющем большинстве работ интеграл  $J_{ab}$  опускается, а произведение  $|F_1F_2|^2$  используется в качестве подгоночного параметра, не зависящего ни от состава, ни от температуры. Недавние работы показывают, что это не так [33; 36]. Кроме того, интеграл  $J_{ab}$  может существенно увеличивать время жизни носителей относительно оже-рекомбинации при высокой концентрации носителей [36].

Трудность в количественном предсказании темпов оже-рекомбинации обусловлена тем, что участвующие в процессе частицы находятся далеко от экстремумов своих зон, что накладывает серьезные требования на точность используемых в расчетах спектров и волновых функций электронов и дырок. К настоящему времени ряд авторов склоняется к тому, что в лучших образцах эпитаксиальных структур  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  с составом  $x \sim 0.2$  время рекомбинации ограничено оже-процессами [34], в то время как расчеты другой группы указывают на доминирование механизма рекомбинации Шокли-Рида-Холла [33]. Таким образом, определение величины времени оже-рекомбинации требует дальнейших экспериментальных исследований.

Рекомбинация по механизму Шокли-Рида-Холла (ШРХ) состоит в поочередном захвате электрона и дырки на один и тот же дискретный уровень в запрещенной зоне полупроводника. Поскольку такие уровни возникают из-за дефектов в кристаллической структуре материала, в частности, примесей, влияние такого механизма рекомбинации теоретически может быть сведено к минимуму в высококачественном и чистом образце. Тем не менее, на настоящее время рекомбинация ШРХ является основным механизмом определяющим наблюдаемое в эксперименте время рекомбинации носителей [32; 33; 35].

Расчет времени рекомбинации по механизму ШРХ осложнен наличием большого числа плохо известных параметров, в частности, энергетического

положения центров-ловушек  $E_f$ , их концентрации  $N_f$  и коэффициентов захвата на них  $c_n$ ,  $c_p$ . Релаксационный спад неравновесной концентрации носителей в случае рекомбинации ШРХ в общем случае неэкспоненциален даже при малом уровне возбуждения [40]. Общепринятой моделью описания рекомбинации через дискретные уровни в запрещенной зоне является модель Шокли и Рида, в рамках которой предполагается, что число ловушек мало, и можно ввести единое время жизни электрон-дырочной пары. Это время оказывается равным

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_{n0} \left( p_0 + p_1 + \Delta n \right)}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \frac{\tau_{p0} \left( n_0 + n_1 + \Delta n \right)}{n_0 + p_0 + \Delta n}$$
(1.13)

где

$$n_{1} = N_{c} \exp\left(\frac{E_{f} - E_{c}}{kT}\right), p_{1} = N_{v} \exp\left(\frac{E_{c} - E_{g} - E_{f}}{kT}\right)$$

$$\tau_{n0} = 1/c_{n}N_{f}, \quad \tau_{p0} = 1/c_{p}N_{f}$$
(1.14)

Из выражения (1.13) видно, что в отличие от излучательной и ожерекомбинации, с увеличением неравновесной концентрации носителей  $\Delta n$  время рекомбинации по механизму ШРХ не может уменьшаться неограниченно, а стремится к величине

$$\tau_{\infty} = \tau_{n0} + \tau_{p0} \tag{1.15}$$

Это объясняется тем, что канал рекомбинации через дискретные уровни в запрещенной зоне ограничен концентрацией дефектов и примесей в материале. Насыщение механизма рекомбинации ШРХ экспериментально наблюдалось в A3B5 материалах в работе [43].

Вопрос о времени жизни носителей в структурах с КЯ и сверхрешетках изучен слабее. Наблюдаемое время жизни в КЯ также определяется механизмом ШРХ, но при этом оказывается меньше, чем у объёмных образцов с той же шириной запрещенной зоны [44; 45]. Ряд работ указывает на подавление ожерекомбинации в структурах с КЯ [46; 47], однако однозначного вывода о

характере изменения темпов оже-рекомбинации в КЯ по сравнению с объемным материалом сделать трудно. С одной стороны, близкие значения массы электронов и дырок увеличивают энергетический порог процесса, с другой – рассеяние на гетерогранице ослабляет требования на выполнение законов сохранения энергии и квазиимпульса, что приводит к усилению оже-эффектов в узких ямах [48].

## 1.4 Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниковых структурах на основе HgCdTe

Исследованию примесных центров в КРТ посвящено значительное число работ, так как состояния в запрещенной зоне, особенно глубокие центрыловушки, оказывают существенное влияние на времена жизни носителей в материале.

Имеющиеся в литературе сведения о мелких примесях в узкозонных твердых растворах КРТ относятся почти исключительно к акцепторам, так как вследствие малой величины эффективной массы электронов энергии связи мелких доноров составляют доли мэВ [39, стр. 17] и они проявляют себя лишь в спектрах магнитопоглощения как дополнительная структура в спектрах циклотронного резонанса (ЦР) [49]. Что же касается акцепторов, их энергия связи варьируется от единиц до десятков мэВ [50]. В силу слабости связи Hg – Те основным акцептором в нелегированных намеренно образцах является вакансия ртути, которая представляет собой двухзарядный центр [39]. Точного расчета состояний описывающего такого центра, удовлетворительно весь массив экспериментальных данных на настоящее время Экспериментально нет. полученные результаты дают довольно богатый разброс значений. В работе [51] в твердом растворе р-типа с x = 0.4 обнаружен акцептор с энергией ионизации ~ 14 мэВ. В работе [52] для вакансий катионов найден уровень с энергией ионизации 10 – 12 мэВ, которая практически не зависит от состава в диапазоне х = 0.2 - 0.4. Близкие значения получены и в схожих образцах в работах [53; 54],

однако при этом обнаруживалась заметная зависимость энергии ионизации от состава [53].

Мелкие уровни вакансий изучались и оптическими методиками – в работе [55] при исследовании фотолюминесценции обнаружены уровни вакансии ртути с энергиями ионизации 12 и 19 мэВ для составов x = 0.216 и 0.234, соответственно. В работе [56] также при исследованиях ФЛ в эпитаксиальных структурах на основе твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te c x = 0.2 - 0.3 выявлены акцепторные состояния с энергиями 14 и 18 мэВ. Вакансии ртути и другие акцепторные уровни в более широкозонных составах изучались с помощью спектроскопии фотолюминесценции в цикле работ [57-60].

В работе [61] магнитооптическими методами исследовались растворы состава x = 0.2 в среднем ИК диапазоне (использовалось оптическое окно из KBr, отрезающее излучение с длинами волн более 25 мкм). В дополнение к наблюдавшимся ранее переходам обнаружены спектральные линии ФП, обусловленные переходами с основного состояния мелкого акцептора на нижний уровень Ландау зоны проводимости, что позволило определить энергию связи этого центра – 7 мэВ. Кроме того, обнаружены линии, связываемые с переходами с верхнего уровня Ландау валентной зоны на глубокие центры, отстоящие на 45 и 60 мэВ. Аналогичные исследования были выполнены в работе [62] для составов х = 0.2–0.3, где также были обнаружены уровень мелкого акцептора, отстоящий от края валентной зоны на 10 – 12 мэВ и два глубоких уровня вблизи середины запрещенной зоны.

Глубокие центры в сравнительно широкозонных КРТ материалах (твердых растворах  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  c x > 0.2) представляют отдельный интерес для изучения, т.к. являются эффективными ловушками для электронов и дырок и существенно влияют на времена жизни носителей. Такие центры активно изучались различными транспортными методами в работах [63; 64]. Погрешность определения энергии уровней в таких методиках достаточно велика. В

последующих работах использовались оптические методы исследования энергетического положения глубоких центров [65-67]. В частности, в работе [67] авторы наблюдали линии ФЛ с энергиями кванта меньше ширины запрещенной зоны, при этом частоты переходов хорошо согласовывались с транспортными измерениями, но ширина линий ФЛ, наблюдавшихся в эксперименте составляла не менее 20 мэВ при температуре 94 К.

В обзорной статье [68] приведены сводные данные о зависимости энергии глубоких центров от состава x = 0.2 - 0.4, полученные как оптическими, так и транспортными методами. Такие центры могут возникать не только благодаря отдельным примесям или дефектам, но также и при образовании примеснодефектных комплексов [69; 70]. В практически всех исследованных образцах КРТ было установлено наличие глубоких центров D1 и D2 с энергиями  $E_v + 0.4E_g$ ,  $E_v + 0.75E_g$ , соответственно [39, стр 74]. В работе [68] указано, что концентрация центров D1 была пропорциональна концентрации дырок, что позволило связать данный центр с вакансиями катионов. При  $x \sim 0.2$  полученные значения для центра D1, лежащего в середине запрещенной зоны, разбросаны в интервале 30 – 50 мэВ.

Следует отметить, что при переходе к более узкозонным твердым растворам уровни акцепторов даже с относительно небольшой энергией (десятки мэВ) могут попадать в зону проводимости, т.е. становиться резонансными (квазилокализованными) состояниями. Экспериментально такие состояния наблюдались при транспортных измерениях [71], измерениях вольтфарадных характеристик [72] и магнитооптических исследованиях полуметаллических составов КРТ [73; 74].

# 1.5 Фотолюминесценция и стимулированное излучение в узкозонных полупроводниковых структурах на основе HgCdTe

Традиционным методом исследования полупроводников является наблюдение «межзонной» фотолюминесценции (ФЛ), которая дает информацию о ширине запрещенной зоны, энергии связи экситонов, мелких примесей, наличии дефектов в материале. Однако, как уже было отмечено выше, вероятность излучательных процессов падает с уменьшением ширины запрещенной зоны твердого раствора, т.е. с увеличением длины волны излучения. Кроме того, слабый сигнал ФЛ в диапазоне 8 – 30 мкм может оказаться фактически неразличим на фоне мощной полосы теплового излучения тел комнатной температуры.

Для изучения ФЛ в узкозонных полупроводниках был разработан ряд модуляционных методик для снижения влияния теплового фона окружающей среды [39; 75; 76], которые позволили исследовать спектры ФЛ в твердых растворах  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  с составом вплоть до x = 0.197 [55; 69; 77]. В отличие от широкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, в которых хорошо заметны линии ФЛ, обусловленные свободными и локализованными экситонами [78; 79], в более узкозонных материалах из-за малой энергии связи экситона наблюдается лишь рекомбинация межзонная излучательная И переходы на уровни примесей/дефектов [80]. Поэтому в узкозонных твердых растворах исследования проводились в основном при непрерывном возбуждении и были нацелены на характеризацию образцов и идентификацию уровней примесей, дефектов и их комплексов [55; 56; 70; 81-84]. Так, в недавней работе [70] исследовалась ФЛ эпитаксиальной пленки Hg<sub>0.77</sub>Cd<sub>0.23</sub>Te при температурах от 77 K и выше. В контуре линии ФЛ в области длин волн 10 мкм и короче выявлено несколько компонент, связываемых с переходами с участием различных дефектов. В работе [85] в диапазоне температур 11-250 К исследовалась ФЛ сверхрешетки HgTe/CdHgTe в диапазоне от 12 мкм и короче. Как и в работе [70], в контуре линии ФЛ идентифицированы вклады от различных переходов. В работе [86] спектроскопия ФЛ использовалась для идентификации переходов между минизонами в сверхрешетках HgTe/CdHgTe.

Исследования стимулированного излучения ограничены гораздо более коротковолновой областью [87-92]. В обзоре предшествующих публикаций по созданию лазеров среднего ИК диапазона на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te [47] наиболее низкочастотная генерация соответствует длинам волн около 5.4 мкм при температурах жидкого азота и ниже. Следует также отметить работы по наблюдению стимулированного излучения среднего ИК диапазона при оптической накачке на объемных структурах HgCdTe, выращенных в той же лаборатории ИФП СО РАН, что и структуры, которые исследуются в рамках настоящей работы. Наибольшая достигнутая длина волны - 4.5 мкм при T = 77 К [93]. В работе 2013 г.[94] те же авторы сообщают о наблюдении в интервале температур 77-150 К двухчастотной генерации на длинах волн 2 и 3 мкм в основе HgCdTe. Отметим, что структуры, «трехслойной» структуре на исследовавшиеся в работах [93; 94] не были специально сконструированы для получения стимулированного излучения, а предназначались для фотоприемников соответствующих диапазонов. Однако наличие буферного слоя CdTe с меньшим по сравнению с «фоточувствительным» слоем HgCdTe показателем преломления с одной стороны и «вакуумом» с другой приводили фактически к формированию диэлектрического волновода.

В обзорной работе [47] делается вывод о неконкурентноспособности межзонных лазеров на основе HgCdTe по сравнению с монополярными квантовыми каскадными лазерами (ККЛ) среднего ИК диапазона. Основная причина – возрастание роли межзонной оже-рекомбинации при уменьшении ширины запрещенной зоны. Тем не менее, в работе отмечается, что оже-рекомбинация оказывается подавленной в квантовых ямах HgCdTe по сравнению с объемными твердыми растворами с той же шириной запрещенной зоны.

В то же время, характеристики ККЛ при продвижении в длинноволновый диапазон  $\lambda > 16$  мкм значительно ухудшаются, поскольку в этом диапазоне находятся полосы двухфононого поглощения полупроводников A3B5 [95]. Рекордно длинноволновая генерация ККЛ в области частот выше полосы остаточных лучей  $\lambda = 24$  мкм была получена в работе [96], где также сообщалось о наблюдении генерации на длине волны 21.5 мкм. В свою очередь, материалы на основе HgCdTe могут оказаться перспективными для разработки лазеров на диапазон 20 – 60 мкм, недоступный для приборов на основе A3B5 в силу сильного фононного поглощения (Рисунок 1.7), поскольку частоты оптических фононов в HgCdTe существенно ниже [97]. Тем не менее, в диапазоне длин волн более 15 мкм данных об исследованиях ФЛ в узкозонных твердых растворах HgCdTe практически нет – в ряде работ сообщалось о наблюдении ФЛ вплоть до длин волн 18 мкм, однако спектры излучения не приводились.



**Рис. 1.7:** Обзор существующих полупроводниковых лазеров на основе АЗВ5 материалов (G. Scalari, частное сообщение).
Следует отметить, что в структурах с КЯ, соответствующих данному волн (20 60 длин \_ мкм) закон диапазону дисперсии близок К «графеноподобному», в то время как возможность усиления терагерцового излучения в графене была теоретически предсказана [98] и экспериментально подтверждена наблюдением стимулированного излучения [99]. Таким образом, исследование излучательных свойств узкозонных полупроводниковых структур на основе КРТ представляется новой и актуальной задачей.

## Глава 2. Исследования спектров фотопроводимости эпитаксиальных пленок и структур с КЯ на основе HgCdTe в среднем и дальнем ИК диапазоне

### 2.1 Исследуемые образцы

Большинство исследуемых образцов было выращено методом МЛЭ на полуизолирующей подложке GaAs (013) [18-20], на которой последовательно выращивались буферный слой ZnTe толщиной 50 нм, затем релаксированный буфер CdTe толщиной около 5 мкм и далее основная часть структуры (рисунок 2.1). В случае объемных эпитаксиальных структур она представляла собой слой Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с низким содержанием кадмия (x = 0.152 – 0.23), окруженный переходными слоями толщиной около 1 мкм, в которых состав x плавно увеличивался до значений ~ 0.5. Подобные слои служат для улучшения характеристик структуры как фотоприемника, в первую очередь, для снижения влияния поверхностной рекомбинации и увеличения времени жизни носителей [100]. В некоторых образцах дополнительно наносился покровный слой CdTe.



Рис. 2.1: Обобщенная схема структуры и распределение состава твердого раствора в исследуемых объемных эпитаксиальных слоях Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te на примере образца №120613.



Рис. 2.2: Обобщенная схема структуры и распределение состава твердого раствора в исследуемых гетероструктурах с квантовыми/потенциальными ямами на примере образца №100628.

В случае структур с КЯ непосредственно на буфере из СdТе располагался нижний барьерный слой  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  с широкозонным составом x ~ 0.7, затем квантовая яма  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  с низким содержанием кадмия, верхний барьер  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  также состава x ~ 0.7, и покровный слой CdTe. Характерная толщина барьеров составляет около 100 нм, а покровного слоя — около 50 нм. Толщина квантовой ямы в зависимости от образца варьировалась от 5 до 30 нм. Параметры исследованных образцов приведены в таблице 2.1.

Для сравнительного анализа в некоторых случаях также исследовались объемные слои узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, выращенные методом газотранспортной эпитаксии (CVD) на подложках GaAs различных ориентаций. Рост структуры в этом случае состоял из последовательного осаждения слоев HgTe и CdTe толщиной около 100 нм и последующего отжига для гомогенизации состава.

№ образца	X	У	d <sub>крт</sub> , нм	Метод роста
120621	0.23	-	5960	МЛЭ
120613	0.222	-	3940	МЛЭ
120626	0.21	-	3840	МЛЭ
120210	0.191	-	3840	МЛЭ
120208	0.189	-	4200	МЛЭ
110330	0.19	-	6000	МЛЭ
101007	0.152	-	5000	МЛЭ
110429	0.174	-	4000	МЛЭ
445/2	0.195	-	4800	CVD
450/16	0.185	-	10400	CVD
548-4	0.195	-	11300	CVD
545-4	0.188	-	13000	CVD
110621	0	0.7	4.8	МЛЭ
116022	0	0.65	5.6	МЛЭ
100707-1	0.186	0.702	30	МЛЭ
100708-1	0.176	0.646	30	МЛЭ
100628	0.239	0.72	100	МЛЭ

### Таблица 2.1 Параметры исследуемых образцов

Исследуемые структуры также предварительно анализировались методом вторичной ионной масс-спектроскопии (ВИМС). Измерения профиля структур показали, что характеристики образцов находятся в хорошем соответствии с ростовыми схемами структур (рисунки 2.3 – 2.4), за исключением небольшого наклона профиля состава в активных слоях.



Рис. 2.3: Профиль состава твердого раствора в образце №120613, измеренный методом ВИМС.

Измерения ВИМС также показали, что на всей протяженности структур регистрируются примеси кислорода и хлора, на поверхности дополнительно углерод, кремний и сера (Рисунок 2.5). Отметим, что кислород и хлор в твердых растворах Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te являются примесями донорного типа [39], что согласуется с наблюдаемым типом проводимости в исследуемых структурах.



Рис. 2.4: Профиль состава твердого раствора в образце №100628, измеренный методом ВИМС.



Рис. 2.5: Примеси, обнаруженные методом ВИМС в образце №100628.

#### 2.2 Методика измерения спектров фотопроводимости

Спектры фотопроводимости (ФП) образцов в основном исследовались при температуре жидкого гелия (T = 4.2 K) и температуре жидкого азота (T = 77 K), в отдельных случаях, с «проходом» по температуре. В случае измерений в криогенных жидкостях образец располагался на конце световодной вставки в соответствующем транспортном сосуде Дьюара (СТГ-40 или СК-40). Световод представлял собой полированную трубку из нержавеющей стали диаметром 18 мм, на конце которой с помощью латунного конуса собиралось падающее на образец излучение. При измерениях в магнитном поле на конец конуса помещался сверхпроводящий соленоид. Излучение в световодную трубку заводилось из фурье-спектрометра «Bruker» Vertex 80v, который использовался при всех измерениях спектров ФП. Данный спектрометр позволяет производить откачку оптического тракта до давлений порядка 10<sup>-5</sup> бар, что является обязательным требованием при исследовании спектров ФП в терагерцовом и дальнем инфракрасном диапазоне из-за сильного поглощения излучения с длиной волны  $\lambda > 15$  мкм в атмосферном воздухе. Для отделения заполненного жидким гелием или азотом участка световодной трубки от откаченного объема внутри спектрометра на ПУТИ излучения устанавливался герметичный фильтр (черный/прозрачный полиэтилен, КРС5 – в зависимости от спектрального диапазона исследования).

В качестве источника излучения в подавляющем большинстве случаев использовался глобар. Для подачи постоянного напряжения смещения на исследуемый образец, который при измерениях ФП играет роль приемника, использовался токовый усилитель «Stanford Research Systems» SR570, с помощью которого осуществлялось и усиление переменного сигнала ФП, получаемого с образца. Особенностью данного усилителя является возможность компенсировать постоянный ток, проникающий в образец при подаче смещения и таким образом усиливать лишь информативный переменный сигнал. С выхода усилителя SR570

сигнал подавался на малошумящий усилитель напряжения «Stanford Research Systems» SR560 для дополнительного усиления и фильтрации помех и далее на аналого-цифровой преобразователь (АЦП) фурье-спектрометра (рисунок 2.6). В случае измерений спектров ФП в зависимости от температуры излучение из спектрометра аналогичным образом заводилось в оптический криостат замкнутого цикла.

Непосредственно после измерений спектров ФП образцов, проводилось измерение «спектра пропускания» того же оптического тракта, что и при ΦП. измерениях спектров отражающего спектральные особенности используемого источника, делителя и оптического фильтра с помощью неселективного теплового приемника (рисунок 2.7). Полученные спектры в дальнейшем были использованы для интерпретации и нормировки спектров ФП образцов.



**Рис. 2.6:** Схема экспериментальной установки для исследования спектров фотопроводимости образцов при температурах жидкого гелия и жидкого азота.



Рис. 2.7: Спектр пропускания оптического тракта, используемого при измерениях спектров ФП и отражающий особенности используемого источника (Globar), делителя (Mylar ML) и фильтра (черный или прозрачный полиэтилен). Получен с помощью неселективного пироэлектрического приемника.

# 2.3 Красная граница межзонных переходов в объемных эпитаксиальных пленках и структурах с КЯ на основе HgCdTe

На рисунке 2.8 представлены спектры  $\Phi\Pi$  серии образцов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с 0.19  $\leq x \leq 0.23$  (наиболее широкозонные из исследуемых структур), измеренные при температурах жидкого гелия и жидкого азота. Видно, что красная граница спектров смещается в сторону коротких длин волн с ростом температуры, при этом длинноволновый край спектра становится более размытым.

Как спектров уже было отмечено выше, ВИД края поглощения характеризует качество материала. Этот вопрос был теоретически И экспериментально исследован в ряде работ [26; 27; 101-105]. В качестве примера, на рисунке 2.9 приведены результаты измерения спектров поглощения из работы [101]. В общем случае, энергия Урбаха, характеризующая размытие красной границы, содержит в себе член, обусловленный статическими неоднородностями и не зависящий от температуры и температурно-зависимый член, обусловленный электрон-фононным взаимодействием [106].



**Рис. 2.8:** Спектры фотопроводимости наиболее широкозонных из эпитаксиальных слоев, выращенных методом МЛЭ, при T = 4.2K и T = 77K.



**Рис. 2.9:** Спектры поглощения эпитаксиального слоя Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te c x = 0.21 для разных температур, приведенные из работы [101].

На рисунке 2.9 видно, что наклон длинноволнового края спектра в логарифмическом масштабе практически не меняется С увеличением температуры. Это свидетельствует о преобладающей роли неоднородности состава в формировании размытой красной границы, что подтверждает анализ, выполненный в [101]. Энергия Урбаха для образцов, исследованных в настоящей работе, в 4 раза меньше, чем для структур из [101] и практически совпадает с расчетами в параболическом приближении, выполненном в работах [27; 102]. Яркая зависимость резкости красной границы от температуры, обнаруженная в настоящей работе, позволяет заключить, что в исследованных эпитаксиальных слоях размытие длинноволнового края спектров ФП из-за неоднородности состава не превалирует над размытием, обусловленным фундаментальным взаимодействием с фононами.

Особенного внимания заслуживают спектры ФП наиболее узкозонных из представленных на рисунке 2.8 образцов (состав твердого раствора Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te x ~ 0.19), которые представляют интерес для продвижения приемников в область длин волн более 20 мкм. На рисунке 2.10 представлены длинноволновые участки спектров ФП подобных образцов, выращенных методами молекулярно-лучевой и газотранспортной (CVD) эпитаксии. Последние ярко демонстрируют недостаток, свойственный твердым растворам Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с высоким содержанием ртути, а именно, сильные флуктуации состава, приводящие к возникновению «хвоста» чувствительности в длинноволновой области. Видно, что образцы выращенные CVD методом, не имеют выраженной «красной четко границы» фотопроводимости даже при 4.2К, в отличие от структур, полученных МЛЭ. Таким образом, из сравнения спектров видно, что структуры, выращенные с помощью МЛЭ, намного более качественные в этом отношении.



Длина волны, мкм

Рис. 2.10: Длинноволновый участок спектров ФП, измеренных при T = 4.2 К в эпитаксиальных слоях  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  с x ~ 0.19, выращенных с помощью молекулярно-лучевой (№110330) и газотранспортной эпитаксии (№545-4, 548-4).

Спектры ФП широкозонных квантовых ям, представленных на рисунке 2.11, как и спектры ФП эпитаксиальных слоев, также обладают резким длинноволновым краем. Отметим, что несмотря на практически одинаковую ширину запрещенной зоны (~ 500 см<sup>-1</sup>) в структурах №110622 и №100707-1, их дизайн различен. Структура №110622 представляет собой узкую КЯ из чистого HgTe, в то время как в структура №100707-1 содержит широкую яму из твердого раствора с составом x = 0.186.



Рис. 2.11: Спектры ФП наиболее широкозонных структур с КЯ ((а) №100707-1, (б) №110622), выращенных методом МЛЭ. Спектры не нормированы на «пропускание» оптического тракта, провалы на частотах 680 см<sup>-1</sup>, 720 см<sup>-1</sup> и 880 см<sup>-1</sup> обусловлены используемыми фильтром и делителем. Справа приведены дизайны структур.

КЯ Изначально, гетероструктуры с ИЗ бинарного материала рассматривались как решение проблемы флуктуации состава, присутствующей в твердых растворах Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, однако сравнение спектров на рисунке 2.11 показывает, что для современных структур разницы в качестве длинноволнового края фотоотклика чистого HgTe для ЯМ ИЗ узкозонного И  $Hg_{1-x}Cd_{x}Te$  нет.

Помимо полосы межзонных переходов, которая, как и в объемных материалах, сдвигается в сторону коротких длин волн при увеличении температуры, на рисунке 2.11 при 4.2 К заметны длинноволновые полосы чувствительности в окрестности 200 см<sup>-1</sup>, которые исчезают при температуре жидкого азота. Такие особенности оказались общими для многих исследуемых структур, как КЯ, так и объемных эпитаксиальных слоев. Их обсуждению посвящен следующий параграф.

# 2.4 Особенности спектров фотопроводимости, обусловленные примесями и дефектами

Для более узкозонных образцов форма спектров ФП оказывается более сложной. В частности, из-за ряда особенностей, возникающих на длинноволновом краю спектров ФП, неочевидным становится положение красной границы фотоотклика. На рисунке 2.12 приведены спектры ФП для наиболее узкозонных объемных эпитаксиальных структур, выращенных с помощью МЛЭ и газотранспортной эпитаксии.

Во всех спектрах видна широкая полоса терагерцовой ФП с провалами на частотах 120 см<sup>-1</sup> и 150 см<sup>-1</sup> и особенностями в виде максимумов в районе 140-180 см<sup>-1</sup> и 260-300 см<sup>-1</sup>. Сигнал ФП при 4.2К наблюдается даже в образце №101007 с составом x = 0.152, который соответствует полуметаллу, причем длинноволновый край спектра (50 см<sup>-1</sup>) ограничен лишь используемым делителем.

Отличительной чертой образцов, выращенных методом газотранспортной эпитаксии (CVD), является рост чувствительности при движении в сторону коротких длин волн, в отличие от образцов, выращенных методом МЛЭ, для которых уровень сигнала после 300 см<sup>-1</sup> остается практически постоянным. Кроме того, амплитуды особенностей на частотах 160 см<sup>-1</sup> и 275 см<sup>-1</sup> для образца №445-2 практически одинаковы, в то время как для образцов, выращенных методом МЛЭ величина пика на 275 см<sup>-1</sup> заметно меньше.

Такое поведение спектров, скорее сильной всего, связано С неоднородностью образцов, выращенных CVD методом. Заявленные технологами составы для образцов №450-1 и №445-2 отвечают гораздо более широкой запрещенной зоне (380 см<sup>-1</sup> и 250 см<sup>-1</sup> для №450-1 и №445-2, соответственно), а отклик при меньшей энергии кванта ионизирующего излучения возникает лишь в небольшой части образца, в которой концентрация ртути выше и соответственно ширина запрещенной зоны меньше, чем в основном объеме материала. С увеличением частоты возбуждающего излучения фотоотклик возникает и в областях, отвечающих более широкой запрещенной зоне, что приводит к росту сигнала фотопроводимости. Таким образом, наблюдаемый в CVD образцах сигнал при k < 100 см<sup>-1</sup> может быть обусловлен небольшими участками практически бесщелевого материала.

Как видно из рисунка 2.12, длинноволновые особенности в спектрах  $\Phi\Pi$  схожи для образцов, выращенных с помощью двух различных эпитаксиальных технологий. Во всех спектрах видны провалы на частотах 120 см<sup>-1</sup> и 150 см<sup>-1</sup> и особенности в виде максимумов в районе 140-180 см<sup>-1</sup> и 260-300 см<sup>-1</sup>. Отметим, что в спектре образца №545-4 на рисунке 2.10 также заметен небольшой пик на частоте 270 см<sup>-1</sup>, по-видимому, того же происхождения, что и особенности в спектрах более узкозонных образцов.



Рис. 2.12: Спектры ФП наиболее узкозонных эпитаксиальных слоев, выращенных методом молекулярно-лучевой (№101007, №110429) и газотранспортной эпитаксии (№445-2, №450-1), измеренные при температуре жидкого гелия. Спектры отнормированы на «спектр пропускания» оптического тракта.

Провалы на частотах 120 см<sup>-1</sup> и 150 см<sup>-1</sup> наблюдаются и в других структурах на основе HgTe/CdTe и связаны с фундаментальным поглощением HgTe-подобными и CdTe-подобными поперечными оптическими фононами в светочувствительном слое образца. Природа максимумов сигнала ФП в районе 150 см<sup>-1</sup> и 270 см<sup>-1</sup> была установлена путем измерения спектров ФП в поперечном магнитном поле (рисунок 2.13). Увеличение магнитного поля сдвигает красную границу ФП в область высоких частот, последовательно «отрезая» при этом все низкочастотные особенности. Сначала исчезает максимум сигнала в окрестности 150 см<sup>-1</sup>, причем пик в районе 270 см<sup>-1</sup> при этом сохраняет свое положение, несмотря на то, что красная граница межзонных переходов смещается в сторону коротких длин волн. При этом длинноволновый край межзонных переходов становится хорошо видимым при B = 1.1 - 1.6 T. При величине магнитного поля 3T красная граница ФП составляет ~300 см<sup>-1</sup> и особенность спектра около 270 см<sup>-1</sup> также исчезает.

Трансформацию спектров  $\Phi\Pi$  в магнитном поле можно объяснить, предполагая, что широкая полоса фотопроводимости соответствует оптическим переходам из валентной зоны в зону проводимости, а вышеупомянутые длинноволновые спектральные особенности – переходам из валентной зоны на резонансные состояния остаточных акцепторов в Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te. Оптические переходы электронов из валентной зоны в эти свободные состояния должны приводить к появлению сравнительно узких линий в спектре  $\Phi\Pi$ , поскольку вследствие упругого рассеяния электрон может попасть в делокализованные состояния в зоне проводимости и, тем самым, внести вклад в фотоотклик.

Магнитное поле «раздвигает» запрещенную зону за счет квантования Ландау электронов, эффективные массы которых много меньше масс тяжелых дырок (на спектр которых сравнительно небольшое магнитное поле до 3 Тл практически не влияет) и, поскольку акцепторные уровни «привязаны» к краю валентной зоны и их энергии от малых магнитных полей не зависят, с ростом поля эти состояния могут выйти из зоны проводимости и оказаться в запрещенной зоне (см. схему на рисунке 2.13). При этом оптические переходы на эти состояния уже не будут давать вклад в ФП, как только эти уровни отойдут ото дна зоны проводимости на расстояние, делающее невозможным термический заброс с них в зону проводимости. Как видно из рисунка 2.13, такой термический заброс действительно имеет место. Так, в спектре ФП при 1.1 Тл, «красная» граница межзонной ФП сместилась до 180 см<sup>-1</sup>, однако при этом в спектре все же «просматривается» особенность при 150 см<sup>-1</sup>. Аналогично, в спектре при 2.6 Тл «красная» граница межзонной ФП приходится на 290 см<sup>-1</sup>, но при этом видна слабая линия при 275 см<sup>-1</sup>.

Схожее поведение спектров  $\Phi\Pi$  наблюдается при изменении температуры (рисунок 2.14). Т.к. в данном диапазоне составов (х < 0.48) ширина запрещенной зоны твердого раствора Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, в отличие от большинства полупроводников, увеличивается с ростом температуры, нагрев образца также приводит к выходу резонансных состояний из континуума зоны проводимости и исчезновению пиков фотоотклика на спектрах  $\Phi\Pi$ .

Отметим, что обсуждаемые акцепторы не проявляют себя на спектрах  $\Phi\Pi$  более широкозонных эпитаксиальных слоев (рисунок 2.8), т.к. все исследуемые объемные образцы являются структурами n-типа и, соответственно, уровень Ферми в них лежит вблизи края зоны проводимости. Вследствие этого акцепторные состояния с энергиями 150 – 300 см<sup>-1</sup>, которые в эпитаксиальных слоях Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te c x  $\geq$  0.19 попадают в запрещенную зону, лишены дырок и не могут давать вклад в  $\Phi\Pi$ .

Проявления похожих акцепторных состояний могут быть заметны на спектрах ФП структур с квантовыми ямами, в том числе обладающих п-типом проводимости, но в условиях подсветки коротковолновым излучением, т.е. в неравновесных условиях.



Рис. 2.13: Спектры ФП образца №110429 (х = 0.174), измеренные при температуре жидкого гелия при различных значениях магнитного поля. Спектры не нормированы на «пропускание» оптического тракта. Снизу приведена схема, поясняющая возникновение резонансных особенностей на спектре ФП.



Рис. 2.14: Спектры ФП образца №110429 (х = 0.174), измеренные при различных температурах. Спектры не нормированы на «пропускание» оптического тракта.

В работе [31] сообщалось о наблюдении подобных особенностей, и был предложен механизм их возникновения. При использовании фильтра из который позволяет прозрачного полиэтилена, производить непрерывную подсветку излучением видимого (красный или синий светодиод) диапазона, длинноволновый сигнал ФП в окрестности 200 см<sup>-1</sup> значительно возрастает (рисунок 2.15). При подсветке коротковолновым излучением рождающиеся в барьерах дырки захватываются на состояния мелких акцепторов и приводят к возникновению длинноволнового сигнала ФП в структурах с КЯ. Особенно ярко этот эффект заметен в широкозонных структурах, где полоса межзонных переходов смещена в коротковолновую сторону относительно сигнала ФП, обусловленного акцепторными состояниями. В настоящей работе были исследованы спектры ФП широкозонных структур с КЯ в зависимости от температуры и магнитного поля (рисунок 2.16).



Рис. 2.15: Спектры ФП структуры с КЯ №100707-1 при температуре жидкого гелия, измеренные с использованием фильтров из черного и прозрачного полиэтилена. Спектры не нормированы на «пропускание» оптического тракта, провалы на частотах 680 см<sup>-1</sup>, 720 см<sup>-1</sup> и 880 см<sup>-1</sup> обусловлены используемыми фильтрами и делителем.



Рис. 2.16: (а) Спектры ФП структуры с КЯ №100707-1 в зависимости от температуры (б) Спектры ФП структуры с КЯ №110622 в зависимости от магнитного поля, измеренные при температуре жидкого гелия. Все спектры получены с использованием фильтра из прозрачного полиэтилена. Спектры не нормированы на «пропускание» оптического тракта, провалы на частотах 680 см<sup>-1</sup>, 720 см<sup>-1</sup> и 880 см<sup>-1</sup> обусловлены используемыми фильтрами и делителем.

Видно, что полоса в окрестности 200 см<sup>-1</sup> исчезает при T ~ 18К в одном образце и не меняет своего спектрального положения при измерениях в магнитном поле в другом образце, в то время как полоса межзонных переходов и в том и в другом случае смещается в сторону коротких длин волн. Такое поведение подтверждает обусловленность сигнала ФП в окрестности 200 см<sup>-1</sup> акцепторными состояниями, но в этих случаях неочевидно, связан ли данный сигнал с состояниями дефектов, находящихся именно в яме или же в барьерных слоях структуры. Ответить на данный вопрос удается при переходе к более узкозонным КЯ, в которых сигнал ФП, обусловленный переходами с участием состояний дефектов, перекрывается с полосой межзонных переходов. При измерениях спектров ФП в магнитном поле в таких структурах, так же как и в объемных образцах (см. рисунок 2.13), наблюдается «отрезание» длинноволнового сигнала ФП при увеличении запрещенной зоны за счет квантования Ландау (рисунок 2.17).

Это свидетельствует о том, что данные акцепторные состояния также являются резонансными, как и в случае узкозонных объемных образцов, т.е. расположены непосредственно в КЯ или вблизи нее, а не далеко в барьерах. В противном случае, соответствующая им полоса ФП была бы наложена на область межзонных переходов в КЯ и не должна была бы ни исчезать, ни сдвигаться с увеличением магнитного поля, а вести себя аналогично случаю с широкозонными КЯ (рисунок 2.16(б)).

Таким образом, можно заключить, что сложный характер спектров ФП в узкозонных твердых растворах  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  и КЯ HgCdTe/CdHgTe при низких температурах обусловлен наличием резонансных состояний акцепторов, приводящих к резким пикам фоточувствительности в окрестности 150 – 200 см<sup>-1</sup> и 270 – 290 см<sup>-1</sup> на фоне плавной полосы межзонных переходов.

59



Рис. 2.17: Спектры ФП структуры с КЯ №100708-1 в зависимости от магнитного поля, измеренные при температуре жидкого гелия. Внизу приведен дизайн структуры.

Относительно природы наблюдаемых в спектрах ФП акцепторных состояний можно сказать, что с большой вероятностью они обусловлены вакансиями ртути. В пользу этого свидетельствует следующее:

• Резонансные состояния данных акцепторов наблюдаются в образцах, полученных с помощью различных технологий роста и намеренно не легированных.

• Спектральное положение наблюдаемых особенностей близко к наблюдаемым в других работах уровням, приписываемым вакансиям ртути.

• Предварительные исследования широкозонных образцов, отожженных в инертном газе для увеличения концентрации вакансий ртути показывают, что при конвертации типа проводимости (из *n*-типа в *p*-тип) в спектрах ФП возникает примесная фотопроводимость с близкой энергией ионизации (Рисунки 2.18, 2.19)



Рис. 2.18: Спектры примесной ФП отожженого образца №120210 (р-типа), измеренные при температуре жидкого гелия.



Рис. 2.19: Спектры примесной ФП образца отожженного №120621(р-типа), измеренные при температуре жидкого гелия.

## Глава 3. Исследования кинетики фотопроводимости эпитаксиальных пленок и структур с КЯ на основе HgCdTe в среднем и дальнем ИК диапазоне

#### 3.1 Методика исследования кинетики фотопроводимости

В основе исследования кинетики ФП лежит изучение спада неравновесной концентрации носителей заряда, описываемого уравнением (1.2). Времена рекомбинации в узкозонных материалах на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te составляют от нескольких микросекунд до долей нс. Если исследование кинетики ФП в микросекундном диапазоне является относительно простой задачей, то измерения ФП в наносекундном масштабе накладывают релаксации определенные требования как на источники возбуждающего излучения, так и на измерительную схему, в частности, необходимо хорошее согласование в измерительной цепи и наличие широкополосных усилителей и осциллографов. В настоящей работе для определения времени жизни носителей использовалась прямая методика исследования релаксации сигнала фотоотклика при межзонном возбуждении короткими (1.5 пс – 7 нс) импульсами длинноволнового излучения. В основе данной методики лежит непосредственное наблюдение спада сигнала ФП по окончании возбуждающего импульса, что не только дает информацию о времени жизни носителей в зоне, но и позволяет детально исследовать кинетику релаксации ФП, которая может быть отлична от экспоненциальной.

Сигнал фотоотклика, возникающий образце, расположенном В В транспортном сосуде Дьюара, по коаксиальному кабелю С волновым сопротивлением 50 Ом выводился на широкополосный усилитель УЗ-33 с полосой пропускания 50 кГц – 400 МГц и далее на 50-омный вход цифрового осциллографа «Le Croy» с верхней граничной частотой не ниже 350 МГц. Таким образом, временное разрешение измерительной части установки составляло 1 нс. Блок-схема эксперимента представлена на рисунке 3.1.

возбуждения образцов Для оптического использовался генератор разностной гармоники лазерного комплекса «Solar OPO», на выходе которого возникает узкополосное (~ 5 см<sup>-1</sup>) излучение с возможностью перестройки длины волны в диапазоне 11 - 17 мкм (560 см<sup>-1</sup> - 910 см<sup>-1</sup>). Энергия в импульсе составляла 300 мкДж для  $\lambda = 11$  мкм и 70 мДж для  $\lambda = 17$  мкм, что соответствует ~ (0.5÷2)·10<sup>16</sup> фотонов в импульсе (рисунок 3.2 (а)). Временной профиль возбуждающего импульса представлен на рисунке 3.2(б), из которого видно, что при использовании данного источника временное разрешение всего метода определяется длительностью импульса и составляет около 7 нс. В большинстве случаев такого временного разрешения было достаточно для измерения времени релаксации ФП. Для наиболее узкозонных образцов №110429 и №101007 требовалось более высокое временное разрешение, вплоть до 1 нс. В этом случае использовалось фотовозбуждение широкополосными терагерцовыми импульсами (0.5-3 ТГц) пикосекундной длительности с частотой повторения 1 кГц, которые возникают при оптическом выпрямлении фемтосекундного импульса излучения в нелинейном кристалле ZnTe [107]. Спектр возбуждающего излучения для данного источника приведен на рисунке 3.3.

Сравнивая спектры источников со спектрами ФП образцов, приведенных на рисунках 2.8 и 2.12, видно, что почти во всех случаях возбуждение чувствительности, осуществлялось близко к длинноволновому краю где Это поглощение относительно мало. позволяет считать распределение возникающих неравновесных носителей однородным по объему образца, и не учитывать влияние поверхностной рекомбинации при интерпретации результатов. Кроме того, возникающие неравновесные электроны и дырки в данном случае близки к экстремумам своих энергетических зон, поэтому возбуждающее излучение слабо разогревает носители и можно также пренебречь изменением их подвижности при релаксации внутри зоны.



**Рис. 3.1:** Схема экспериментальной установки для исследования кинетики релаксации фотопроводимости



Рис. 3.2: (а) Зависимость энергии в импульсе от энергии кванта возбуждающего излучения на выходе генератора разностной частоты лазерного комплекса «Solar OPO» (б) Зависимость интенсивности возбуждающего излучения на выходе генератора разностной частоты лазерного комплекса «Solar OPO» от времени на длине волны 17 мкм, полученная при измерениях кинетики ФП в образце №101007 (см. ниже).



**Рис. 3.3:** Спектр излучения, полученного при оптическом выпрямлении фемтосекундных импульсов в нелинейном кристалле ZnTe

Представленная методика была отработана при исследовании процессов релаксации ФП в объемном кремнии легированном бором, где позволила установить ряд особенностей фотоотклика, возникающих при изменении длины волны и мощности возбуждающего излучения.

### 3.2 Кинетика фотопроводимости в условиях слабого возбуждения

Время релаксации межзонной фотопроводимости определяется временем жизни неравновесных носителей в зоне, которое позволяет оценить амперваттную чувствительность фотоэлектрического приемника на основе данного материала. Высокочувствительные приемники излучения, в том числе на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, как правило, рассчитаны на работу в линейном режиме, т.е. в условиях, когда интенсивность падающего света не изменяет характеристики приемника. Таким образом, с точки зрения характеризации чувствительности и быстродействия структур как фотоэлектрических приемников интерес представляют времена жизни неравновесных носителей в пределе слабого возбуждения, т.е. при концентрации неравновесных носителей  $\Delta n$  много меньше темновой концентрации  $n_0$ . При этом время рекомбинации не зависит от  $\Delta n$  и спад фотоотклика происходит по чисто экспоненциальному закону.

Кинетика релаксации носителей в условиях слабого возбуждения действительно близка к экспоненциальной. На рисунке 3.4 представлены осциллограммы фотоотклика при температуре жидкого гелия для группы узкозонных образцов (см. рисунок 2.12), и для группы более широкозонных образцов (см. рисунок 2.8).

Видно, что релаксация ФП хорошо описывается экспоненциальным законом, и время жизни носителей растет с увеличением ширины запрещенной зоны. Для бесщелевого образца №101007 время релаксации фотопроводимости составляет 2 нс. Это позволило использовать его для получения профиля возбуждающего импульса генератора разностной частоты лазерного комплекса «Solar OPO», приведенного на рисунке 3.2(б). С увеличением состава до 0.174 (образец №110429) время релаксации ФП увеличивается до 6 нс. С дальнейшим увеличением ширины запрещенной зоны время жизни носителей увеличивается до единиц микросекунд и достигает 2 мкс для №120626, 9.2 мкс для №120613 и 8 мкс для №120621. Весь массив данных о временах рекомбинации в зависимости от ширины запрещенной зоны представлен на рисунке 3.5.

Время релаксации ФП растет также при приложении магнитного поля. На рисунке 3.6 изображены спектры ФП образца №120208 при температуре T = 4.2 К, измеренные в поперечном магнитном поле. Видно, что красная граница ФП сдвигается в коротковолновую область на 75 см<sup>-1</sup> уже в относительно небольших полях B = 1.2 Т за счет малой эффективной массы носителей в зоне проводимости. При этом время релаксации увеличивается с 200 нс при B = 0 и достигает 3.6 мкс при B = 1.2 Т, что соответствует красной границе фотоотклика на спектре 375 см<sup>-1</sup> (рисунок 3.6).



**Рис. 3.4:** Осциллограммы фотоотклика в условиях слабого возбуждения для объемных эпитаксиальных слоев Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te различных составов при температуре жидкого гелия.



**Рис. 3.5:** Времена релаксации фотопроводимости в исследованных объемных эпитаксиальных образцах в условиях слабого возбуждения при температуре жидкого гелия. Рядом с точками подписаны составы х.

Рост времени релаксации с увеличением ширины запрещенной зоны указывает на безызлучательный механизм рекомбинации носителей, так как известно, что вероятность излучательных переходов уменьшается с увеличением длины волны испускаемого фотона. Сравнение с литературными данными показывает, что рекомбинация обусловлена механизмом Шокли-Рида-Холла (ШРХ). Так, на рисунке 3.7 представлены результаты расчетов времени жизни носителей относительно различных каналов рекомбинации для узкозонного состава Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с x = 0.224 и уровнем остаточного легирования n =  $5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> [33]. Результаты экспериментальных исследований времени рекомбинации для этого образца также представлены на рисунке (крестики) и при низких температурах соответствуют величине ~ 1 мкс. Близкие значения получены и в работе [35]. Зависимость времени рекомбинации от температуры хорошо описывается механизмом ШРХ при наличии локализованного уровня ловушки, отстоящего на 11 мэВ от валентной зоны.

В то же время, времена релаксации ФП в КЯ в несколько раз меньше по сравнению с объемными материалами с той же энергией межзонных переходов. Так, для образца №100707-1 время релаксации ФП в условиях слабого возбуждения при T = 4.2 К составляет 10 нс, а при T = 77 К -100 нс (рисунок 3.8). Данные значения значительно меньше соответствующих значений времен не только в объемном образце №120626 c такой красной же границей фоточувствительности, как у структуры с КЯ №100707-1, но и в пленках с более узкой запрещенной зоной №120208, №120210. Для более узкозонных структур (№100708-1) времена релаксации  $\Phi\Pi$  не превышают 10 нс как при T = 4.2 К, так и при Т = 77 К. Сильное увеличение темпов рекомбинации в КЯ по сравнению с объемными образцами связано, по-видимому, с дополнительной рекомбинацией носителей за счет дефектов на гетерогранице и большей локализацией носителей в КЯ.



**Рис. 3.6:** Спектры ФП образца №120208 при температуре T = 4.2 К, измеренные при различных значениях поперечного магнитного поля.



**Рис. 3.7:** Времена рекомбинации носителей в объемной эпитаксиальной структуре Hg<sub>0.776</sub>Cd<sub>0.224</sub>Te (расчеты и эксперимент) из работы [33]



**Рис. 3.8:** Осциллограммы фотоотклика для структуры №100707-1 при температуре жидкого гелия и жидкого азота.

Таким образом, можно заключить, что из исследованных образцов наиболее перспективными с точки зрения создания фотоэлектрических приемников являются объемные эпитаксиальные слои. Проведем оценку чувствительности и эквивалентной мощности шума в объемных пленках узкозонных твердых растворов  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  с x ~ 0.19. Время жизни носителей в образцах с таким составом достигает около 200 нс при T = 4.2 К и 400 нс при T = 77 К, а темновая концентрация составляет  $n = 4 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Выражение для ампер-ваттной чувствительности фотоприемника  $S_1$  может быть записано в виде:

$$S_I = \frac{I}{P} = \frac{e}{h\nu} \frac{\mu\tau U}{l^2}$$
(3.1)

Здесь I – фототок, P – поглощенная мощность излучения, e > 0 – элементарный заряд,  $h\nu$  - энергия кванта излучения,  $\mu$  – подвижность электронов (вкладом дырок в фототок пренебрегаем ввиду их малой подвижности из-за большой эффективной массы),  $\tau$  – время жизни неравновесных носителей, l – линейный

размер образца (квадратной формы), U – прикладываемое к образцу постоянное напряжение смещения. Для образца с характерным размером 5х5 мм при T = 77 К подставляя в выражение (3.1) l = 0.5 см,  $\mu = 2 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с,  $\tau = 400$  нс,  $h\nu = 64$  мэВ, что соответствует  $\lambda_c = 19.3$  мкм или 516 см<sup>-1</sup> – красной границе межзонной фотопроводимости, U = 1 В, получаем  $S_I = \frac{1.6 \cdot 10^{-19}}{64 \cdot 10^{-3} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}} \frac{2 \cdot 10^5 \cdot 4 \cdot 10^{-7}}{25 \cdot 10^{-2}} = 5$  А/Вт

Для определения эквивалентной мощности шума рассчитаем шумовой ток по формуле для дробового шума, который в данном случае значительно превышает найквистовский шум:

$$I_{\rm III} = (eI)^{1/2} = (e^2 n \mu dU \Delta f)^{1/2} = 3.2 \cdot 10^{-11} \mathrm{A} \sqrt{\Gamma \mathrm{II}}$$
(3.2)

Для генерационно-рекомбинационного шума получаем превосходящую величину

$$I_{\rm III} = \left(\frac{2e^2nl^2dU}{\tau}\right)^{1/2} = 8 \cdot 10^{-11} {\rm A}\sqrt{\Gamma {\rm II}}$$
(3.3)

Подставляя спектральную плотность генерационно-рекомбинационного шума определяем эквивалентную мощность шума

$$NEP = \frac{I_{\rm III}}{S_I} = 1.6 \cdot 10^{-11} \text{ Bt}/\Gamma \text{II}^{1/2}$$
(3.4)

Соответствующее значение обнаружительной способности  $D^* = l/\text{NEP} = 3 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot (\Gamma \text{ц})^{1/2} \cdot \text{BT}^{-1}$  практически совпадает с предельным значением для фоторезистора, чувствительность которого ограничена фоновым 300-градусным излучением в телесном угле  $2\pi$ , что свидетельствует о высоком потенциале исследованных образцов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te как фотоэлектрических приемников.

### 3.3 Кинетика фотопроводимости в условиях сильного возбуждения

В условиях слабого уровня возбуждения время релаксации  $\Phi\Pi$  растет с увеличением ширины запрещенной зоны образца вплоть до составов x ~ 0.22 (образец №120613), как изображено на рисунке 3.5. Однако при переходе к более широкозонному образцу №120621 с x = 0.23 время рекомбинации не
увеличивается, а становится чуть меньше -8 мкс, т.е. демонстрирует тенденцию, характерную для излучательной рекомбинации. Обратимся вновь к рисунку 3.7. На нем представлены расчеты из работы [33] выполненные для образца с  $Hg_{1-x}Cd_xTe c x = 0.224$  и темновой концентрацией  $n = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , что практически совпадает с параметрами образца №120613. Видно, что экспериментально измеренное при низких температурах (20К) время рекомбинации отвечает время механизму ШРХ, a рассчитанное относительно излучательной рекомбинации на порядок больше. Экспериментально определенное время рекомбинации в образце №120613 при 4.2 К составляет 9.2 мкс, что почти на порядок выше времени ШРХ рекомбинации при 20 К, изображенному на рисунке 3.7, и таким образом, практически совпадает с рассчитанным временем излучательной рекомбинации. Как уже было отмечено, в более широкозонном образце №120621 излучательная рекомбинация идет эффективнее, в результате чего общее время также уменьшается. Это указывает на сильное влияние излучательных процессов на общее время жизни для составов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te c x ~ 0.23 даже при малом уровне возбуждения. В связи с этим возникает вопрос о наблюдения возможности кинетики спада ΦП, отражающей влияние излучательных переходов носителей в более узкозонных образцах. Как известно, увеличением неравновесной концентрации носителей С вероятность излучательной рекомбинации растет, поэтому такое влияние должно проявляться при увеличении уровня возбуждения.

Согласно расчету, приведенному на рисунке 3.7, время оже-рекомбинации растет с понижением температуры в области примесной проводимости (20 – 100 К), а время излучательной рекомбинации, наоборот, уменьшается. Таким образом, для наблюдения излучательных процессов оптимальными являются низкие температуры. Так, из рисунка 3.7 видно, что время оже-рекомбинации при температуре 20К на порядок превышает излучательное время жизни. При увеличении концентрации носителей темп рекомбинации по механизму ШРХ насыщается [40; 43], а время излучательной рекомбинации уменьшается как

~ 1/ $\Delta n$ , поэтому при увеличении мощности возбуждающего излучения излучательная рекомбинация должна преобладать над рекомбинацией ШРХ. Время оже-рекомбинации также уменьшается, причем быстрее, чем для излучательной рекомбинации (как  $\sim \frac{1}{\Delta n^2}$ ), однако в силу того, что при низких температурах (20К) и темновой концентрации n ~ 5·10<sup>14</sup> см<sup>-3</sup> вероятность ожерекомбинации на порядок меньше вероятности излучательной рекомбинации [33], в некотором, достаточно узком диапазоне концентраций избыточных носителей  $\Delta n$  излучательные процессы должны оказаться доминирующим механизмом рекомбинации. Отметим тем не менее, что при этом кинетика спада неравновесной концентрации не будет описываться экспоненциальной функцией, так как релаксация носителей происходит в существенно неравновесном режиме, когда время рекомбинации не является константой, а определяется неравновесной концентрацией носителей  $\Delta n$ .

Исследования кинетики релаксации ФП при температуре жидкого гелия показали, что с увеличением интенсивности возбуждающего излучения на начальном участке осциллограммы фотоотклика объемных образцов  $Hg_{1-x}Cd_x$  Те действительно возникает область быстрого неэкспоненциального спада (рисунок 3.9). Как указано выше, для излучательной рекомбинации мгновенное время зависит от неравновесной концентрации как  $\tau' \sim 1/\Delta n$ . Релаксационный спад при этом имеет гиперболический профиль [40]. На рисунке 3.10 изображен начальный участок зависимости фотоотклика от времени PC(t) для трех образцов в условиях сильного возбуждения, на вставке – соответствующие зависимости 1/PC(t). Видно, что характер зависимостей 1/PC(t) (на вставке) близок к линейному, что соответствует гиперболическому спаду концентрации неравновесных носителей, типичному для излучательной рекомбинации в условиях сильного возбуждения. Кроме того, мгновенная постоянная времени при фиксированной мощности возбуждения на участке быстрого спада уменьшается с увеличением ширины запрещенной зоны, что соответствует поведению излучательной рекомбинации.

(На рисунке 3.10 проведены касательные, иллюстрирующие экспоненциальный процесс спада с соответствующей постоянной времени).

При исследованиях кинетики релаксации ФП в структурах с КЯ не удалось наблюдать данного эффекта при тех же мощностях оптического возбуждения. Это объясняется тем, что времена безызлучательной рекомбинации по механизму ШРХ, как было установлено в предыдущем параграфе, в структурах с КЯ гораздо короче, чем в объемных образцах, и таким образом, безызлучательная рекомбинация через уровни дефектов в запрещенной зоне доминирует во всем доступном для данного источника диапазоне интенсивностей возбуждающего излучения. Тем не менее, время релаксации демонстрирует тенденцию к возрастании мощности оптического увеличению при возбуждения, что свидетельствует о начале насыщения механизма рекомбинации ШРХ. На рисунке 3.11 видно, что при увеличении мощности возбуждения в 25 раз кривая фотоотклика становится более затянутой, указывая на небольшое увеличение времени рекомбинации носителей.

Таким образом, исследования кинетики релаксации ФП в эпитаксиальных пленках и структурах с КЯ на основе узкозонных твердых растворов HgCdTe показали, что основным механизмом рекомбинации, определяющим времена жизни, является безызлучательная рекомбинация по механизму Шокли-Рида-Холла, т.е. рекомбинация через уровни примесей или дефектов в запрещенной зоне материалов. Тем не менее, при увеличении интенсивности возбуждающего излучения в ряде образцов наблюдается насыщение данного механизма и преобладание излучательной рекомбинации, что позволяет рассчитывать на уверенное детектирование сигнала ФЛ в длинноволновой области  $\lambda > 10$  мкм.



Рис. 3.9: Осциллограммы фотоотклика для структуры №120613 при температуре жидкого гелия при различной мощности возбуждающего излучения (указано число раз, в которое интенсивность возбуждения меньше максимально возможной для данного источника).



Рис. 3.10: Начальные участки осциллограмм фотоотклика в условиях сильного возбуждения для структур 1 -- №120621 (ширина запрещенной зоны 820 см<sup>-1</sup>), 2 -- №120626 (ширина запрещенной зоны 580 см<sup>-1</sup>), 3 -- №120613 (ширина запрещенной зоны 720 см<sup>-1</sup>)



Рис. 3.11: Осциллограммы фотоотклика для структуры №100707-1 при температуре жидкого гелия в зависимости от мощности возбуждающего излучения (указано число раз, в которое интенсивность возбуждения меньше максимально возможной для данного источника).

### Глава 4. Исследования спектров и кинетики фотолюминесценции эпитаксиальных пленок и структур с КЯ на основе HgCdTe в среднем и дальнем ИК диапазоне

#### 4.1 Методика исследования спектров и кинетики фотолюминесценции

Исследования «межзонной» фотолюминесценции (ФЛ) в длинноволновом диапазоне (длина волны излучения более 10 мкм) представляют собой непростую задачу в связи с рядом фундаментальных ограничений. Главные их них следующие.

- Вероятность излучательных переходов падает с уменьшением энергии кванта ФЛ. Фундаментальные безызлучательные процессы рекомбинации, такие как оже-рекомбинация и рекомбинация ШРХ, наоборот, становятся более эффективными с уменьшением ширины запрещенной зоны.
- Длинноволновая ФЛ как правило слабее фонового теплового излучения тел, нагретых до комнатной температуры (Рисунок 4.1).
- Максимальная чувствительность приемников, используемых в среднем и дальнем инфракрасном диапазоне, значительно ниже, чем в ближнем инфракрасном и видимом диапазоне.
- Поглощение в атмосферном воздухе может существенно уменьшать интенсивность детектируемого длинноволнового излучения.

В результате, простейший вариант непосредственного исследования ФЛ при непрерывной накачке становится недостаточным для получения качественных спектров ФЛ. В настоящей работе для измерения спектров ФЛ использовалась методика, предложенная в работе [76]. Схема эксперимента приведена на рисунке 4.2.



**Рис. 4.1:** Спектры ФЛ на фоне теплового излучения окружающей среды полученные с использованием фурье-спектрометра в режиме непрерыного сканирования и в режиме пошагового сканирования [76]



Рис. 4.2: Схема экспериментальной установки для измерения спектров ФЛ.

Образец располагался внутри криостата замкнутого цикла, позволяющего варьировать температуру в диапазоне 18 – 300 К. Возбуждение осуществлялось либо импульсным источником, либо модулированным излучением непрерывного лазера (см. табл. 4.1). Используемая частота модуляции в данной методике определяется главным образом выбором детектора. Для кремниевого болометра предельная частота работы составляет около 1 кГц и на практике, как правило, использовалось частота не выше 300 Гц. Для «быстрых» фотонных детекторов на основе HgCdTe с постоянной времени порядка ~ 20 нс частота модуляции выбиралась более высокой (до 4 кГц) для отстройки от интенсивных низкочастотных шумов.

Излучение ФЛ с помощью специальной вставки, герметично соединяющей криостат замкнутого цикла и фурье-спектрометр, заводилось на один из оптических входов спектрометра. На конце вставки устанавливался оптический фильтр, отсекающий рассеянное излучение возбуждающего лазера и отделяющий

область высокого вакуума внутри криостата замкнутого цикла от внутреннего пространства спектрометра.

Фурье-спектрометр при измерениях ФЛ работал в режиме пошагового сканирования. В данном режиме подвижное зеркало спектрометра перемещается не непрерывно, а отдельными «шагами», величина которых определяется требуемой верхней граничной частотой исследуемого спектра, а количество – спектральным разрешением. После каждого из таких шагов в течение некоторого стабилизация времени происходит положения зеркала, И затем ПО синхронизирующему импульсу начинается цикл измерений соответствующей точки интерферограммы с определенным временным разрешением. Таким образом, для каждой точки интерферограммы можно записать её временную эволюцию с необходимым числом усреднений, т.е. реализовать спектроскопию ФЛ, разрешенную по времени. Фурье-преобразование каждого из временных срезов сформированного двумерного массива данных дает спектр излучения в определенный момент времени после импульса.

Одна из основных сложностей при измерениях ФЛ в длинноволновом диапазоне состоит в необходимости усиления слабого сигнала ФЛ на фоне мощного излучения тел комнатной температуры. Возникающая при очередном шаге зеркала модуляция фонового теплового излучения приводит к перегрузке детектора и соответственно всей измерительной схемы. Таким образом, измерения полезного сигнала необходимо начинать с некоторой задержкой для релаксации перегрузки. Для фотонных детекторов оказывается достаточным 500 мс, для кремниевого болометра – не менее 5 с. При неподвижном зеркале фоновое излучение не оказывает влияния на измерение, т.к. осуществляется запись лишь полезного модулированного сигнала.

Сигнал с детектора выводился на малошумящий усилитель напряжения «Stanford Research Systems» SR-560, полоса пропускания которого ограничена частотой 1 МГц. Данный усилитель также позволяет эффективно отрезать

81

мощные низкочастотные помехи, возникающие в результате работы криостата замкнутого цикла. Как правило, нижняя граничная частота фильтра на усилителе выставлялась от 100 до 300 Гц. Запись сигнала после усиления осуществлялась высокоскоростной платой аналого-цифрового преобразователя (АЦП), которая позволяет производить временные срезы сигнала через каждые 5 нс, поэтому временное разрешение всего метода было ограничено лишь полосой пропускания усилителя и в лучшем случае составляло ~350 нс. В случае непрерывного возбуждающего лазера более эффективным оказывается использование синхродетектора для усреднения результатов перед записью в АЦП.

**Таблица 4.1** Источники возбуждающего излучения, использованные при измерениях ФЛ.

Название	<u>«Tsunami»</u>	<u>«Matisse»</u>	<u>«Solar»</u>	<u>«Spitfire»</u>
Тип	квазинепрерывный	непрерывный	импульсный	импульсный
Длина волны	800 – 940 нм	850 – 915 нм	1064 нм	800 нм
Длительность импульса	-	-	10 нс	30 фс
Частота повторения	-	-	10 Гц	5 кГц
Энергия в импульсе или мощность	1 Вт	1 Вт	10 мДж	150 мкДж
Диаметр пятна на образце	3 мм	3 мм	10 мм	3 мм

# 4.2 Спектры фотолюминесценции исследуемых структур в условиях непрерывного возбуждения

На рисунке 4.3 приведены спектры ФЛ объемных эпитаксиальных слоев при температуре 18 К, ниже изображены длинноволновые участки спектров ФП при температуре жидкого гелия для тех же образцов. С учетом изменения ширины запрещенной зоны, возникающего за счет разницы температур, согласие хорошее. Отметим, что при низких температурах (18К) положение линии ФЛ зависит от мощности оптического возбуждения. Так, на рисунке 4.4 приведены спектры ФЛ образца №120621 при различных мощностях возбуждающего излучения. Видно, что линия сдвигается в область коротких длин волн с ростом мощности накачки, а ширина линии увеличивается. Такое поведение может быть обусловлено заливкой зоны проводимости неравновесными электронами, однако сдвиг линии как целого в сторону коротких длин волн указывает скорее на определяющую роль разогрева образца при высокой мощности накачки. Это также подтверждается тем, что положение линии ФЛ и её ширина уже при температурах 70 К перестают зависеть от мощности возбуждения вплоть до 500 мВт даже в наиболее узкозонных образцах, хотя эффективная масса в них меньше, чем в образце №120621. При 18К максимум линии ФЛ и её ширина перестают зависеть от мощности возбуждающего излучения при мощностях 10 -50 мВт. При этом ширина линии ФЛ составляет 5-8 мэВ.

При обсуждении формы линии ФЛ и её ширины в узкозонных полупроводниках следует оценить влияние непараболичности законов дисперсии носителей. На рисунке 4.5 приведены расчеты зонной структуры объемного материала  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  для составов х ~ 0.2, выполненные в рамках гамильтониана Кейна 8х8. Видно, что на масштабах ~ 5 – 8 мэВ непараболичность зоны проводимости выражена слабо, и следовательно для формы линии ФЛ можно пользоваться выражением, полученным в параболическом приближении для законов дисперсии электронов и дырок:

$$\rho(h\nu) \sim \sqrt{h\nu - E_g} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)$$

Из этого выражения следует, что максимум линии ФЛ соответствует энергии кванта  $h\nu = E_g + kT/2$ , а полная ширина на половине амплитуды FWHM = 1.8kT. При 18 К величина 1.8kT составляет 2.8 мэВ и, таким образом, экспериментально наблюдаемая ширина линии ФЛ превышает теоретическую более чем в 2 раза. В то же время, энергетический масштаб 5 – 8 мэВ слишком мал по сравнению с типичными энергиями залегания акцепторов. Таким образом, за уширение линии ФЛ ответственна, по-видимому, неоднородность образцов. Вместе с тем, с увеличением температуры ширина линии стремится к предельному значению 1.8kT, как иллюстрирует рисунок 4.6 и таблица 4.2.

Таблица 4.2 Зависимость ширины линии ФЛ от температуры для образцов №120621 и №120613.

Т, К	Ширина в см <sup>-1</sup>	Ширина в kT	Т, К	Ширина в см <sup>-1</sup>	Ширина в kT	
120621			120613			
18	60	4.8	18	40	3	
77	160	3	77	120	2.24	
150	220	2.1	140	220	2.3	
200	300	2.14	270	360	1.9	
250	400	2.3				



Рис. 4.3: Спектры ФЛ и ФП исследуемых структур при 18К и 4.2К, соответственно (1 – 120208, 2 – 120626, 3 – 120613, 4 – 120621). Спектры нормированы на максимальное значение. Температурный сдвиг ширины запрещенной зоны составляет около 30 см<sup>-1</sup>



Рис. 4.4: Положение линии ФЛ в зависимости от мощности накачки в образце №120621 при T = 18К.



**Рис. 4.5:** Законы дисперсии носителей в зоне проводимости для узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, рассчитанные в рамках модели с гамильтонианом Кейна 8x8 (расчет М.С. Жолудева)



Рис. 4.6: Спектры ФЛ при различных температурах для образца №120613 (1 – 18К, 2 – 70К, 3 – 140К, 4 – 200К). Спектры нормированы на максимальное значение.

Как видно из рисунка 4.6, уже при T = 200 К качество спектров  $\Phi Л$  низкое, что обусловлено уменьшением отношения сигнал-шум вследствие температурного гашения ФЛ. В отличие от объемных образцов, в структурах с пространственным ограничением носителей сигнал ФЛ наблюдается даже при комнатной температуре. На рисунках 4.7 и 4.8 приведены спектры ФЛ структур №100628 и №100707-1 для разных температур при непрерывном возбуждении. На рисунках также приведена кривая чувствительности штатного детектора «Kolmar Technologies» MCT PV D317, установленного в фурье-спектрометре. При температурах до 80 К длинноволновый край спектров ФЛ определяется краем полосы этого приемника (длина волны 13.5 мкм), поэтому для низких температур на рисунке 4.8 приведены длинноволновые участки спектров ФП структуры №100707-1, иллюстрирующие положение красной границы межзонных переходов.

С ростом температуры сигнал, как и в объемных образцах, сдвигается в сторону коротких длин волн, однако видно, что уменьшение амплитуды наблюдаемого сигнала ФЛ с температурой в основном обусловлено снижением чувствительности используемого приемника в коротковолновой области, а не температурным гашением ФЛ. Таким образом, температурное гашение ФЛ в структурах с КЯ (№100707-1) выражено слабее, даже по сравнению с объемными образцами с более широкой запрещенной зоной (№120621, №120613). Это согласуется с результатами недавней работы [108], выполненной для структур выращенных в той же лаборатории ИФП СО РАН, что и структуры, которые исследуются в рамках настоящей работы.



Рис. 4.7: Спектры ФЛ при различных температурах для образца №100628



Рис. 4.8: Спектры ФЛ при различных температурах для образца №100707-1

## 4.3 Спектры и кинетика фотолюминесценции исследуемых структур в условиях импульсного возбуждения

Исследования кинетики ФЛ требуют измерений ФЛ В условиях импульсного возбуждения. Приведенные в главе 2 результаты исследований кинетики релаксации ФП в объемных эпитаксиальных слоях указывают на начале спада фотоотклика «быстрого» этапа рекомбинации, наличие В обусловленного доминированием излучательных процессов над механизмом ШРХ. рекомбинации Отметим, данный участок что является неэкспоненциальным, поэтому нельзя ввести константу, характеризующую время спада, однако из рисунка 3.9 видно, что для образца №120613 характерная длительность такого участка на кривых релаксации фотоотклика составляет ~ 2 мкс. Близкая величина наблюдается и при исследованиях кинетики ФЛ в условиях импульсного возбуждения (Рисунок 4.9)



Рис. 4.9: Сравнение кинетики ФЛ и ФП для образца №120613.

Более слабое температурное гашение ФЛ в структурах с КЯ по сравнению объемными слоями HgCdTe косвенно свидетельствует об ослаблении ожерекомбинации пространственно-ограниченных носителей, в том числе и высокотемпературной области [108]. Поэтому отдельный интерес представляют исследования кинетики ФЛ в структурах с КЯ в условиях мощного импульсного возбуждения.

На рисунке 4.10 представлены спектры ФЛ, разрешенные по времени для двух структур с КЯ (№100707-1 и №110621) измеренные при возбуждении импульсами Nd:YAG лазера фирмы «Солар». Данные структуры имеют близкие значения ширины запрещенной зоны, однако существенно различаются по дизайну. Из рисунка 4.11 видно, что состав твердого раствора в барьерах для двух структур одинаков и составляет ~0.7, но структура №110621 содержит узкую (4.8 нм) яму из чистого HgTe, а структура №100707-1 – относительно широкую яму (30 нм) из твердого раствора Hg<sub>0.814</sub>Cd<sub>0.186</sub>Te.

90



Рис. 4.10: Спектры ФЛ разрешенные по времени для образца(а) №100707-1 (б) №110621 при 18К.



Рис. 4.11: Ростовые схемы для образцов №100707-1 и №110621.

Спектры ФЛ для обеих структур сходны. На рисунках 4.10 (а) и 4.10 (б) хорошо заметны три полосы ФЛ. Полоса 1 соответствует межзонным переходам в квантовой яме, полосы 2 и 3 обусловлены очевидно излучательными переходами в барьерных слоях. Особенностью полосы 2 является узкая линия на её коротковолновом краю. Отметим, ЧТО коротковолновый край полосы 3 определяется поглощением германиевого фильтра, который использовался для излучения возбуждающего отсечения рассеянного лазера. Кинетики соответствующих линий представлены на рисунке 4.12, а срезы спектров в различные моменты времени приведены на рисунке 4.13.

Общность полосы 2 для двух различных структур с одинаковой долей Cd в барьерных слоях, но разными КЯ, указывает на то, что полоса 2 обусловлена переходами с участием глубоких центров в барьерах. Положение данной полосы  $\Phi \Pi$  близко к середине запрещенной зоны твердого раствора Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te c x = 0.7, из которого состоят барьерные слои в обеих структурах. Подобные центры наблюдались во многих работах в более узкозонных составах HgCdTe и являются данного материала, наблюдаются «универсальными» для Т.К. даже В нелегированных образцах (как и в нашем случае). В работе [68] указывается, что их концентрация пропорциональна концентрации дырок, поэтому данные центры ассоциируют с комплексами, связанными с вакансиями катионов. Экстраполируя

линию тренда, аппроксимирующую массив данных для составов x = 0.2 - 0.4, собранных в обзоре [68], получаем, что для состава x = 0.7 центр D1 отстоит от валентной 340 мэВ. Это неплохо ЗОНЫ на значение согласуется с экспериментальными данными, представленными на рисунке 4.10. Таким образом, полосу 2 в спектрах ФЛ структур №100707-1 и №110621 следует относить к излучательной рекомбинации носителей с глубоких центров, обусловленных дефектами акцепторного типа. На рисунке 4.12 видно, что сигнал ФЛ для полосы 2 нарастает до тех пор, пока наблюдается сигнал ФЛ более коротковолновой полосы 3. Таким образом, центр, ответственный за линию 2 сначала аккумулирует носители состояний континуума ИЗ путем безызлучательного захвата, И ЛИШЬ затем происходит их излучательная рекомбинация с данного уровня. Схема наблюдаемых переходов представлена на рисунке 4.14.



Рис. 4.12: Кинетики различных линий ФЛ для образца №100707-1 при 18К.



Рис. 4.13: Спектры ФЛ для образца №100707-1 при 18К

в различные моменты времени.



**Рис. 4.14:** Схема излучательных переходов, ответственных за возникновение полос ФЛ в структурах с КЯ, наблюдаемых в эксперименте.

Тем не менее, нельзя заключить, что узкая линия на коротковолновом краю полосы 2 (см. рисунок 4.13) обусловлена переходами с глубокого уровня на мелкий возбужденный уровень того же центра, т.к. в этом случае, данная линия должна была бы располагаться на длинноволновом краю полосы переходов между состоянием центра и континуума, что противоречит эксперименту. Таким образом, узкая линия скорее всего связана со стимулированным излучением на данных переходах. В пользу этого свидетельствует весьма длинная кинетика сигнала  $\Phi$ Л в полосе 2 – около 7 мкс. Большое время жизни носителя на уровне глубокого центра создает благоприятные условия для возникновения инверсии населенностей и усиления стимулированного излучения на переходах между состоянием центра и континуума. Узкая линия исчезает уже при 40К за счет укорочения времени жизни носителей на глубоком центре. На рисунках 4.15, 4.16 показаны спектры  $\Phi$ Л структур при температуре 100К, на которых хорошо видно, что время релаксации сигнала  $\Phi$ Л в полосе 2 составляет лишь 3 мкс и узкая линия на 3000 см<sup>-1</sup> отсутствует.

Кроме того, при исследовании сигнала ФЛ с торца структуры, т.е. в направлении, наиболее благоприятном стимулированного для усиления излучения, данная линия также отчетливо видна (при 18К), в то время как полосы 1 и 3 практически не наблюдаются. К сожалению, из-за ухудшения отношения сигнал-шум в наблюдаемых спектрах пороговый характер узкой линии не удалось возбуждаюшего выявить, понижая мощность излучения. Косвенным подтверждением такого порогового характера является то, что при непрерывном возбуждении узкая линия, как и вся полоса 2, в спектрах структуры №100707-1 не видны.



Рис. 4.15 Спектры ФЛ, разрешенные по времени для образца №100707-1 (а) и образца 110621 (б) при 100К.



Рис. 4.16: Срезы спектров ФЛ для образца №100707-1 при 100К.

Время спада ФЛ для самой длинноволновой линии 1, соответствующей межзонной рекомбинации в КЯ, составляет ~5 мкс и практически не меняется с увеличением температуры до 100 К. Данная величина более чем в 2 раза превышает характерные времена спада ФЛ и ФП, соответствующие процессам излучательной рекомбинации в объемных эпитаксиальных слоях, что объясняет более слабое температурное гашение ФЛ в квантовых ямах. Однако в отличие от объемных образцов, время спада сигнала ФЛ в структурах в КЯ растет с увеличением мощности накачки. На рисунке 4.17 приведены кинетики сигнала ФЛ (полосы 1) для структуры №100707-1 при различных уровнях возбуждения. Видно, что при увеличении мощности возбуждения всего в пять раз время спада ФЛ увеличивается в 2 раза. Такое нетипичное поведение указывает, что кинетика ФЛ в структурах с КЯ определяется не излучательными и/или оже-процессами, а механизмом рекомбинации ШРХ. Для носителей в КЯ количество доступных для рекомбинации ловушек значительно меньше, чем в объемной пленке толщиной несколько микрон. Таким образом, при высокой концентрации носителей, достигаемой в условиях сильного возбуждения, эти ловушки быстро оказываются заполненными, и время рекомбинации резко возрастает, позволяя наблюдать излучательные переходы в течение более длительного времени. Это согласуется с результатами исследования кинетики релаксации ФП в тех же структурах, и объясняет почему, в отличие от объемных образцов, время спада ФЛ в структурах с КЯ №100707-1 и №110621, намного больше времени релаксации ФП, которое составляет 10 – 100 нс в зависимости от температуры. Напомним, что при исследованиях кинетики ФП в структурах с КЯ, в отличие от объемных структур, было показано, что время рекомбинации носителей не уменьшается с ростом мощности возбуждения, а демонстрирует обратную тенденцию, т.е. релаксация ФП становится более длинной. Такую же тенденцию демонстрирует и кинетика ΦЛ.



Рис. 4.17: Кинетика ФЛ для образца №100707-1 при температуре 18 К и различных мощностях накачки (приведено число раз, в которое мощность накачки меньше максимально возможной мощности для данного источника).

Относительно большие времена спада ФЛ свидетельствуют о возможности реализовать инверсию населенностей в исследованных КЯ при достижимых мощностях накачки. Точный расчет необходимого уровня возбуждения требует знания зависимости времени рекомбинации от концентрации носителей, однако даже грубая оценка позволяет утверждать, что в КЯ, подобных исследованным, возможно усиление длинноволнового излучения. Так, в работе [109] было показано, что в КЯ с шириной запрещенной зоны 14.8 мэВ для усиления излучения в диапазоне 5 – 24 ТГц необходимая концентрация носителей составляет  $3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Для оценки требуемой мощности накачки в этой работе используется величина времени 65 пс, полученная при измерениях кинетики пропускания длинноволнового излучения в исследуемой структуре с помощью методики ритр-ргове на лазере на свободных электронах. При этом необходимая

накачки составляет 30 кВт/см<sup>2</sup>. При подстановке времени 5 мкс требуемая интенсивность возбуждения составляет всего 1 Вт/см<sup>2</sup>. Отсутствие линий межзонных переходах в спектрах стимулированного излучения на ΦЛ исследованных структур связано с отсутствием В них волновода лля длинноволнового излучения. Действительно, толщина активного слоя с узкозонным составом Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te (4 – 30 нм) и соответственно, большим показателем преломления, почти на три порядка меньше характерной длины волны для межзонных переходов (10 мкм), и её недостаточно для удержания излучения в активной области, что приводит к сильным потерям. Для КЯ эффективного усиления излучения следует помещать В широкую потенциальную яму из Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, которая будет служить кором волноведущего слоя для длинноволнового излучения. Расчетные схемы подобных волноводных структур для различных длин волн в диапазоне 10 – 30 мкм приведены в Приложении А.

Среди исследованных структур наблюдать усиление длинноволнового излучения оказывается возможным лишь в объемных образцах, подобно тому, как это было сделано в работах [93; 94]. Результаты исследований трансформации спектров ФЛ в объемном эпитаксиальном слое №120613 с увеличением мощности накачки приведены в Приложении Б.

#### Заключение

В заключении сформулируем основные результаты, полученные в диссертационной работе.

Исследования спектров фотопроводимости эпитаксиальных слоев узкозонных твердых растворов  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  в магнитном поле, а также при различных температурах позволили выявить состояния акцепторов, попадающих в континуум зоны проводимости, т.е. являющиеся резонансными. Показано, что в спектрах фотопроводимости структур с квантовыми ямами присутствуют аналогичные особенности [A3, A6].

С помощью исследований кинетики фотопроводимости в эпитаксиальных слоях и гетероструктурах с квантовыми ямами на основе узкозонных и бесщелевых твердых растворов  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  определены времена жизни носителей в данных структурах, оценена перспективность исследуемых структур как фотоприемников дальнего инфракрасного и терагерцового диапазона [A3, A5]. Установлена доминирующая роль излучательной рекомбинации носителей в эпитаксиальных слоях с составом x = 0.21 - 0.23 в условиях сильного уровня возбуждения ( $10^{14} - 10^{15}$  фотонов в импульсе длительностью 7 нс на длине волны 11 мкм) [A4].

Впервые получены спектры длинноволновой (до 26 мкм) межзонной фотолюминесценции в узкозонных эпитаксиальных слоях  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  и исследована их зависимость от температуры [A1]. Показано, что температурное гашение фотолюминесценции в гетероструктурах с квантовыми и потенциальными ямами на основе  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  выражено слабее по сравнению с объемными образцами [A1, A2].

В эпитаксиальных слоях и гетероструктурах с квантовыми ямами на основе узкозонных твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te исследования спектров фотолюминесценции при импульсном возбуждении показали, что время

релаксации сигнала фотолюминесценции в структурах с квантовыми ямами увеличивается с ростом интенсивности накачки и достигает 5 мкс; сделана оценка необходимой мощности накачки для достижения инверсной населенности в подобных ямах. В структурах с квантовыми ямами обнаружена узкая линия, связываемая со стимулированным излучением на переходах между состояниями континуума и уровнем глубокого центра, связанного с вакансиями катионов в барьерах [A2].

Полученные в работе результаты свидетельствуют о высоком потенциале наногетероструктур на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te для создания длинноволновых лазеров и предполагают дальнейшее развитие исследований фотолюминесценции и поиски стимулированного излучения в специально сконструированных волноведущих структурах.

### Приложение





**Рис. А.1:** Рассчитанные схемы волноводных структур для усиления длинноволнового излучения в диапазоне длин волн 10 – 30 мкм [A28]. (1 – подложка GaAs, 2 – буферный слой ZnTe, 3 – буфер CdTe, 4 – потенциальная яма Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, 5 – покровный слой CdTe, 6 – вакуум (расчет А.А. Дубинова)).

На рисунке представлены рассчитанные схемы волноводных структур для усиления длинноволнового излучения в диапазоне длин волн 10 – 30 мкм. Для локализации излучения используется потенциальная яма Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te (4), окруженная «вакуумом» (6) с одной стороны, а с другой широким (10 мкм) буфером CdTe (3). В качестве активной среды выступают 5 узкозонных КЯ на основе HgTe, расположенные внутри потенциальной ямы (4). С увеличением длины волны для удержания моды в активной области требуется дополнительное легирование подложки GaAs (1). В подписи указаны расчетные коэффициенты усиления при данной длине волны излучения и концентрации неравновесных носителей.

### Б Спектры фотолюминесценции объемного эпитаксиального слоя №120613 при различных мощностях накачки

Для экспериментального исследования возможности усиления длинноволнового излучения в исследуемых структурах были проведены измерения спектров ФЛ объемного образца №120613 в условиях высокого уровня накачки. Возбуждение ФЛ осуществлялось нормально к поверхности образца, а излучение ФЛ собиралось с торца структуры, т.к. направление в плоскости активного слоя наиболее благоприятное для усиления стимулированного излучения. Измеренные спектры ФЛ представлены на рисунке Б.1



Рис. Б.1: Спектры ФЛ эпитаксиального слоя №120613 для различных мощностей накачки при T = 100 К.

Видно, что с увеличением мощности возбуждения спектр ФЛ сначала уширяется за счет заливки зон неравновесными носителями (спектр 2), а затем на фоне широкой полосы ФЛ возникает узкий пик усиленного излучения (спектр 3, 4). Коротковолновый сигнал на спектрах 3 и 4 отвечает ФЛ из небольшого барьерного слоя с х ~ 0.5, расположенного под активным слоем структуры, непосредственно на буфере CdTe. Наличие коротковолнового сигнала, таким образом, свидетельствует о том, что при уровнях возбуждения, соответствующим спектрам 3 и 4 возбуждающее излучение проникает через всю толщину структуры и возбуждает носители во всем активном слое.

Зависимость амплитуды и ширины длинноволновой линии ФЛ приведена на рисунке Б.2. Заметен пороговый характер зависимостей ширины линии и её интенсивности количества фотонов В импульсе, который OT сменяется насыщением при более высоком уровне накачки. Последнее связано с влиянием электрон-дырочной плазмы на локализацию излучения в активной области. В силу низкой энергии межзонных переходов увеличение неравновесной концентрации носителей значительно уменьшает эффективный показатель преломления в активном слое, ухудшая его волноведущие свойства. На рисунке Б.3 приведен расчет локализации моды излучения на длине волны 10 мкм для структуры №120613 при различных концентрациях неравновесных носителей.



**Рис. Б.2:** Зависимость амплитуды и ширины длинноволновой линии ФЛ от количества фотонов в возбуждающем импульсе



Рис. Б.3: Локализация излучения с длиной волны 10 мкм и зависимость показателя преломления от координаты вдоль оси роста для образца №120613, рассчитанные для различных концентраций неравновесных носителей в активном слое структуры (расчет А.А.Дубинова).

Видно, что при концентрациях ~  $5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и выше излучение плохо локализовано в активной области, и как следствие, не усиливается. Согласно оценкам, точка 4 на рисунке Б.2 соответствует неравновесной концентрации ~  $6 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, поэтому дальнейшая накачка структуры не приводит к существенному усилению сигнала ФЛ и обужению линии ФЛ. Отметим, что ухудшение волноведущих свойств структуры из-за возникновения высокой концентрации неравновесных носителей практически отсутствует в гетероструктурах с КЯ, т.к. изменение концентрации носителей в узких КЯ не оказывает сильного влияния на показатель преломления широкого центрального слоя волновода.

#### Список литературы

- Chu, J. Physics and properties of narrow gap semiconductors / / J. Chu, A. Sher.
   New York : Springer Science+Business Media, LLC. 2008 605 c.
- Rogalski, A. Progress in focal plane array technologies / A. Rogalski // Progress in Quantum Electronics. —2012. — T. 36. № 2-3. — C. 342-473.
- Andresen, B.F. LWIR and VLWIR MCT technologies and detectors development at SOFRADIR for space applications / B.F. Andresen, C. Leroy, P. Chorier, G. Destefanis, G.F. Fulop, P.R. Norton // Proceedings of SPIE —2012. — T. 8353. — C. 83532O-11.
- D'Souza, A.I. VLWIR HgCdTe photovoltaic detectors performance / A.I. D'Souza, L.C. Dawson, C.O. Staller, J.P. Reekstin, P.S. Wijewarnasuriya, R.E. DeWames, W.V. McLevige, J.M. Arias, D.E. Edwall, G. Hildebrandt // Proceedings of SPIE. —2000. — T. 4028. — C. 343-352.
- Rogalski, A. History of infrared detectors / A. Rogalski // Opto-Electronics Review. —2012. — T. 20. № 3. — C. 279-308.
- Rogalski, A. Semiconductor detectors and focal plane arrays for far-infrared imaging / A. Rogalski // Opto-Electronics Review. —2013. T. 21. № 4. C. 406-426.
- Betz, A.L. Space applications for HgCdTe at FIR wavelengths between 50 and 150µm / A.L. Betz, R.T. Boreiko // Proceedings of SPIE. – 2001. — T. 4454. — C.1-9.
- Ryabova, L.I. Influence of electric current and magnetic field on terahertz photoconductivity in Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te(In) / L.I. Ryabova, A.V. Nicorici, S.N. Danilov, D.R. Khokhlov // JETP Letters. —2013. T. 97. № 9. C. 525-527.
- 9. Galeeva, A.V. Photoconductivity of the narrow-gap  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  semiconductors in the terahertz spectral range / A.V. Galeeva, L.I. Ryabova, A.V.
Nikorich, S.D. Ganichev, S.N. Danilov, V.V. Bel'kov, D.R. Khokhlov // JETP Letters. —2010. — T. 91. № 1. — C. 35-37.

- 10. Butler, J.F. Diode lasers of  $Pb_{1-y}Sn_ySe$  and  $Pb_{1-x}Sn_xTe / J.F.$  Butler // Applied Physics Letters. —1966. T. 9. No 12. C. 427.
- Dimmock J. Band Structure and Laser Action in Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te / J. Dimmock, I. Melngailis, A. Strauss // Physical Review Letters. —1966. T. 16. № 26. C. 1193-1196.
- 12. Butler, J.F. Long-wavelength infrared  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  diode lasers / J.F. Butler // Applied Physics Letters. —1968. — T. 12. No 10. — C. 347.
- Harman, T.C. Temperature and compositional dependence of laser emission in Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Se / T.C. Harman // Applied Physics Letters. —1969. T. 14. № 11. C. 333.
- Walpole, J.N. Double-heterostructure PbSnTe lasers grown by molecular-beam epitaxy with cw operation up to 114 K / Walpole J.N., Calawa A.R., Harman T.C., Groves S.H. // Applied Physics Letters. —1976. T. 28. № 9. C. 552.
- Shotov, A.P. Tunable diode lasers for 3 to 40 μm infrared spectral region / A.P.
   Shotov // AIP proceedings —1991. T. 240. C. 87-94.
- Курбатов, Л.Н. Перестраиваемые гетеролазеры дальнего ИК диапазона с длиной волны до 46,2 мкм / Л.Н. Курбатов, А.Д. Бритов, С.М. Караваев, С.Д. Сиваченко, С.Н. Максимовский, И.И. Овчинников, М.М. Рзаев, П.М. Старик // Письма в ЖЭТФ. —1983. — Т. 37. № 9. — С. 422-424.
- Засавицкий, И.И. Инфракрасная люминесценция и характеристики энергетического спектра полупроводников типа А4В6 / И.И. Засавицкий // Труды ФИАН. Оптические и электрические свойства полупроводников. — 1993. — Т. 224. — С. 3 – 118.
- 18. Mikhailov, N.N. Growth of  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  nanostructures by molecular beam epitaxy with ellipsometric control / N.N. Mikhailov, R.N.Smirnov, S.A.

Dvoretsky, Yu.G. Sidorov, V.A. Shvets, E.V. Spesivtsev, S.V. Rykhlitski. // Int. J. of Nanotechnology. -2006. - T. 3. N 1. - C. 120-130.

- Dvoretsky, S. Growth of HgTe Quantum Wells for IR to THz Detectors / Dvoretsky S., Mikhailov N., Sidorov Y., Shvets V., Danilov S., Wittman B., Ganichev S. // Journal of Electronic Materials. —2010. — T. 39. № 7. — C. 918-923.
- 20. Varavin, V.S. HgCdTe epilayers on GaAs: growth and devices / Varavin V.S., Vasiliev V.V., Dvoretsky S.A., Mikhailov N.N., Ovsyuk V.N., Sidorov Y.G., Suslyakov A.O., Yakushev M.V., Aseev A.L. // Proceedings of SPIE. —2003. T. 5136. C. 381-395.
- 21. Rogalski, A. HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook / A. Rogalski // Reports on Progress in Physics. —2005. T. 68. № 10. C. 2267-2336.
- Schmit, J.L. Temperature and Alloy Compositional Dependences of the Energy Gap of Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te / Schmit J.L., Stelzer E.L. // Journal of Applied Physics. 1969. T. 40. № 12. C. 4865-4869.
- 23. Seiler, D.G. Temperature and composition dependence of the energy gap of Hg<sub>1-</sub> <sub>x</sub>Cd<sub>x</sub>Te by two-photon magnetoabsorption techniques / D.G. Seiler // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. —1990. T. 8. № 2. C. 1237.
- 24. Laurenti, J.P. Temperature dependence of the fundamental absorption edge of mercury cadmium telluride / Laurenti J.P., Camassel J., Bouhemadou A., Toulouse B., Legros R., Lusson A. // Journal of Applied Physics. —1990. T. 67. № 10. C. 6454-6460.
- 25. Becker, C.R. Band structure and its temperature dependence for type-III HgTe/HgCdTe superlattices and their semimetal constituent / Becker C.R., Latussek V., Pfeuffer-Jeschke A., Landwehr G., Molenkamp L.W. // Physical Review B. —2000. T. 62. № 15. C. 10353-10363.

- 26. Finkman, E. The exponential optical absorption band tail of Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te / Finkman E., Schacham S.E. // Journal of Applied Physics. —1984. T. 56. № 10. C. 2896.
- 27. Chang, Y. Absorption of Narrow-Gap HgCdTe Near the Band Edge Including Nonparabolicity and the Urbach Tail / Chang Y., Guha S., Grein C.H., Velicu S., Flatté M.E., Nathan V., Sivananthan S. // Journal of Electronic Materials. —2007.
   T. 36. № 8. C. 1000-1006.
- 28. Schulman, J.N. The CdTe/HgTe superlattice: Proposal for a new infrared material
  / Schulman J.N., McGill T.C. // Applied Physics Letters. —1979. T. 34. № 10.
   C. 663.
- 29. Bernevig, B.A. Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells / Bernevig B.A., Hughes T.L., Zhang S.C. // Science. 2006. T. 314. № 5806. C. 1757-61.
- 30. Konig, M. Quantum spin hall insulator state in HgTe quantum wells / Konig M.,
  Wiedmann S., Brune C., Roth A., Buhmann H., Molenkamp L.W., Qi X.L.,
  Zhang S.C. // Science. —2007. T. 318. № 5851. C. 766-70.
- 31. Жолудев М.С.. Терагерцовая спектроскопия квантовых ям Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te /Cd<sub>y</sub>Hg<sub>1-y</sub>Te : дис. ... канд. физ-мат. наук : 05.27.01 / Жолудев Максим Сергеевич. Нижний Новгород. 2013. 137 с.
- 32. Lopes, V.C. Minority carrier lifetime in mercury cadmium telluride / Lopes V.C., Syllaios A.J., Chen M.C. // Semiconductor Science and Technology. —1993. T. 8. № 6S. C. 824.
- 33. Krishnamurthy, S. Minority carrier lifetimes in HgCdTe alloys / Krishnamurthy S., Berding M.A., Yu Z.G. // Journal of Electronic Materials. —2006. T. 35. № 6. C. 1369-1378.
- 34. Chang, Y. Carrier recombination lifetime characterization of molecular beam epitaxially grown HgCdTe / Chang Y., Grein C.H., Zhao J., Becker C.R., Flatte

M.E., Liao P.K., Aqariden F., Sivananthan S. // Applied Physics Letters. —2008.
— T. 93. № 19. — C. 192111.

- 35. Donetsky, D. Minority carrier lifetime in type-2 InAs–GaSb strained-layer superlattices and bulk HgCdTe materials / Donetsky D., Belenky G., Svensson S., Suchalkin S. // Applied Physics Letters. —2010. T. 97. № 5. C. 052108.
- 36. Jóźwikowski, K. The bulk generation-recombination processes and the carrier lifetime in mid-wave infrared and long-wave infrared liquid nitrogen cooled HgCdTe alloys / Jóźwikowski K., Kopytko M., Rogalski A. // Journal of Applied Physics. —2012. — T. 112. № 3. — C. 033718.
- 37. Van Roosbroeck, W. Photon-Radiative Recombination of Electrons and Holes in Germanium / Van Roosbroeck W., Shockley W. // Physical Review. —1954. T. 94. № 6. C. 1558-1560.
- Schacham, S.E. Recombination mechanisms in p-type HgCdTe: Freezeout and background flux effects / Schacham S.E., Finkman E. // Journal of Applied Physics. —1985. — T. 57. № 6. — C. 2001-2009.
- Chu, J. Device Device Physics of Narrow Gap Semiconductor / J. Chu, A. Sher. -New York : Springer Science+Business Media, LLC. – 2010. – 506 c.
- 40. Блекмор, Дж. Статистика электронов в полупроводниках : пер. с англ. / Дж.
   Блекмор. М. : Мир, 1964. 392 с.
- 41. Beattie, A.R. Auger Effect in Semiconductors / Beattie A.R., Landsberg P.T. // Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences. — T. 249. — C. 16-29.
- 42. Petersen, P.E. Auger Recombination in Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te / Petersen P.E. // Journal of Applied Physics. —1970. T. 41. № 8. C. 3465-3467.
- 43. Ahrenkiel, R.K. Intensity-dependent minority-carrier lifetime in III-V semiconductors due to saturation of recombination centers / Ahrenkiel R.K.,

Keyes B.M., Dunlavy D.J. // Journal of Applied Physics. —1991. — T. 70. № 1. — C. 225-231.

- 44. Reisinger, A.R. Carrier lifetime in HgTe/CdTe superlattices grown by photoassisted molecular beam epitaxy / Reisinger A.R., Harris K.A., Myers T.H., Yanka R.W., Mohnkern L.M., Hoffman C.A. // Applied Physics Letters. —1992. T. 61. № 6. C. 699.
- 45. Shin, S.H. Minority carrier lifetime and diffusion length in HgTe/CdTe superlattices by molecular beam epitaxy / Shin S.H., Arias J.M., Zandian M., Pasko J.G., Bajaj J., DeWames R.E. // Applied Physics Letters. —1992. T. 61. № 10. C. 1196.
- 46. Jiang, Y. Carrier lifetimes and threshold currents in HgCdTe double heterostructure and multi-quantum-well lasers / Jiang Y., Teich M.C., Wang W.I.
  // Journal of Applied Physics. —1991. T. 69. № 10. C. 6869.
- 47. Bleuse, J. Laser emission in HgCdTe in the 2–3.5µm range / Bleuse J., Bonnet-Gamard J., Mula G., Magnea N., Jean-Louis P. // Journal of Crystal Growth. 1999. T. 197. № 3. C. 529-536.
- 48. Dyakonov, M.I. Nonthreshold Auger recombination in quantum wells / Dyakonov M.I., Kachorovskii V.Y.// Physical Review B. —1994. T. 49. № 24. C. 17130-17138.
- 49. Goldman V. Observation of Impurity Cyclotron Resonance in Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te / Goldman V., Drew H., Shayegan M., Nelson D. // Physical Review Letters. 1986. T. 56. № 9. C. 968-971.
- 50. Littler, C.L. Characterization of impurities and defects in InSb and HgCdTe using novel magneto-optical techniques / Littler C.L. // Proceedings of SPIE. 1993.
   T. 2021. 184-201.
- 51. Scott, W. Electrical and far-infrared optical properties of p-type Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te / Scott W., Stelzer E.L., Hager R.J. // Journal of Applied Physics. —1976. T. 47. № 4. C. 1408-1414.

- 52. Li, B. Study of impurity states in p-type Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te using far-infrared spectroscopy / Li B., Gui Y., Chen Z., Ye H., Chu J., Wang S., Ji R., He L. // Applied Physics Letters. —1998. T. 73. № 11. C. 1538.
- 53. Shin, S.H. Electrical properties of as-grown Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te epitaxial layers / Shin S.H., Chu M., Vanderwyck A.H.B., Lanir M., Wang C.C. // Journal of Applied Physics. —1980. T. 51. № 7. C. 3772.
- 54. Sasaki, T. Mercury annealing effect on the electrical properties of HgCdTe grown by molecular beam epitaxy / Sasaki T., Oda N., Kawano M., Sone S., Kanno T., Saga M. // Journal of Crystal Growth. —1992. — T. 117. № 1–4. — C. 222-226.
- 55. Kurtz, S.R. Infrared photoluminescence characterization of long-wavelength HgCdTe detector materials / Kurtz S.R., Bajaj J., Edwall D.D., Irvine S.J.C. // Semiconductor Science and Technology. —1993. — T. 8. № 6S. — C. 941-945.
- 56. Izhnin, I.I. Defects in HgCdTe grown by molecular beam epitaxy on GaAs substrates / Izhnin I.I., Izhnin A.I., Savytskyy H.V., Fitsych O.I., Mikhailov N.N., Varavin V.S., Dvoretsky S.A., Sidorov Y.G., Mynbaev K.D. // Opto-Electronics Review. —2012. T. 20. № 4. C. 375-378.
- 57. Yue, F. Deep/shallow levels in arsenic-doped HgCdTe determined by modulated photoluminescence spectra / Yue F., Wu J., Chu J. // Applied Physics Letters. 2008. T. 93. № 13. C. 131909.
- 58. Gemain, F. Composition dependence of the mercury vacancies energy levels in HgCdTe: Evolution of the "negative-U" property / Gemain F., Robin I.C., Feuillet G. // Journal of Applied Physics.—2013. — T. 114. № 21. — C. 213706.
- 59. Gemain, F. Identification of the double acceptor levels of the mercury vacancies in HgCdTe / Gemain F., Robin I.C., De Vita M., Brochen S., Lusson A. // Applied Physics Letters. —2011. — T. 98. № 13. — C. 131901.
- 60. Gemain, F. Arsenic complexes optical signatures in As-doped HgCdTe / Gemain F., Robin I.C., Brochen S., Ballet P., Gravrand O., Feuillet G. // Applied Physics Letters. —2013. T. 102. № 14. C. 142104.

- 61. Kučera, Z. Magneto-Optical Spectroscopy of p-Type Hg<sub>0.8</sub>Cd<sub>0.2</sub>Te / Kučera Z., Hlidek P., Höschl P., Koubele V., Prosser V., Zvára M. // physica status solidi (b). —1990. T. 158. № 2. C. K173-K178.
- 62. Littler, C.L. Magneto-optical investigation of impurity and defect levels in HgCdTe alloys / Littler C.L. // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. —1990. T. 8. № 2. C. 1133.
- 63. Polla, D.L. Admittance spectroscopy of deep levels in Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te / Polla D.L., Jones C.E. // Journal of Applied Physics. —1980. T. 51. № 12. C. 6233.
- 64. Polla, D.L. Deep level studies of Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te. I: Narrow-band-gap space-charge spectroscopy / D.L. Polla // Journal of Applied Physics. —1981. T. 52. C. 5118.
- 65. Polla, D.L. Observation of deep levels in Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te with optical modulation spectroscopy / D.L. Polla // Applied Physics Letters.—1982. T. 40.— C. 338.
- 66. Polla, D.L. Hg vacancy related lifetime in Hg<sub>0.68</sub>Cd<sub>0.32</sub>Te by optical modulation spectroscopy / D.L. Polla // Applied Physics Letters. —1983. T. 43. C. 941.
- 67. Polla, D.L. Below band-gap photoluminescence of Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te / D.L. Polla, R.L.
  Aggarwal // Applied Physics Letters. —1984. T. 44. № 8. C. 775.
- Lischka, K. Deep level defects in narrow gap semiconductors / Lischka K. // physica status solidi (b). —1986. T. 133. № 1. C. 17-46.
- 69. Myles, C.W. Identification of defect centers in Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te using their energy level composition dependence / Myles C.W., Williams P.F., Chapman R.A., Bylander E.G. // Journal of Applied Physics. —1985. T. 57. № 12. C. 5279.
- 70. Shao, J. Backside-illuminated infrared photoluminescence and photoreflectance:
  Probe of vertical nonuniformity of HgCdTe on GaAs / Shao J., Chen L., Lu W.,
  Lü X., Zhu L., Guo S., He L., Chu J. // Applied Physics Letters. —2010. T.
  96. № 12. C. 121915.

- 71. Dornhaus, R. Resonant level in semiconducting Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te / Dornhaus R., Nimtz G., Schlabitz W., Burkhard H. // Solid State Communications. —1975. T. 17.
  № 7. C. 837-841.
- 72. Chu, J.H. Influence of resonant defect states on subband structures in Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te
  / Chu J.H.// Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. —1992. T. 10. № 4. C. 1569.
- Guldner, Y. Magnetooptical Investigation of Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te Mixed Crystals. I. Semimetallic Configuration / Guldner Y., Rigaux C., Mycielski A., Couder Y. // physica status solidi (b). —1977. T. 81. № 2. C. 615-627.
- 74. Guldner, Y. Magnetooptical Investigation of  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  Mixed Crystals II.Semiconducting Configuration and Semimetal  $\rightarrow$  Semiconductor Transition / Guldner Y., Rigaux C., Mycielski A., Couder Y. // physica status solidi (b). — 1977. — T. 82. No 1. — C. 149-158.
- 75. Fuchs, F. Double Modulation Techniques In Fourier Transform Infrared Photoluminescence / Fuchs F., Lusson A., Wagner J., Koidl P. // Proceedings of SPIE. —1989. — T. 1145. — C. 323-326.
- 76. Shao, J. Modulated photoluminescence spectroscopy with a step-scan Fourier transform infrared spectrometer / Shao J., Lu W., Lü X., Yue F., Li Z., Guo S., Chu J. // Review of Scientific Instruments. —2006. T. 77. № 6. C. 063104.
- Fuchs, F. Fourier transform infrared photoluminescence of Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te / Fuchs F.,
  Lusson A., Koidl P., Triboulet R. // Journal of Crystal Growth. —1990. T.
  101. № 1–4. C. 722-726.
- 78. Lusson, A. Systematic photoluminescence study of Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te alloys in a wide composition range / Lusson A., Fuchs F., Marfaing Y. // Journal of Crystal Growth. —1990. T. 101. № 1–4. C. 673-677.
- Mynbaev, K.D. Photoluminescence of Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te based heterostructures grown by molecular-beam epitaxy / Mynbaev K.D., Bazhenov N.L., Ivanov-Omskii V.I., Mikhailov N.N., Yakushev M.V., Sorochkin A.V., Remesnik V.G.,

Dvoretsky S.A., Varavin V.S., Sidorov Y.G. // Semiconductors. —2011. — T. 45. № 7. — C. 872-879.

- 80. Ivanov-Omskii, V.I. Infrared photoluminescence in p-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te (0.23 < x < 1) in magnetic fields up to 6T / Ivanov-Omskii V.I., Petroff I.A., Pogorletsky W.M., Smirnov V.A., Tomm J.W., Herrmann K.H. // Solid State Communications. 1990. T. 76. № 9. C. 1159-1164.</li>
- 81. Hetzler, S.R. Infrared photoluminescence spectra from HgTe-CdTe superlattices / Hetzler S.R., Baukus J.P., Hunter A.T., Faurie J.P., Chow P.P., McGill T.C. // Applied Physics Letters. —1985. T. 47. № 3. C. 260.
- Barris, K.A. Characterization study of a HgTe-CdTe superlattice by means of transmission electron microscopy and infrared photoluminescence / Harris K.A., Hwang S., Blanks D.K., Cook J.W., Schetzina J.F., Otsuka N., Baukus J.P., Hunter A.T. // Applied Physics Letters. —1986. T. 48. № 6. C. 396.
- Baukus, J.P. Photoluminescence of HgTe-CdTe superlattices: Comparison of theory and experiment / Baukus J.P., Hunter A.T., Schulman J.N., Faurie J.P. // Journal of Applied Physics. —1988. T. 64. № 1. C. 283.
- 84. Cesar, C.L. Room-temperature confinement and photoluminescence near 3 μm from HgCdTe multiple quantum wells / Cesar C.L., Islam M.N., Feldman R.D., Spitzer R., Austin R.F., DiGiovanni A.E., Shah J., Orenstein J. // Applied Physics Letters. —1989. T. 54. № 8. C. 745.
- 85. Shao, J. Mechanisms of infrared photoluminescence in HgTe/HgCdTe superlattice / Shao J., Lu W., Tsen G.K.O., Guo S., Dell J.M. // Journal of Applied Physics. —2012. T. 112. № 6. C. 063512.
- Becker, C. Photoluminescence of HgTe/Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te superlattices and a study of minibands / Becker C., Hatch S., Goschenhofer F., Latussek V., Dell J., Faraone L. // Physical Review B. —2007. T. 75. № 11.

- 87. Arias, J.M. HgCdTe infrared diode lasers grown by MBE / Arias J.M., Zandian M., Zucca R., Singh J. // Semiconductor Science and Technology. —1993. T.
  8. № 1S. C. S255.
- 88. Bonnet-Gamard, J. Optical gain and laser emission in HgCdTe heterostructures / Bonnet-Gamard J., Bleuse J., Magnea N., Pautrat J.L. // Journal of Applied Physics. —1995. — T. 78. № 12. — C. 6908.
- 89. Hadji, E. 3.2 µm infrared resonant cavity light emitting diode / Hadji E., Bleuse J., Magnea N., Pautrat J.L. // Applied Physics Letters. —1995. T. 67. № 18. C. 2591.
- 90. Hadji, E. Photopumped infrared vertical-cavity surface-emitting laser / / Hadji
  E., Bleuse J., Magnea N., Pautrat J.L // Applied Physics Letters. —1996. T.
  68. № 18. C. 2480.
- 91. Roux, C. Room-temperature optically pumped CdHgTe vertical-cavity surfaceemitting laser for the 1.5 µm range / Roux C., Hadji E., Pautrat J.L. // Applied Physics Letters. —1999. — T. 75. № 12. — C. 1661.
- 92. Roux, C. 2.6 µm optically pumped vertical-cavity surface-emitting laser in the CdHgTe system / Roux C., Hadji E., Pautrat J.L. // Applied Physics Letters. 1999. T. 75. № 24. C. 3763.
- 93. Andronov, A.A. Spontaneous and stimulated emission from Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te semiconductor films / Andronov A.A., Nozdrin Y.N., Okomel'kov A.V., Varavin V.S., Smirnov R.N., Ikusov D.G. // Semiconductors. —2006. T. 40. № 11. C. 1266-1274.
- 94. Nozdrin, Y.N. Dual-wavelength stimulated emission from a double-layer Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te structure at wavelengths of 2 and 3 μm / Nozdrin Y.N., Okomel'kov A.V., Varavin V.S., Yakushev M.V., Dvoretskii S.A. // JETP Letters. —2013. T. 97. № 6. C. 358-361.
- 95. Castellano, F. Loss mechanisms of quantum cascade lasers operating close to optical phonon frequencies / Castellano F., Bismuto A., Amanti M.I., Terazzi R.,

Beck M., Blaser S., Bächle A., Faist J. // Journal of Applied Physics. —2011. — T. 109. № 10. — C. - 102407.

- 96. Colombelli, R. Far-infrared surface-plasmon quantum-cascade lasers at 21.5 μm and 24 μm wavelengths / Colombelli R., Capasso F., Gmachl C., Hutchinson A.L., Sivco D.L., Tredicucci A., Wanke M.C., Sergent A.M., Cho A.Y. // Applied Physics Letters. —2001. T. 78. № 18. C. 2620.
- 97. Talwar, D.N. Vibrational properties of HgCdTe system / Talwar D.N.,
  Vandevyver M. // Journal of Applied Physics. —1984. T. 56. № 6. C. 1601.
- 98. Ryzhii, V. Negative dynamic conductivity of graphene with optical pumping / Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. // Journal of Applied Physics. —2007. T. 101.
  № 8. C. 083114.
- 99. Boubanga-Tombet, S. Ultrafast carrier dynamics and terahertz emission in optically pumped graphene at room temperature / Boubanga-Tombet S., Chan S., Watanabe T., Satou A., Ryzhii V., Otsuji T. // Physical Review B. —2012. T. 85. № 3. C. 035443.
- 100. Осадчий, В.М. Эффективное время жизни носителей заряда в варизонных структурах на основе CdHgTe / В.М. Осадчий, В.В. Васильев, С.А. Дворецкий. // Физика и техника полупроводников. —1999. — Т. 33. — С. 293 - 296
- 101. Chang, Y. Near-bandgap infrared absorption properties of HgCdTe / Chang Y., Badano G., Zhao J., Zhou Y.D., Ashokan R., Grein C.H., Nathan V. // Journal of Electronic Materials. —2004. — T. 33. № 6. — C. 709-713.
- 102. Chang, Y. Narrow gap HgCdTe absorption behavior near the band edge including nonparabolicity and the Urbach tail / Chang Y., Grein C.H., Sivananthan S., Flatte M.E., Nathan V., Guha S. // Applied Physics Letters. —2006. T. 89. № 6. C. 062109.

- 103. Moazzami, K. Optical absorption properties of HgCdTe epilayers with uniform composition / Moazzami K., Liao D., Phillips J.D., Lee D.L., Carmody M., Zandian M., Edwall D.D. // Journal of Electronic Materials. —2003. T. 32. № 7. C. 646-650.
- 104. Moazzami, K. Optical-absorption model for molecular-beam epitaxy HgCdTe and application to infrared detector photoresponse / Moazzami K., Phillips J., Lee D., Edwall D., Carmody M., Piquette E., Zandian M., Arias J. // Journal of Electronic Materials. —2004. — T. 33. № 6. — C. 701-708.
- 105. Moazzami, K. Detailed study of above bandgap optical absorption in HgCdTe / Moazzami K., Phillips J., Lee D., Krishnamurthy S., Benoit G., Fink Y., Tiwald T. // Journal of Electronic Materials. —2005. — T. 34. № 6. — C. 773-778.
- 106. Greeff, C. Anomalous Urbach tail in GaAs / Greeff C., Glyde H. // Physical Review B. —1995. T. 51. № 3. C. 1778-1783.
- 107. Nahata, A. A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling / Nahata A., Weling A.S., Heinz T.F. // Applied Physics Letters. —1996. T. 69. № 16. C. 2321.
- 108. Izhnin I.I. Photoluminescence of HgCdTe nanostructures grown by molecular beam epitaxy on GaAs / Izhnin I.I., Izhnin A.I., Mynbaev K.D., Bazhenov N.L., Shilyaev A.V., Mikhailov N.N., Varavin V.S., Dvoretsky S.A., Fitsych O.I., Voitsekhovsky A.V. // Opto-Electronics Review. —2013. — T. 21. № 4. — C. 390-394.
- 109. Morozov, S.V. Study of lifetimes and photoconductivity relaxation in heterostructures with Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te/Cd<sub>y</sub>Hg<sub>1-y</sub>Te quantum wells / Morozov S.V., Joludev M.S., Antonov A.V., Rumyantsev V.V., Gavrilenko V.I., Aleshkin V.Y., Dubinov A.A., Mikhailov N.N., Dvoretskiy S.A., Drachenko O., Winnerl S., Schneider H., Helm M. // Semiconductors. —2012. — T. 46. № 11. — C. 1362

## Список публикаций автора

- Morozov, S. V. Efficient long wavelength interband photoluminescence from HgCdTe epitaxial films at wavelengths up to 26μm / S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, A. V. Antonov, K. V. Maremyanin, K. E. Kudryavtsev, L. V. Krasilnikova, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii and V. I. Gavrilenko // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 104. P. 072102
- Morozov, S. V. 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. Rumyantsev, A. V. Antonov, A.M. Kadykov, K. V. Maremyanin, K. E. Kudryavtsev, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii and V. I. Gavrilenko // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 105. P. 022102
- A3. Rumyantsev, V.V. Spectra and kinetics of THz photoconductivity in narrow-gap Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te (x<0.2) epitaxial films / V.V.Rumyantsev, S.V.Morozov, A.V.Antonov, M.S.Zholudev, K.E.Kudryavtsev, V.I.Gavrilenko, S.A.Dvoretskii, N.N.Mikhailov // Semicond. Sci. Technol. 2013. Vol.28. P. 125007</li>
- А4. Румянцев, В.В. Особенности спектров и кинетики релаксации длинноволновой фотопроводимости в узкозонных эпитаксиальных пленках и гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe / B.B. Румянцев, А.В. Иконников, А.В. Антонов, С.В. Морозов, М.С. Жолудев, К.Е. Спирин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов // Физика и техника полупроводников – 2013. – Т.47, вып.11. – С. 1446
- C.B. A5. Морозов, Исследования времен жизни u релаксации фотопроводимости гетероструктурах в С квантовыми ямами  $Hg_xCd_{l-x}Te/Cd_yHg_{l-y}Te$  / С.В. Морозов, М.С. Жолудев, А.В. Антонов, В.В. Румянцев, В.И. Гавриленко, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, О. Drachenko, S. Winnerl, H. Schneider, М. Helm // Физика и техника полупроводников – 2012. – Т.46, вып.11. – С. 1388

- A6. Иконников, А.В. Терагерцовая спектроскопия узкозонных гетероструктур С *HgTe/CdTe* / А.В.Иконников, квантовыми ямами на основе А.А.Ластовкин, К.Е.Спирин, М.С.Жолудев, В.В.Румянцев, А.В.Антонов, В.Я.Алёшкин, В.И.Гавриленко, К.В.Маремьянин, С.А.Дворецкий, Н.Н.Михайлов, Ю.Г.Садофьев, N.Samal // Письма в ЖЭТФ - 2010. - Т. 92, вып.11. - С. 837.
- A7. Узкозонные гетероструктуры с квантовыми ямами на основе HgTe/CdTe В.И. для приёмников терагерцового диапазона / Гавриленко, А.В.Иконников, А.А. Ластовкин, К.Е. Спирин, М.С.Жолудев, В.В. Румянцев, К.В. Маремьянин, А.В. Антонов, В.Я. Алёшкин, С.А. Дворецкий, H.H. Михайлов // VIII Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн: тезисы докладов. — Нижний Новгород, 1-4 марта 2011. — с. 25.
- А8. Терагерцовая фотопроводимость в гетероструктурах HgTe/CdHgTe (013) с квантовыми ямами / К.Е. Спирин, М.С.Жолудев, А.В. Антонов, В.В. Румянцев, В.И. Гавриленко, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. / Материалы XV Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». — Нижний Новгород, 14-18 марта 2011. — с. 151-152.
- А9. Исследования времен жизни носителей в графеноподобных гетероструктурах с квантовыми ямами Hg<sub>y</sub>Cd<sub>1-y</sub>Te/Cd<sub>1-x</sub>Hg<sub>x</sub>Te методом терагерцовой ритр-probe-спектроскопии / С.В.Морозов, М.С.Жолудев, А.В. Антонов, В.В. Румянцев, В.И. Гавриленко, А.А. Дубинов, О. Drachenko, S. Winnerl, Н. Schneider and М. Неlm. // Материалы XV Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» Нижний Новгород, 14-18 марта 2011. с. 508-509.
- А10. Узкозонные гетероструктуры с квантовыми ямами на основе HgTe/CdTe /
  В.И. Гавриленко, К.Е. Спирин, А.В. Иконников, М.С. Жолудев, А.В.
  Антонов, А.А. Ластовкин, В.В. Румянцев, В.Я. Алешкин, С.А. Дворецкий,

Н.Н. Михайлов // Материалы X Российской конференции по физике полупроводников. — Нижний Новгород, 19-23 сентября 2011. — с. 51

- А11. Спектры и кинетика терагерцовой фотопроводимости в узкозонных твердых растворах Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te (x<0.2) / В.В. Румянцев, В.И. Гавриленко // Материалы 13 всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике. Санкт-Петербург, 21-25 ноября 2011. с.3</p>
- А12. Исследования времен жизни и релаксации фотопроводимости в гетероструктурах с квантовыми ямами Hg<sub>1-y</sub>Cd<sub>y</sub>Te/Cd<sub>1-x</sub>Hg<sub>x</sub>Te / C.B. Морозов, М.С. Жолудев, А.В. Антонов, В.В. Румянцев, А.А. Дубинов, В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, С.А.Дворецкий, Н.Н. Михайлов, О. Drachenko, S. Winnerl, H. Schneider and М. Helm // Материалы XVI Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Нижний Новгород, 12-16 марта 2012. —с.318-319.
- А13. Спектрокинетические исследования терагерцовой фотопроводимости в объемных структурах Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te (x < 0.2) / В.В. Румянцев, С.В. Морозов, К.Е Кудрявцев, А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов // Материалы XVI Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Нижний Новгород, 12-16 марта 2012. с.370-371.</p>
- А14. Терагерцовая фотопроводимость в узкозонных структурах на основе твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te (x < 0.2) / .Румянцев В.В., Морозов С.В., Жолудев М.С., Кудрявцев К.Е., Антонов А.В., Гавриленко В.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н. // Труды XXII Международной научно-техническая конференции, школы молодых специалистов и выставки по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, 22-25 мая 2012 г. с. 129-132.</li>
- A15. THz spectroscopy of narrow-gap HgTe/CdHgTe QWs and HgCdTe films / V.I. Gavrilenko, A.V. Ikonnokov, M.S. Zholudev, V.V. Rumyantsev, K.E. Spirin, A.A. Lastovkin, K.V. Maremyanin, A.V. Antonov, A.A. Dubinov, S.V. Morozov, V.Ya. Aleshkin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretsky // Abst. 2<sup>nd</sup> Int. Conf.

"Terahertz and Microwave radiation: Generation, Detection and Applications" — Moscow, 20-22 June, 2012. — c.69.

- A16. Investigation of THz photoconductivity and carriers lifetime in narrow-gap Hg<sub>y</sub>Cd<sub>1-y</sub>Te/Cd<sub>1-x</sub>Hg<sub>x</sub>Te QW and bulk structures with graphene-like energy-momentum law / S.V.Morozov, V.V.Rumyantsev, V.Ya.Aleshkin, A.V.Antonov, M.S.Joludev, K.E.Kudryavtsev, V.I.Gavrilenko, N.N.Michailov, O.Drachenko, S.Winnerl, H.Schneider, M.Helm // Abstr. 3<sup>rd</sup> EOS Topical Meeting on Terahertz Science and technology. Prague, Czech Republic, 17-20 June 2012. c. 5317.
- А17. Генерация и детектирование терагерцового излучения в узкозонных гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgTe/CdTe и эпитаксиальных слоях CdHgTe / В.И. Гавриленко, В.В. Румянцев, М.С.Жолудев, А.В. Антонов, К.Е Кудрявцев, Л.В.Красильникова, А.В. Иконников, А.А. Дубинов, С.В. Морозов, В.Я. Алёшкин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий // IX Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн: тезисы докладов. Нижний Новгород, 26 февраля 1 марта 2013. с. 23.
- А18. Исследования спектров и кинетики фотопроводимости и спектров ФЛ в эпитаксиальных пленках Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te и Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te /Cd<sub>y</sub>Hg<sub>1-y</sub>Te структурах с квантовыми ямами в TГų диапазоне / С.В. Морозов, А.В. Антонов, К.В. Маремьянин, В.В. Румянцев, Л.В. Красильникова, С.С. Сергеев, Д.И. Курицын, Н.Н. Михайлов и В.И. Гавриленко // Материалы XVII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» . — Нижний Новгород, 11-15 марта 2013. — с.529-530.
- A19. Spin Hall Effect influence on transport properties of HgCdTe 2D and 3D semiconductor systems / F. Teppe, C. Consejo, W. Knap, N. Diakonova, C.B. Морозов, В.И. Гавриленко, В.В. Румянцев, М.С. Жолудев, Н.Н. Михайлов // Материалы XVII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Нижний Новгород, 11-15 марта 2013. с.531-532.

- А20. О возможности создания лазера дальнего ИК диапазона на основе соединений кадмий-ртуть-теллур / В.И. Гавриленко, С.В. Морозов, А.А. Дубинов, М.С. Жолудев, В.В. Румянцев, В.Я. Алёшкин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий // Тез. докл. XI Росс. конф. по физике полупроводников. ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН. С.Петербург, 2013. с.44
- А21. Спектрокинетические исследования длинноволновой ИК фотопроводимости в узкозонных пленках и структурах с квантовыми ямами на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te / B.B. Румянцев, С.В. Морозов, А.В. Антонов, К.Е. Кудрявцев, В.И. Гавриленко, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий // Тез. докл. XI Росс. конф. по физике полупроводников. ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН . С.Петербург, 2013. с.112
- А22. Длинноволновая фотолюминесценция в узкозонных объемных структурах НgCdTe и квантовых ямах Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/Cd<sub>1-y</sub>Hg<sub>y</sub>Te. / С.В. Морозов, А.В. Антонов, В.В. Румянцев, К.В. Маремьянин, Л.В. Красильникова, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, В.И. Гавриленко. // Тез. докл. XI Росс. конф. по физике полупроводников. ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН. — С.Петербург, 2013. — с.237
- ИК фотолюминесиениия фотопроводимость А23. Длинноволновая u в узкозонных твердых растворах Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te и КЯ Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/ Cd<sub>y</sub>Hg<sub>1-y</sub>Te / B.B. Румянцев, В.И.Гавриленко // 15 Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников И наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (тезисы докладов). — Санкт-Петербург, 25-29 ноября 2013 г. — с.37.
- A24. Optical study of HgCdTe based narrow-gap heterostructures / V.I.Gavrilenko, S.V.Morozov, V.V.Rumyantsev , M.S.Zholudev , A.V.Antonov, A.A.Dubinov, K.V.Maremyanin, K.E.Kudryavtsev, L.V.Krasilnikova, V.Ya.Aleshkin, N.N. Mihailov, S.A. Dvoretckiy // Proc. 21<sup>st</sup> Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology . St.Petersburg, June 24-28, 2013. p.252-253.
- A25. Температурные исследования длинноволновой межзонной фотолюминесценции и фотопроводимости в узкозонных эпитаксиальных

*пленках Hg*<sub>1-x</sub>*Cd*<sub>x</sub>*Te* / В.В. Румянцев, С.В. Морозов, А.В. Антонов, С.М. Сергеев, А.М. Кадыков, Д.И. Курицын, В.И. Гавриленко, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий // Материалы XVIII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». — Нижний Новгород, 10-14 марта 2014 г. — стр. 613-614

- А26. Времяразрешенная ΦЛ спектроскопия узкозонных эпитаксиальных пленок Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te и Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/Cd<sub>y</sub>Hg<sub>1-y</sub>Te гетероструктур с квантовыми ямами в TГų диапазоне / С.В. Морозов, В.В. Румянцев, А.В. Антонов, К.Е. Кудрявцев, С.М. Сергеев, Д.И. Курицын, А.А. Дубинов, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, В.И. Гавриленко // Материалы XVIII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». — Нижний Новгород, 10-14 марта 2014 г. — с. 563 -564.
- А27. Исследования оптических свойств примесных центров в эпитаксиальных пленках Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te и Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/Cd<sub>y</sub>Hg<sub>1-y</sub>Te гетероструктурах с квантовыми ямами / С.В. Морозов, А.В. Антонов, В.В. Румянцев, К.Е. Кудрявцев, С.М. Сергеев, А.М. Кадыков, Д.И. Курицын, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, В.И. Гавриленко // Материалы XVIII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Нижний Новгород, 10-14 марта 2014 г. с. 565 -566.
- A28. Long wavelength PL from HgCdTe nanostructures / V.I.Gavrilenko, S.V.Morozov, V.V.Rumyantsev, A.V.Antonov, A.A.Dubinov, K.E.Kudryavtsev, N.N. Mihailov, S.A. Dvoretckiy // Proc. 22nd Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology. — St.Petersburg, June 23-27, 2014. — p.64-65.