

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Григорьева Людмила Николаевна

**Влияние частиц карбида кремния на фотопроводимость систем
множественных квантовых ям GaAs/AlGaAs**

1.3.11 – Физика полупроводников

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

доцент Форш Павел Анатольевич

Москва – 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР.....	12
1.1. Квантовые ямы GaAs/AlGaAs и фотодетекторы на их основе.....	12
1.2. Энергетические уровни в квантовых ямах GaAs/AlGaAs	16
1.3. Фотолюминесценция квантовых ям GaAs/AlGaAs.....	23
1.4. Фонон-поляритоны в SiC	31
1.5. Фотопроводимость квантовых ям GaAs/AlGaAs	39
1.6. Выводы из обзора литературы и постановка задачи	46
ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАННЫЕ ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ	49
2.1. Гетероструктуры с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs	49
2.2. Получение и характеристика микрочастиц SiC модификации 3C.....	50
2.3. Методики исследования образцов.....	55
ГЛАВА 3. ВЛИЯНИЕ НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИСТЕМ МНОЖЕСТВЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ GaAs/AlGaAs ДОБАВЛЕНИЯ НА ИХ ПОВЕРХНОСТЬ ЧАСТИЦ SiC.....	59
3.1. Определение положений уровней энергии в квантовых ямах GaAs/AlGaAs на основе анализа низкотемпературной фотолюминесценции и спектров возбуждения фотолюминесценции.....	59
3.2. Исследование свойств синтезированных частиц SiC в области решеточных резонансов.....	68
3.3. Низкотемпературная фотолюминесценция для характеристики дефектности микрочастиц SiC	74
3.4. Численное моделирование ближнего поля микрочастицы SiC, размещенной на поверхности гетероструктуры с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs	77

3.5. Фотопроводимость гибридного фотоприемного устройства на основе квантовых ям GaAs/AlGaAs с микрочастицами SiC, нанесенными на поверхность гетероструктуры.....	83
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	90
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ.....	92
БЛАГОДАРНОСТИ.....	93
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	94

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность

В настоящее время одной из самых привлекательных и отработанных структур для детектирования областей среднего и дальнего ИК-спектра излучения является гетероструктура GaAs/AlGaAs, на основе которой изготавливаются фотоприемники с множественными квантовыми ямами – QWIP-структуры (от англ. Quantum Well Infrared Photodetector). Принцип их работы основан на переходах электронов между уровнями размерного квантования в квантовых ямах при поглощении внешнего электромагнитного излучения. Однако особенностью оптических переходов между локализованными уровнями в квантовых ямах является необходимость существования компоненты вектора напряженности электрического поля падающей волны, параллельной к оси роста структуры с квантовыми ямами. В конфигурации, когда излучение направлено перпендикулярно поверхности структуры, электромагнитное поле не имеет компоненты, параллельной оси квантовых ям. Из-за этого переходы между уровнями размерного квантования невозможны.

Наиболее распространенный способ решения данной проблемы заключается в использовании нестандартной геометрии, когда падающее излучение вводится под некоторым углом к нормали. Однако это значительно усложняет технологический процесс изготовления фотодетекторов на основе квантовых ям GaAs/AlGaAs, поскольку требует либо создания полированных фасок на торцах структуры, либо использования дифракционных решеток. Поэтому разработка новых подходов для увеличения эффективности фотодетекторов на основе квантовых ям GaAs/AlGaAs является актуальным вопросом.

Один из них базируется на применении плазмонных резонансов в наночастицах металлов, однако они, как правило, расположены в области видимого и ближнего ИК-спектра. Для того, чтобы применить аналогичный подход в среднем ИК-диапазоне, нужно использовать материалы с резонансами, расположенными в этой области спектра. Но такие образцы еще не достаточно изучены и существующие технологии не позволяют применять их в промышленных масштабах.

Поэтому в качестве альтернативного решения по отношению к использованию плазмонного резонанса в металлических наночастицах можно использовать фоннопляритонные резонансы в полупроводниковых микрокристаллах, лежащие в диапазоне 6–12 мкм. К таким материалам можно отнести, в частности, полярные кристаллы карбида кремния (SiC), нитрида бора (BN) и др. Микрокристаллы полярного

диэлектрика можно использовать для того, чтобы резонансно передать энергию электромагнитного излучения для электронного перехода между уровнями их энергии в фотоприемниках на основе квантовых ям. Микрочастицы полярных кристаллов обладают выраженными решеточными резонансами, и являются эффективными резонаторами как в пространственном, так и во временном масштабе. В полупроводниковую структуру с квантовыми ямами может непосредственно передаваться создаваемое вокруг микрочастиц электромагнитное поле, которое по интенсивности значительно превышает интенсивность возбуждающей световой волны. Эти поля вблизи микрочастицы должны иметь заметную компоненту, перпендикулярную плоскости слоя, что имеет решающее значение для преодоления описанного выше ограничения, вызванного правилами отбора для переходов между уровнями размерного квантования в фотоприемниках на основе квантовых ям. Ранее не предпринималось попыток реализации ближнепольной электромагнитной связи между электронными уровнями в квантовых ямах и локализованными фонон-поляритонами. Во многом это связано с отсутствием понимания фундаментальных физических процессов, происходящих в таких системах.

Цель диссертационной работы

Определить влияние на фотоэлектрические свойства систем множественных полупроводниковых квантовых ям GaAs/AlGaAs добавления на их поверхность микрочастиц карбида кремния, проанализировать возможность создания на основе таких гибридных систем фотодетекторов среднего ИК-диапазона.

Основные научные задачи диссертационной работы

- 1) Исследовать внутреннюю структуру и свойства синтезированных частиц SiC в области решеточных резонансов.
- 2) Разработать методику контроля формы и положения резонансов и отобрать микрочастицы SiC с наилучшими характеристиками для прецизионной передачи локализованного фонон-поляритонного резонанса в электронную подсистему квантовых ям GaAs/AlGaAs.
- 3) Провести численное моделирование взаимодействия плоской электромагнитной волны, падающей по нормали к поверхности гетероструктуры с множественными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, на поверхности которой расположена микрочастица SiC, и показать, какие эффекты, происходящие в ближней зоне микрочастицы, влияют на изменение поглощения падающего электромагнитного излучения системой множественных полупроводниковых квантовых ям.

4) Изготовить фотоприемные устройства, в которых используется локальное поле микрочастиц SiC для того, чтобы увеличить fotocувствительность гетероструктуры с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs.

5) Провести для гибридных фотоприемных устройств измерения спектров ИК-фотопроводимости при низких температурах и определить из экспериментальных данных, во сколько раз нанесение микрочастиц SiC на поверхность гетероструктуры с квантовыми ямами позволяет увеличить чувствительность фотоприемного устройства на основе GaAs/AlGaAs к электромагнитному излучению с поляризацией вдоль плоскости квантовых ям.

Научная новизна диссертационной работы

В данной работе впервые показана возможность увеличения взаимодействия электромагнитного поля падающей волны с электронной подсистемой структуры с множественными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs за счет использования ближнего поля фонон-поляритонного резонанса микрочастиц SiC, нанесенных на поверхность структуры. Используемый подход является оригинальной альтернативой уже известным методам создания сложных металлических или диэлектрических резонаторов. Он сочетает в себе простоту изготовления «резонаторной» части и позволяет избежать потерь, характерных для плазмонов в металлических нанобъектах.

В ходе работы, в частности, путем численного моделирования было показано, что за счет взаимодействия электромагнитного поля с микронной частицей полярного кристалла SiC на поверхности структуры с множественными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs происходит поворот вектора напряженности электрического поля в ближней зоне микрочастицы. В результате этого появляется компонента электрического поля, направленная вдоль оси роста квантовых ям. Расчеты показали, что ближнее поле микрочастицы SiC эффективно взаимодействует с верхними квантовыми ямами GaAs/AlGaAs.

Использование микрочастиц SiC позволяет частично преодолеть ограничения, связанные с правилами отбора для переходов между квантоворазмерными энергетическими уровнями в квантовых ямах GaAs/AlGaAs и приблизительно в 2 раза увеличить чувствительность фотоприемного устройства к электромагнитному излучению с поляризацией вдоль плоскости квантовых ям.

Практическая значимость диссертационной работы

Впервые реализовано гибридное фотоприемное устройство на основе множественных полупроводниковых квантовых ям GaAs/AlGaAs, в котором

используется локальное поле микрочастиц SiC для того, чтобы увеличить фоточувствительность гетероструктуры с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs. Полученные экспериментальные результаты закладывают основу для создания новых гибридных фотоприемных устройств среднего ИК-диапазона, в которых осуществлена непосредственная резонансная связь между фонон-поляритоном в микрочастицах SiC и резонансным электронным переходом между квантоворазмерными энергетическими уровнями в полупроводниковых квантовых ямах.

Данные о распределении концентрации носителей заряда в микрочастицах SiC и предложенные методы варьирования их среднего размера и фонон-плазмонных мод могут быть использованы при синтезе микрочастиц SiC.

Положения, выносимые на защиту

1) Микрочастицы SiC, получаемые методом пиролиза органосилана $C_{12}H_{36}Si_6$, имеют неравномерное распределение концентрации носителей заряда и состоят из ядра с повышенным содержанием носителей и оболочки, обедненной носителями. Возникновение повышенной концентрации носителей заряда в микрочастицах SiC связано с образованием мелких донорных уровней на подрешетке углерода.

2) Изменение режимов роста микрочастиц SiC в сочетании с последующей их термообработкой позволяет контролировать не только средний размер кристаллов, но и фонон-плазмонные моды LO в кристаллах.

3) За счет взаимодействия электромагнитного поля с микронной частицей полярного кристалла SiC на поверхности структуры с множественными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs вблизи микрочастицы происходит поворот вектора напряженности электрического поля. Ближнее поле микрочастицы SiC эффективно взаимодействует с верхними квантовыми ямами GaAs/AlGaAs.

4) Использование микрочастиц SiC позволяет частично преодолеть ограничения, связанные с правилами отбора для переходов между квантоворазмерными энергетическими уровнями в квантовых ямах GaAs/AlGaAs и приблизительно в 2 раза увеличить чувствительность фотоприемных устройств к электромагнитному излучению с поляризацией вдоль плоскости квантовых ям, что указывает на принципиальную возможность передачи возбуждения в электронную подсистему квантовых ям через ближнее поле локализованных фонон-поляритонов.

5) Синтезированные микрочастицы SiC, нанесенные на поверхность структуры с множественными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, вдали от их фонон-поляритонного резонанса изменяют форму спектра фотопроводимости, что связано с несимметричным

относительно положения резонанса механизмом передачи возбуждения в электронную подсистему квантовых ям через ближнее поле локализованных фонон-поляритонов.

Достоверность и обоснованность результатов

Результаты, представленные в данной работе, были получены на современном оборудовании и подтверждались повторяемостью экспериментальных данных. Достоверность и обоснованность результатов определяется также сопоставлением некоторых данных экспериментов и численного моделирования с результатами работ других авторов, выполненных на схожих образцах.

Апробация работы

Результаты работы, которые изложены в диссертации, были представлены в 10 докладах на профильных всероссийских и международных конференциях по физике полупроводников и спектроскопии:

1. «Усиление поглощения электромагнитного излучения в GaAs/AlGaAs-гетероструктуре в присутствии частиц-микрорезонаторов SiC на поверхности», XXXII Всероссийская школа-семинар «Волновые явления: физика и применения» имени А.П. Сухорукова («Волны-2021»), Москва, 6 апреля – 11 июня 2021.

2. «Гибридный ИК-фотоприемник на основе полупроводниковых квантовых ям», Международный молодежный научный форум «Ломоносов-2021», Москва, 12 – 23 апреля 2021.

3. «Гибридный ИК-фотоприемник на основе полупроводниковых квантовых ям», XXV Международный симпозиум «Нанопизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, 9 – 12 марта 2021.

4. «Гибридный ИК-фотоприемник на основе полупроводниковых квантовых ям», Школа молодых ученых БПИО-2020, Москва, 24 – 26 ноября 2020.

5. «Метод оценки качества интерфейсов в QWIP-гетероструктурах по их спектрам возбуждения экситонной фотолюминесценции», Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2020», Москва, 10 – 27 ноября 2020.

6. «Оптическая спектроскопия нано- и микрокристаллов карбида кремния, используемых для создания гибридных QWIP-структур», XVI Курчатовская молодежная школа, Москва, Россия, 2 – 5 декабря 2019.

7. «Исследование оптических свойств микрокристаллов SiC в области решеточных резонансов для создания гибридных систем с ближнепольной резонансной

связью в среднем ИК-диапазоне», 62-я Всероссийская научная конференция МФТИ, Москва, Долгопрудный, 18 – 23 ноября 2019.

8. «Экситонные эффекты и примесно-дефектное излучение в GaAs/AlGaAs-структурах, применяемых для изготовления детекторов среднего ИК-диапазона», VII Международный Симпозиум по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур, Москва, 18 – 20 ноября 2019.

9. «Исследование структурных особенностей микрокристаллов SiC с помощью метода комбинационного рассеяния света для использования их в гибридных системах с ближнепольной резонансной связью в среднем ИК-диапазоне», Школа молодых ученых БПИО-2019, Москва, 12 – 14 ноября 2019.

10. «Экситонные эффекты и примесно-дефектное излучение в GaAs/AlGaAs-структурах, применяемых для изготовления детекторов среднего ИК-диапазона», Школа молодых ученых БПИО-2019, Москва, 12 – 14 ноября 2019.

По результатам, изложенным в диссертационной работе, опубликовано 5 статей в российских и зарубежных журналах, индексируемых по базам данных Web of Science, Scopus и РИНЦ:

[A1]. Ekimov E.A., Krivobok V.S., Kondrin M.V., Litvinov D.A., **Grigoreva L.N.**, Koroleva A.V., Zazymkina D.A., Khmel'nitskii R.A., Aminev D.F., Nikolaev S. N. Structural and Optical Properties of Silicon Carbide Powders Synthesized from Organosilane Using High-Temperature High-Pressure Method // *Nanomaterials*. 2021. Vol. 11, № 11. P. 402–405 (SJR Q1 IF: 0,839, DOI: 10.3390/nano11113111);

[A2]. Кривобок В.С., Кондорский А.Д., Пашкеев Д.А., Екимов Е.А., Шабрин А.Д., Литвинов Д.А., **Григорьева Л.Н.**, Колосов С.А., Чернопицкий М.А., Клековкин А.В., Форш П.А. Гибридный фотоприемник среднего инфракрасного диапазона на основе полупроводниковых квантовых ям // *Письма в «Журнал технической физики»*. 2021. Т. 47, № 8. С. 33–36 (DOI: 10.21883/PJTF.2021.08.50851.18656);

Krivobok V. S., Kondorskiy A. D., Pashkeev D.A., Ekimov E.A., Shabrin A.D., Litvinov D.A., **Grigoreva L.N.**, Kolosov S.A., Chernopitssky M.A., Klekovkin A.V., Forsh P.A. A Hybrid Mid-IR Photodetector Based on Semiconductor Quantum Wells // *Technical Physics Letters*. 2021. Vol. 47, № 5, P. 388–391 (SJR Q3 IF: 0,306, DOI: 10.1134/S1063785021040210);

[A3]. Литвинов Д.А., Пашкеев Д.А., **Григорьева Л.Н.**, Колосов С.А., Аминева Д.Ф. Исследование одноэлектронного спектра GaAs/AlGaAs-гетероструктуры для фотодетекторов среднего ИК-диапазона с помощью измерений низкотемпературной

люминесценции // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2020. Т. 47, № 4. С. 9–16 (DOI: 10.3103/S1068335620040041);

Litvinov D.A., Pashkeev D.A., **Grigoreva L.N.**, Kolosov S.A., Aminev D.F. Study of Single-Electron Spectrum of GaAs/AlGaAs Heterostructure for Mid-IR Photodetectors via Low-Temperature Luminescence // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2020. Vol. 47, № 4. P. 105–109 (SJQ3 IF: 0,229, DOI: 10.3103/S1068335620040041);

[A4]. Кривобок В.С., Пашкеев Д.А., Литвинов Д.А., **Григорьева Л.Н.**, Колосов С.А. Влияние интерфейсных эффектов на электронный спектр структур GaAs/AlGaAs, используемых для создания фотоприемных устройств среднего ИК-диапазона // Письма в «Журнал технической физики». 2020. Т. 46, № 6, С. 3–6. (DOI: 10.21883/PJTF.2020.06.49155.18130);

Krivobok V.S., Pashkeev D.A., Litvinov D.A., **Grigor'eva L.N.**, Kolosov S.A. The Influence of Interfacial Effects on the Electron Spectrum of GaAs/AlGaAs Structures Used for the Creation of Mid-IR Photodetectors // Technical Physics Letters. 2020. Vol. 46, № 3, P. 256–259 (SJQ3 IF: 0,306, DOI: 10.1134/S1063785020030256);

[A5]. Кривобок В.С., Литвинов Д.А., Николаев С.Н., Онищенко Е.Е., Пашкеев Д.А., Чернопицкий М.А., **Григорьева Л.Н.** Экситонные эффекты и примесно-дефектное излучение в GaAs/AlGaAs-структурах, применяемых для изготовления детекторов среднего ИК-диапазона // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 12. С. 1632–1640 (DOI: 10.21883/FTP.2019.12.48617.9214);

Krivobok V.S., Litvinov D.A., Nikolaev S.N., Onishchenko E.E., Pashkeev D.A., Chernopittsky M.A., **Grigor'eva L.N.** Excitonic Effects and Impurity-Defect Emission in GaAs/AlGaAs Structures Used for the Production of Mid-IR Photodetectors // Semiconductors. 2019. Vol. 53, № 12, P. 1608–1616. (SJQ3 IF: 0,263, DOI: 10.1134/S1063782619160139).

Личный вклад автора

Формулировка цели и постановка задач проведены диссертантом совместно с научным руководителем. Измерения спектров низкотемпературной фотолюминесценции, комбинационного рассеяния света, спектров ИК-пропускания и ИК-фотопроводимости, сбор и юстирование соответствующих экспериментальных установок для вышеперечисленных измерений, а также реализация гибридного фотоприемного устройства на основе гетероструктуры с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs и микрочастиц SiC были выполнены автором лично. Измерения методами рентгеновской дифракции, просвечивающей электронной микроскопии и сканирующей

электронной микроскопии, а также анализ спектров низкотемпературной фотолюминесценции и численное моделирование были проведены совместно с соавторами работ, в которых изложены основные результаты диссертации.

Структура и объем работы

Диссертационная работа состоит из введения, в котором обосновываются актуальность, новизна, практическая ценность полученных результатов; основной части, состоящей из трех глав, в которых изложено содержание диссертации; заключения, содержащего основные результаты и выводы, а также раздела со списком сокращений и условных обозначений, раздела с благодарностями и списка литературы. Общий объем работы составляет 107 страниц текста, включая 40 рисунков. Список литературы состоит из 138 ссылок.

ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1. Квантовые ямы GaAs/AlGaAs и фотодетекторы на их основе

Наноразмерные квантовые структуры в настоящее время становятся основой для изготовления новых видов полупроводниковых приборов. Для детектирования излучения в области ИК-спектра среднего и дальнего диапазона используют гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе полупроводниковых соединений группы АІІІV. В частности, используются такие материалы как GaAs/AlGaAs, InP/InGaAs/InAlAs и GaSb/InAs [1,2]. Наиболее привлекательной и отработанной системой является GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Ее плюсами является то, что для составов с мольной долей алюминия $x < 0,45$ твердый раствор Al_xGa_{1-x}As является прямозонным, а ширина его запрещенной зоны изменяется в широком диапазоне при изменении x . При этом параметр решетки Al_xGa_{1-x}As хорошо согласуется с параметром решетки GaAs. Согласно общепринятым договоренностям, индексы x и $1-x$ в формуле твердого раствора Al_xGa_{1-x}As, можно опустить, при этом имея в виду, что обозначение GaAs/AlGaAs соответствует GaAs/Al_xGa_{1-x}As с некоторым определенным значением x .

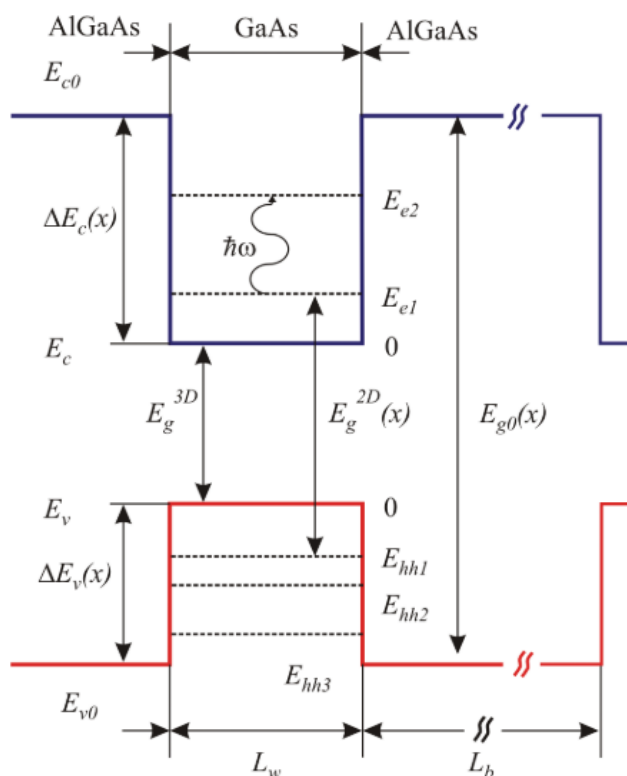


Рис. 1.1. Энергетическая структура КЯ GaAs/AlGaAs [3].

На основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs изготавливаются фотоприемники с множественными КЯ – QWIP-структуры (от англ. Quantum Well Infrared Photodetector). Принцип их работы основан на внутризонных переходах электронов, локализованных на нижнем уровне размерного квантования в КЯ [4], на первый возбужденный уровень которые происходят вследствие поглощения фотона с определенной энергией. После перехода в возбужденное состояние электрон путем дрейфа во внешнем электрическом поле даст вклад в фототок. В случае гетероструктуры GaAs/AlGaAs, в качестве материала ямы используется GaAs, а барьера – твердый раствор AlGaAs. Причем, изменяя мольную долю алюминия в слое AlGaAs при фиксированной толщине слоев GaAs, возможно менять величину разности энергий между основным и первым возбужденным электронными уровнями в спектральном диапазоне 6–14 мкм.

На рис. 1.1 приведена иллюстрация, демонстрирующая энергетическую структуру КЯ GaAs/AlGaAs. КЯ возникают, когда слой GaAs выращивается между двумя более широкозонными слоями AlGaAs. Ширина запрещенной зоны GaAs изменяется в пределах от 1,51 эВ при низких температурах $T \approx 4$ К до 1,42 эВ при $T \approx 300$ К [5,6], ширина запрещенной зоны $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ изменяется по закону $E_g(x) \approx 1,52 + 1,36x + 0,22x^2$ при низких температурах и как $E_g(x) \approx 1,42 + 1,45x - 0,25x^2$ при $T \approx 300$ К [7]. Так, согласно этим формулам, при $x = 0,3$ ширина запрещенной зоны $E_g(\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})$ в обозначенном выше интервале температур находится между значениями 1,95 эВ и 1,83 эВ.

Обычно толщина барьерных слоев AlGaAs выбирается намного больше слоев с КЯ GaAs, это позволяет избежать эффектов, связанных с влиянием КЯ друг на друга. В результате образования потенциальных барьеров ΔE_c в зоне проводимости и ΔE_v в валентной зоне, величина которых зависит от мольной доли алюминия x , движение электронов в КЯ становится дискретным вдоль оси роста структуры, при этом разрешенные энергетические уровни, соответствующие движению в этом направлении, становятся дискретными. В плоскости, параллельной границам раздела, движение электронов остается неограниченным.

На данный момент QWIP-структуры широко распространены и служат основой для изготовления матричных фотоприемников среднего ИК-диапазона. Но для эффективной работы таких ФПУ есть фундаментальные физические ограничения – в наиболее распространенном случае, когда электромагнитное излучение падает на поверхность образца перпендикулярно ему, согласно квантовомеханическим правилам отбора, электронные переходы между уровнями размерного квантования в КЯ

запрещены. Поэтому для преодоления этих ограничений приходится искать решения данной проблемы. Традиционные методы обычно включают в себя применение либо некоторых технологических способов (к примеру, изготовление различных дифракционных решеток), либо введение падающего излучения под углом, отличным от нормального по отношению к поверхности образца с КЯ. С точки зрения сложности физических расчетов и реализации, изменение направления падающего излучения введение излучения в ФПУ под углом к нормали является предпочтительным и осуществляется, к примеру, изготовлением ФПУ со скошенными под углом 45° элементами на торцах ФПУ [8,9]. Самым существенным ограничением в данном случае является то, что матричные фотодетекторы таким образом изготавливать не получается, поэтому в промышленном производстве обычно изготавливают различные дифракционные решетки на поверхности ФПУ [10,11], и таким образом удается повысить чувствительность фотоэлемента по сравнению с первым способом в несколько раз. Таким образом, для дальнейшего увеличения фоточувствительности ФПУ на КЯ актуальной задачей является поиск новых подходов к обходу квантовых ограничений.

Распространенным способом усиления электромагнитного излучения в видимом и ближнем ИК-диапазонах является использование плазмонного резонанса в металлических наночастицах [12–14]. Но таким образом не получится поступить в случае с ФПУ на КЯ GaAs/AlGaAs, необходимо использовать элементы, чувствительные в среднем ИК-диапазоне спектра. Однако данный подход еще недостаточно разработан [15] и поэтому поиск альтернативных методов формирования локальных полей является оправданным.

Фонон-поляритонные локализованные резонансы могут быть выбраны как альтернатива металлическим наночастицам, но уже в нужном спектральном диапазоне. В частности, присущие полярным кристаллам карбида кремния (SiC) и гексагонального нитрида бора (BN) [16,17] фонон-поляритонные резонансы находятся в диапазоне 8–14 мкм. В полярных кристаллах диэлектрический отклик на резонансной частоте может в сотни-тысячи раз превышать нерезонансное значение, в силу чего поляризация среды во много раз превосходит величину возбуждающего поля. В объемных образцах это приводит к гашению поля, однако в частицах малого размера наоборот, поляритонный отклик приводит к многократному усилению локального поля по сравнению с полем возбуждающей волны. Как и в плазмонике [18,19], максимально достижимое усиление определяется добротностью среды (например, для кристаллического SiC отношение $\text{Re}[\epsilon]/\text{Im}[\epsilon] \sim 130$, что соответствует выигрышу примерно в 20000 раз по интенсивности).

Известно, что спектры отклика малых частиц полярного кристалла несколько отличаются от спектров объемного материала [13,14]. Их принципиальную основу составляет резонансный пик поляризуемости на частоте, соответствующий максимуму лоренцевой кривой $\varepsilon(\omega)$, в спектрах поглощения хорошо различим пик, соответствующий частоте, на которой в объемном кристалле значение диэлектрической функции «пересекает нуль», однако размерные эффекты, определяемые размерами кристалла по сравнению с длиной фонон-поляритонных волн, приводят к смещению пиков резонанса оптического поглощения таких микрочастиц. Это дает возможность управлять положением пика спектрального отклика при использовании резонансных микрочастиц полярного кристалла для повышения чувствительности расположенного рядом с ним элемента фотодетектора. Таким образом, микрокристаллы полярного диэлектрика могут быть перспективны для резонансной передачи энергии электромагнитных волн в структуру QWIP. Они являются эффективными резонаторами как во временном масштабе (колебания решеточных центров «помнят» историю внешнего поля за Q последних периодов колебаний), так и в пространственном масштабе (микрокристалл имеет макроскопические размеры, и сечение поглощения значительно превышает размер локализации отдельных экситонов в КЯ). Есть вероятность, что электромагнитное поле, создаваемое вокруг микрочастиц полярных кристаллов, которое по интенсивности должно значительно превышать интенсивность возбуждающей световой волны, будет передаваться в виде ближних электрических полей в структуру с КЯ. Эти поля вблизи микрочастицы должны иметь заметную компоненту, перпендикулярную плоскости слоя, что играет решающее значение для преодоления описанных выше ограничений, вызванных правилами отбора для внутризонных переходов между квантоворазмерными уровнями электронов в QWIP.

В настоящее время существует множество работ, в которых продемонстрировано локальное увеличение электромагнитного поля вблизи частиц полярных кристаллов с фонон-поляритонными резонансами [17,20–30], и множество работ, посвященных внутризонным переходам в КЯ [2,3,9,31–37]. Однако локализованные фонон-поляритоны не использовались для усиления сигнала фотопроводимости в QWIP-структурах, и не была показана возможность осуществления связи между электронной подсистемой КЯ в таких системах и локализованными фонон-поляритонными резонансами. Для того чтобы согласовать между собой фонон-поляритонный резонанс и переход с основного уровня размерного квантования на

первый возбужденный уровень в КЯ, необходимо знать положения энергетических уровней в КЯ.

1.2. Энергетические уровни в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

Метод огибающей волновой функции (ВФ) является наиболее широко используемым для описания движения электрона в гетероструктурах и сверхрешетках [35,38–45]. Общая идея метода состоит в том, чтобы выразить решения уравнения Шредингера для возмущенной системы (системы, в которой помимо периодического потенциала кристаллической решетки присутствует внешний потенциал, например, создаваемый другими слоями структуры) через блоховские решения невозмущенной системы (в которой имеется только периодический потенциал кристаллической решетки) с помощью введения медленно меняющихся в пространстве функций (огибающих).

Потенциальную энергию электрона в КЯ GaAs, находящейся между барьерными слоями AlGaAs, можно представить в виде двух слагаемых: $U(\vec{r}) + \delta U(\vec{r})$, где $U(\vec{r})$ – периодический потенциал кристаллической решетки GaAs, $\delta U(\vec{r})$ – потенциал возмущения, обусловленный разницей в ширинах запрещенных зон гетероструктуры. Движение электрона в поле такого потенциала можно описать одноэлектронным стационарным уравнением Шредингера [46]:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 \psi + (U + \delta U)\psi = E_0 \psi, \quad (1)$$

где m_0 – масса свободного электрона, $\psi = \psi(\vec{r})$ – ВФ, E_0 – энергия электрона.

Согласно методу огибающей ВФ [47], вблизи дна невырожденной зоны (например, E_c) с параболическим изотропным законом дисперсии решение уравнения (1) представляется в виде:

$$\psi = \chi(\vec{r}) \cdot \psi_c(\vec{r}), \quad (2)$$

где $\chi(\vec{r})$ – огибающая ВФ, $\psi_c(r)$ – нормированная функция Блоха, соответствующая дну рассматриваемой зоны. При этом уравнение (1) принимает вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla^2 \chi + \delta U \chi = E_n \chi \quad (3)$$

где m_n – эффективная масса электрона в зоне проводимости GaAs. Отсчет собственных значений энергии E_n в уравнении (3) ведется от дна зоны E_c . В данном рассмотрении на протяжении постоянной решетки функция $\chi(\vec{r})$ мало изменяется, а $|E| \ll E_g$, где E_g – ширина запрещенной зоны или расстояние от дна рассматриваемой зоны

до ближайшего к нему края какой-либо другой зоны, то есть собственные значения энергии E_n лежат достаточно близко к дну зоны. В случае электронов, движущихся у потолка невырожденной зоны, справедливы аналогичные рассуждения.

Для вырожденных зон при условии плавности потенциала возмущения ВФ можно представить в виде [47]:

$$\psi(\vec{r}) = \sum_{j=1}^r \chi_j(\vec{r}) \cdot \psi_j(\vec{r}) \quad (4)$$

где j соответствует номеру зоны в точке вырождения, r соответствует кратности вырождения, ψ_j – функции Блоха рассматриваемой области j -й зоны. В случае GaAs в области потолка валентной зоны таких зон две – зона легких и тяжелых дырок, отличающиеся эффективной массой носителей.

ВФ в структуре с КЯ должна удовлетворять условиям непрерывности огибающей волновой функции на границе (индекс (1) соответствует GaAs, индекс (2) – AlGaAs):

$$\chi_{(1)}|_{z_p} = \chi_{(2)}|_{z_p} \quad (5)$$

и непрерывности потока вероятности через границу [38,48,49]:

$$\frac{1}{m_n^{(1)}} \frac{d\chi_{(1)}}{dz} \Big|_{z_p} = \frac{1}{m_n^{(2)}} \frac{d\chi_{(2)}}{dz} \Big|_{z_p} \quad (6)$$

где ось z направлена вдоль оси роста гетероструктуры.

Решая уравнение Шредингера (3) для огибающей ВФ с учетом граничных условий (5-6), можно рассчитать уровни энергии в КЯ в зоне проводимости или в валентной зоне, а высота энергетического барьера в этом случае будет равна $\delta U = \Delta E_c$ или $\delta U = \Delta E_v$ (обозначены на рис. 1.1).

Положение уровней энергии зависит от ширины КЯ, а также эффективных масс носителей по обе стороны от границы и от высоты потенциального барьера, которые, в свою очередь, зависят от мольной доли алюминия x в твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Значение эффективной массы электрона в GaAs равно $m_{n1} \approx 0,067 m_0$, в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при $x \leq 0,45$ она зависит от x как $m_{n2} \approx (0,067 + 0,083x)m_0$ [6,50]. Зависимости высоты энергетического барьера от x для зоны проводимости в GaAs/AlGaAs в литературе весьма отличаются и находятся в диапазоне от $0,75x$ (эВ) до $1,1x$ (эВ) [4,6,50–52]. В некоторых случаях ΔE_c и ΔE_v выражается в процентах или долях от общей разности между ширинами запрещенных зон барьера и ямы (например, по данным [53], $\Delta E_c = 68\%$ от ΔE_g , $\Delta E_v = 32\%$ от ΔE_g). Эффективные массы легких и тяжелых дырок в GaAs

равны $m_{lh} \approx 0,087m_0$, $m_{hh} \approx 0,62m_0$, в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ $m_{lh} \approx (0,087 + 0,063x)m_0$, $m_{hh} \approx (0,62 + 0,14x)m_0$ [6].

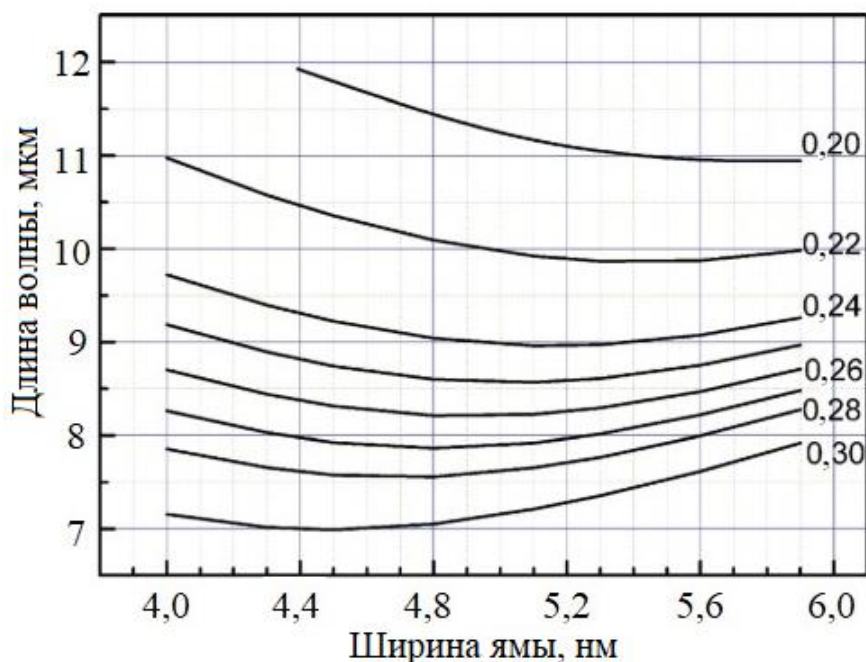


Рис. 1.2. Зависимость длины волны перехода с основного уровня на первый возбужденный уровень от ширины КЯ и мольной доли алюминия x (подписана в правой части рисунка, $0,20 \leq x \leq 0,30$) для симметричной КЯ из работы [3].

В работе [3] для КЯ с шириной 5,3 нм и мольной долей алюминия $x = 0,25$, в которых находится два уровня энергии размерного квантования в зоне проводимости и верхний уровень находится вблизи края потенциального барьера, расчеты методом огибающей ВФ показали, что энергия основного уровня размерного квантования $E_{e1} = 66,8$ мэВ, энергия первого возбужденного уровня $E_{e2} = 206,0$ мэВ при высоте барьера $\delta U = 211,0$ мэВ, что соответствует длине волны перехода 8,6 мкм. Результаты сопоставления величины x , ширины ямы, длины волны перехода с основного уровня на первый возбужденный уровень, рассчитанных для более широкого диапазона величин представлены на рис. 1.2.

Также для расчета положения энергетических уровней размерного квантования в структурах GaAs/AlGaAs, помимо метода огибающей ВФ, применялись и другие методы, в частности, метод сильной связи [54,55], метод псевдопотенциала [36,56–58], метод Кейна с использованием матриц переноса [4,59]. Так, например, в работе [59] проводился расчет энергетического спектра методом матриц переноса с учетом непараболичности закона дисперсии в модели Кейна в КЯ шириной 30 нм в

гетероструктуре GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As. Значения потенциальных барьеров в КЯ для электронов и дырок составляли 259 мэВ и 159 мэВ. Результаты расчета энергетического спектра в этой работе для первых двух уровней размерного квантования электронов и дырок в КЯ следующие: $E_{e1} = 5,1$ мэВ, $E_{e2} = 20,2$ мэВ, $E_{hh1} = 0,74$ мэВ, $E_{hh2} = 3,0$ мэВ, $E_{lh1} = 4,0$ мэВ, $E_{lh2} = 16,0$ мэВ.

В целом, все использованные теоретические методы расчета энергетических уровней во множественных КЯ GaAs/AlGaAs дают весьма близкие друг к другу результаты. В то же время сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными показывает, что положение уровней размерного квантования чувствительно даже к малому изменению или флуктуации параметров КЯ, о которых говорилось выше, поэтому чаще всего присутствует существенное расхождение между рассчитанными значениями и экспериментально определенными положениями уровней размерного квантования в КЯ. Это может быть обусловлено, к примеру, нерезкими краями КЯ, непараболичностью энергетических зон, взаимодействием электронов с ионизованными неконтролируемо введенными примесями [52,60].

Действительно, в работе [4] сравнение рассчитанных методом огибающей ВФ уровней энергии в зоне проводимости и соответствующих экспериментальных значений для КЯ GaAs/AlGaAs показало, что теоретические и экспериментальные значения длин волн, соответствующих переходу с основного уровня размерного квантования на первый возбужденный уровень, не совпадают и различие между величинами становится больше с увеличением ширины КЯ. Величина потенциального барьера в этой работе была равна $\delta U = 0,87x$ (эВ). На рис. 1.3 для этого случая изображена взаимосвязь между составом x барьерного слоя Al_xGa_{1-x}As, шириной КЯ и длиной волны детектирования. В скобках рядом с рассчитанными значениями длин волн даны экспериментальные значения, полученные для фотодетектора с обозначенными параметрами.

Таким образом, множество факторов влияет на положения энергетических уровней электронов в КЯ даже при номинально одинаковых параметрах различных образцов гетероструктур с КЯ GaAs/AlGaAs. Поэтому изготовить структуры с заданным расстоянием между квантоворазмерными уровнями представляется не легкой задачей, и в первую очередь повлиять на качество структуры могут различные технологические аспекты изготовления гетероструктур. Из-за них реальный профиль КЯ зачастую не совпадает с реальным, что влияет на расположение энергетических уровней и, соответственно, на спектральную чувствительность ФПУ, так как тогда модель прямоугольной КЯ, которая обычно применяется для описания электронного спектра, не

может точно описывать систему. Такое искажение интерфейсов КЯ происходит при выращивании гетероструктур методом молекулярно-лучевой эпитаксии из-за инерционности процессов, происходящих в ростовой камере установки.

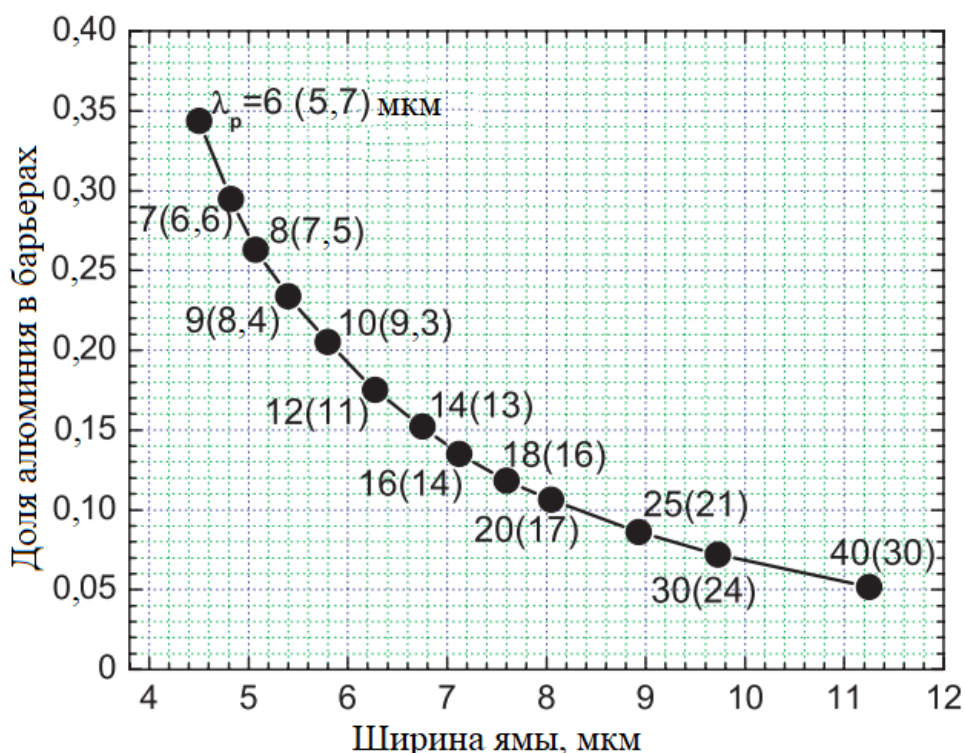


Рис. 1.3. Зависимость между долей алюминия x в барьерных слоях $Al_xGa_{1-x}As$ и рассчитанной с помощью метода огибающей ВФ длиной волны детектирования в структуре с множественными КЯ GaAs/AlGaAs. В скобках указаны экспериментально измеренные соответствующие длины волн детектирования (в мкм) для ФПУ с обозначенными параметрами [4].

Такое изменение электронного спектра в структурах с одинаковыми параметрами может происходить из-за изменения условий роста слоев, приводящего к изменениям в переходных процессах при напылении. Для верхней и нижней границ слоев в КЯ искажение также может быть неодинаковым из-за того, что при открытии и закрытии ячейки с напыляемым веществом процесс установления равновесия отличается. Поэтому, помимо применения теоретических методов расчета уровней, необходимо проанализировать возможности экспериментального определения положения уровней размерного квантования в КЯ. Одним из таких экспериментальных методов может быть исследование спектров фотолюминесценции КЯ (см. раздел 1.3 «Фотолюминесценция квантовых ям GaAs/AlGaAs»).

Оптические переходы в КЯ гетероструктур подчиняются правилам отбора, вытекающим из квантового характера этих процессов. Под действием внешнего излучения в КЯ возможно несколько видов переходов: внутризонные (между различными уровнями размерного квантования внутри одной зоны), межзонные (с определенного уровня валентной зоны на определенный уровень зоны проводимости), внутривозонные (в пределах одной подзоны, с изменением квазиволнового вектора k и участием третьей частицы) и переходы из квантованных энергетических состояний КЯ в надбарьерный энергетический континуум – фотоионизация. Эти типы переходов порождают семейства полос в спектрах поглощения.

Взаимодействие электронов в КЯ с излучением можно описать с помощью уравнения Шредингера (1), где к гамильтониану прибавляется слагаемое $\hat{H}^* = \frac{e}{m_0 c} (\vec{A} \hat{p})$, описывающее электрон-излучательное взаимодействие, \vec{A} – векторный потенциал. Матричный элемент перехода с i -го уровня на j -й уровень, полученный в первом порядке теории возмущения, пропорционален выражению [3,4]:

$$W_{ij} \sim \langle \psi_j | \hat{H}^* | \psi_i \rangle \quad (7)$$

Для внутризонных переходов электронов с основного уровня размерного квантования на первый возбужденный уровень в зоне проводимости матричный элемент пропорционален интегралу:

$$W_{ij} \sim \int dz \psi_2^*(z) [\vec{e}_z]^2 (\hbar/i) \partial / \partial z \psi_1(z) dz \quad (8)$$

где \vec{e}_z – проекция напряженности электрического поля на ось z .

Видно, что интеграл (8) не равен нулю, если четность ВФ ψ_1 и ψ_2 разная и если $e_z \neq 0$. Первое из двух этих условий выполняется для рассматриваемых переходов, так как эффекты размерного квантования в КЯ приводят к изменению четности ВФ для разных квантовых состояний по направлению размерного квантования (по оси z), причем переходы с изменением номера размерного квантования на единицу наиболее вероятны [61]. Таким образом, при всех значениях e_z , не равных нулю, вероятность перехода с основного уровня в КЯ на первый возбужденный уровень также не равна нулю. Но при условии, когда электромагнитная волна падает перпендикулярно плоскости структуры с КЯ, $e_z = 0$, то есть при падении света перпендикулярно плоскости структуры с КЯ переходы с основного уровня размерного квантования на первый возбужденный уровень, в первом порядке теории возмущений, невозможны.

В общем случае, на систему с КЯ падает излучение широкого спектра, в результате чего в зоне проводимости могут происходить переходы из квантованных состояний в яме в надбарьерный континуум – фотоионизация КЯ. Как следствие, результирующий спектр поглощения, а значит, и фоточувствительности, будет складываться из этих двух процессов. На рис. 1.4 изображен спектр поглощения с учетом процессов фотоионизации в гетероструктуре GaAs/AlGaAs с КЯ шириной 51 Å и расстоянием между первым и вторым уровнем размерного квантования 166 мэВ.

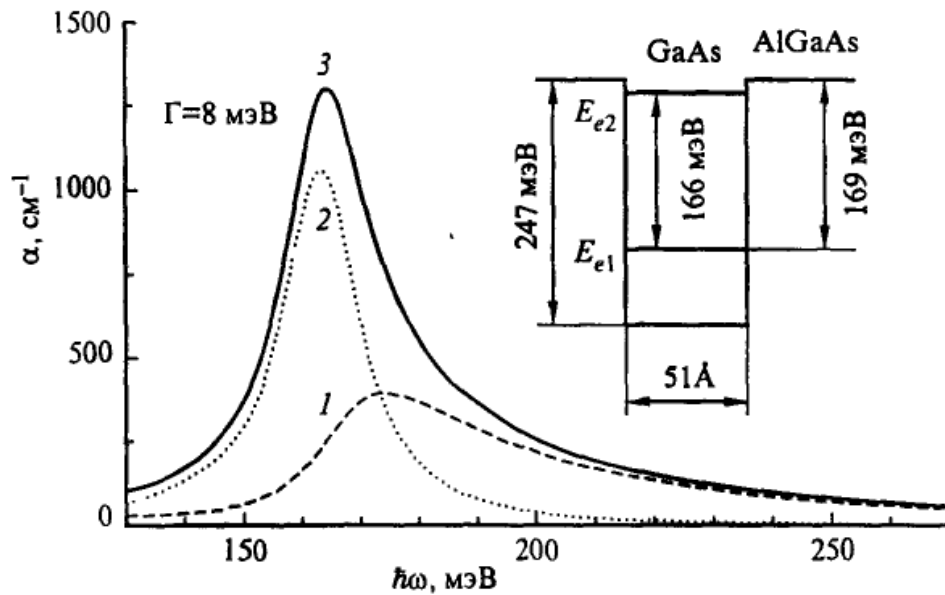


Рис. 1.4. Расчетный спектр внутризонного поглощения для КЯ с двумя уровнями размерного квантования. 1 – полоса фотоионизации, 2 – пик поглощения между уровнями E_{e1} и E_{e2} , 3 – результирующее поглощение [62].

Межзонные оптические переходы, определяющие поглощение и излучение света на краю запрещенной зоны, зависят, прежде всего, от типа двумерной структуры. Для гетероструктур контравариантного типа, к которому относится GaAs/AlGaAs, коэффициент поглощения определяется интегралом перекрытия ВФ электронов и дырок, расположенных в одной и той же области реального пространства. Он не равен нулю для функций с одинаковой четностью, и этот интеграл больше для функций с одинаковыми квантовыми числами. То есть межзонный оптический переход в первом порядке теории возмущений разрешен при условии, что он происходит между уровнями размерного квантования в валентной зоне и в зоне проводимости с одинаковым номером, причем вероятность перехода максимальна при переходе с первого (ближайшего к потолку

валентной зоны) дырочного уровня на основной электронный уровень размерного квантования.

Край межзонного поглощения в гетероструктуре с КЯ GaAs/AlGaAs определяется эффективной шириной запрещенной зоны и сдвигается по сравнению с краем поглощения в объемном материале в коротковолновую сторону на величину, равную суммарной энергии размерного квантования электронов и дырок, то есть для края межзонного поглощения выполняется условие:

$$\hbar\omega_{\text{край}} = E_g + E_{e1} + E_{h1} \quad (9)$$

Поглощение и излучение вблизи края запрещенной зоны зависит также от изменения энергетических спектров экситонными эффектами, которые можно учесть, рассчитав экситонные поправки к энергетическим уровням, к примеру, методом дробной размерности, предложенным в [63].

Перечисленные правила отбора, строго говоря, справедливы только для идеального случая симметричных КЯ. В случае нерезкого интерфейса в гетероструктуре, непараболичности энергетических зон или других факторов, они могут нарушаться и в спектрах могут возникать линии, соответствующие запрещенным переходам. Однако даже в этих случаях, указанные правила отбора следует учитывать, поскольку интенсивность оптических переходов, запрещенных этими правилами, будет довольно низкой.

1.3. Фотолюминесценция квантовых ям GaAs/AlGaAs

Для успешного детектирования излучения заданной длины волны фотодетектором на КЯ необходим прецизионный контроль положения первого возбужденного уровня энергии электрона относительно дна зоны проводимости AlGaAs-слоя в структуре с множественными КЯ. Для того чтобы фотовозбужденный электрон с верхнего уровня в КЯ мог дать вклад в общий фототок, расстояние между верхним уровнем до уровня континуума должно быть примерно равно тепловой энергии. Это необходимо для возможности теплового выброса носителей заряда из КЯ. С учетом того, что рабочая температура ФПУ на КЯ равна 50–70 К, это расстояние составляет порядка 5 мэВ.

Расстояние между уровнями определяет пиковую длину волны ФПУ на основе КЯ GaAs/AlGaAs, которая для таких устройств, как правило, находится в диапазоне 6–12 мкм и соответствует энергии ~100–200 мэВ. Для восстановления структуры энергетических уровней в гетероструктурах с КЯ используются различные способы,

например, исследование спектров поглощения [64], фотолюминесценции и возбуждения фотолюминесценции [60]. С их помощью можно установить положения дискретных энергетических уровней, обусловленных размерным квантованием носителей, связанных с ними экситонных состояний в КЯ GaAs/AlGaAs, определить соотношение каналов собственной и примесной рекомбинации в системе множественных КЯ в зависимости от технологических параметров и условий наблюдения [65], а также убедиться в том, что существует сильная корреляция между качеством интерфейса гетероструктуры с КЯ GaAs/AlGaAs и ее оптическими свойствами [66].

Совокупность методов, включающих в себя измерение спектров низкотемпературной фотолюминесценции (НФЛ) при температурах 5–90 К, спектров возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ) в диапазоне 1,4–2,2 эВ, соответствующем межзонным переходам в GaAs/AlGaAs-структурах, и спектров микрофотолюминесценции (МКФЛ) для анализа оптической однородности исследуемых образцов является одним из комплексных и полных подходов для характеристики гетероструктур с КЯ, и, в частности, гетероструктур GaAs/AlGaAs [67]. Данный комплекс методов может позволить более подробно, чем прямые измерения фотопроводимости в среднем ИК-диапазоне, описать различные зависимости положения уровней от технологических характеристик. С помощью измерений спектров ФЛ можно проследить эволюцию структуры уровней при изменении какого-либо фактора, например, температуры. Для того, чтобы идентифицировать положения энергетических уровней в спектрах, возникает необходимость в расчетах состояний электронов в КЯ с учетом различных поправок (экситонных эффектов, примесных состояний и др.) Учет перечисленных факторов может оказаться решающим для оптимизации работы фотодетекторов ИК-диапазона с ближнепольной резонансной связью.

Фотолюминесценция (ФЛ) КЯ GaAs/AlGaAs хорошо изучена и описана в работах [54,68–76]. В спектрах НФЛ абсолютное расположение различных линий изменяется в зависимости от параметров гетероструктуры с КЯ, но их расположение относительно других линий совпадает для образцов с разными параметрами. Также важно отметить, что интенсивность линий ФЛ в КЯ GaAs/AlGaAs зависит от температуры роста таких гетероструктур [73].

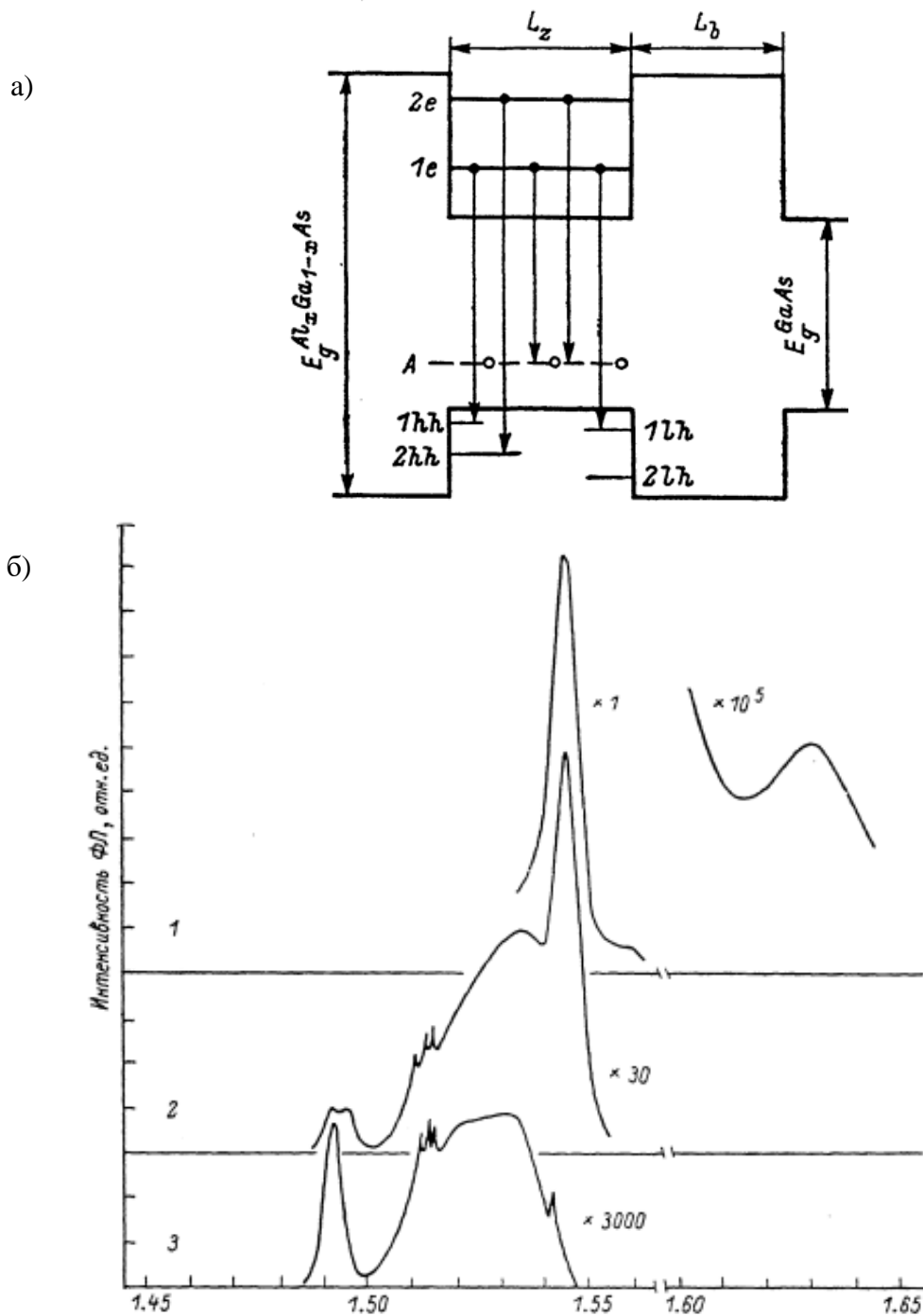


Рис. 1.5. а) Схема излучательных переходов в множественных КЯ GaAs/ $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$. L_z – ширина ямы, L_b — толщина барьера. Акцепторные состояния условно показаны одним уровнем – А. б) Спектры НФЛ при $T = 1,6$ К этой же структуры в зависимости от плотности возбуждения. Энергия возбуждающего излучения 1,9 эВ. Плотность возбуждения ($\text{Вт}/\text{см}^2$): 1 – 1000, 2 – 35, 3 – 0,25 [65].

На рис. 1.5 а) изображена схема возможных излучательных переходов в гетероструктуре с КЯ GaAs/ AlGaAs из работы [65] с участием электронных, дырочных и акцепторных уровней. Образцы в этой работе состояли из буферного слоя GaAs

толщиной 0,5 мкм, 100 слоев GaAs толщиной 11,2 нм, заключенных между слоями $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$. На рис. 1.5 б) излучение этой структуры с КЯ в области 1,49–1,52 эВ относится к буферному слою GaAs. Энергетическое положение пиков собственной люминесценции определяется экситонными уровнями, связанными с уровнями размерного квантования электронов и дырок (тяжелых (hh) и легких (lh)). Примесная люминесценция определяется переходами из размерно-квантованных состояний электронов в акцепторные состояния, различающиеся глубиной залегания. Разделение излучения на примесное и собственное в работе проводилось по эффекту насыщения люминесценции, который обусловлен конечной концентрацией примесей, и по энергетическому положению пиков.

При уровнях возбуждения более 50 Вт/см^2 в спектре НФЛ образца (рис. 1.5 б)) доминирует линия излучения 1,544 эВ. Она обусловлена аннигиляцией экситона, связанного с первым уровнем электрона, и тяжелой дырки. На коротковолновой стороне этой линии наблюдается плечо 1,555 эВ, связанное с экситоном, в котором участвует лёгкая дырка. На этом фоне отчетливо наблюдается линия 1,64 эВ, отвечающая аннигиляции экситона, образованного из электрона и тяжелой дырки на следующем (втором) уровне размерного квантования.

Пики примесной люминесценции, которые располагаются с длинноволновой стороны от линии экситонной рекомбинации, доминируют при низких уровнях возбуждения (менее $0,5 \text{ Вт/см}^2$). С увеличением накачки линии 1,532 эВ и полоса 1,518 эВ, проявляющаяся на ее длинноволновом крыле, насыщаются, то есть их интенсивности перестают расти с увеличением уровня возбуждения. Энергетическое положение этих линий и насыщение их интенсивностей позволяют авторам сопоставить их с переходами с первого электронного уровня в акцепторные состояния. Энергия ионизации акцептора в КЯ зависит от его местоположения [38].

Акцептор в центре ямы обладает большей энергией связи дырки, поэтому линия 1,518 эВ сопоставляется с этим переходом. С ростом уровня возбуждения ее интенсивность быстро насыщается, и она «тонет» в фоне более коротковолновой линии 1,532 эВ, насыщающейся при существенно больших интенсивностях накачки. Последняя линия обусловлена переходом на акцептор в интерфейсе, где его энергия ионизации в 1,5 раза меньше, чем в центре ямы. Анализ спектров примесной люминесценции в структуре образца позволяет заключить, что этот канал рекомбинации определяется концентрацией примесей, находящихся в области, близкой к интерфейсу. Таким образом, подобрав

подходящую интенсивность возбуждения, по спектру НФЛ можно определить расположение различных энергетических уровней в КЯ.

Аналогичный вид спектров НФЛ для КЯ GaAs/AlGaAs получен в работе [69], но в длинноволновой части спектров особенность связана не с акцепторными, а с донорными состояниями в КЯ. А более высокоэнергетичные особенности связаны с экситонами с участием тяжелых и легких дырок. Образец в данной работе состоял из 20 КЯ шириной 21 нм, мольная доля алюминия в барьере составляла $x = 0,33$.

В работе [74] также изучалась зависимость спектров НФЛ от плотности возбуждения для структуры с КЯ GaAs/AlGaAs с толщинами 30, 10 и 5 нм, разделенных барьерными слоями $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ толщиной 30 нм. На рис. 1.6 а) приведен спектр НФЛ, измеренный при плотности возбуждения $P = 150 \text{ Вт/см}^2$. Спектр состоит из четырех полос. Полосы А и В с максимумами в области энергий 1,5140 эВ и 1,4914 эВ соответствуют экситонной и акцепторной рекомбинации в КЯ GaAs шириной 30 нм, соответственно. Полосы С и D со значениями энергии 1,5532 и 1,6223 эВ обусловлены ФЛ КЯ с толщиной 10 нм и 5 нм, соответственно. При изменении мощности возбуждения от 0,2 до 200 Вт/см² (рис. 1.6 б)) для ямы шириной 10 нм при $P \leq 20 \text{ Вт/см}^2$ основной вклад в ФЛ дают акцепторные переходы. При увеличении P свыше 30 Вт/см² доминирующим в спектре ФЛ становится коротковолновое излучение, обусловленное экситонной рекомбинацией. В этих спектрах наблюдается интерфейсный эффект – присутствие двух экситонных максимумов (линии Е и F на рис. 1.6 б)), отстоящих друг от друга на величину около 2 мэВ. Он может быть объяснен наличием монослойных крупномасштабных флуктуаций ширины КЯ в плоскости гетерограницы [75]. О малой дисперсии слоя флуктуаций также свидетельствует отсутствие изменения спектрального положения экситонных максимумов с повышением плотности возбуждения.

В спектрах НФЛ для ямы шириной 5 нм по мере увеличения плотности возбуждения, начиная с $P = 40 \text{ Вт/см}^2$, преобладающим в спектрах становится коротковолновое экситонное излучение, в котором также наблюдаются два максимума, но расстояние между ними составляет 5 мэВ (линии G и H на рис. 1.6 в)). Эта величина, как объясняется в работе, соответствует сдвигу в энергетическом положении перехода с электронного уровня на уровень тяжелых дырок при изменении толщины ямы на один монослой.

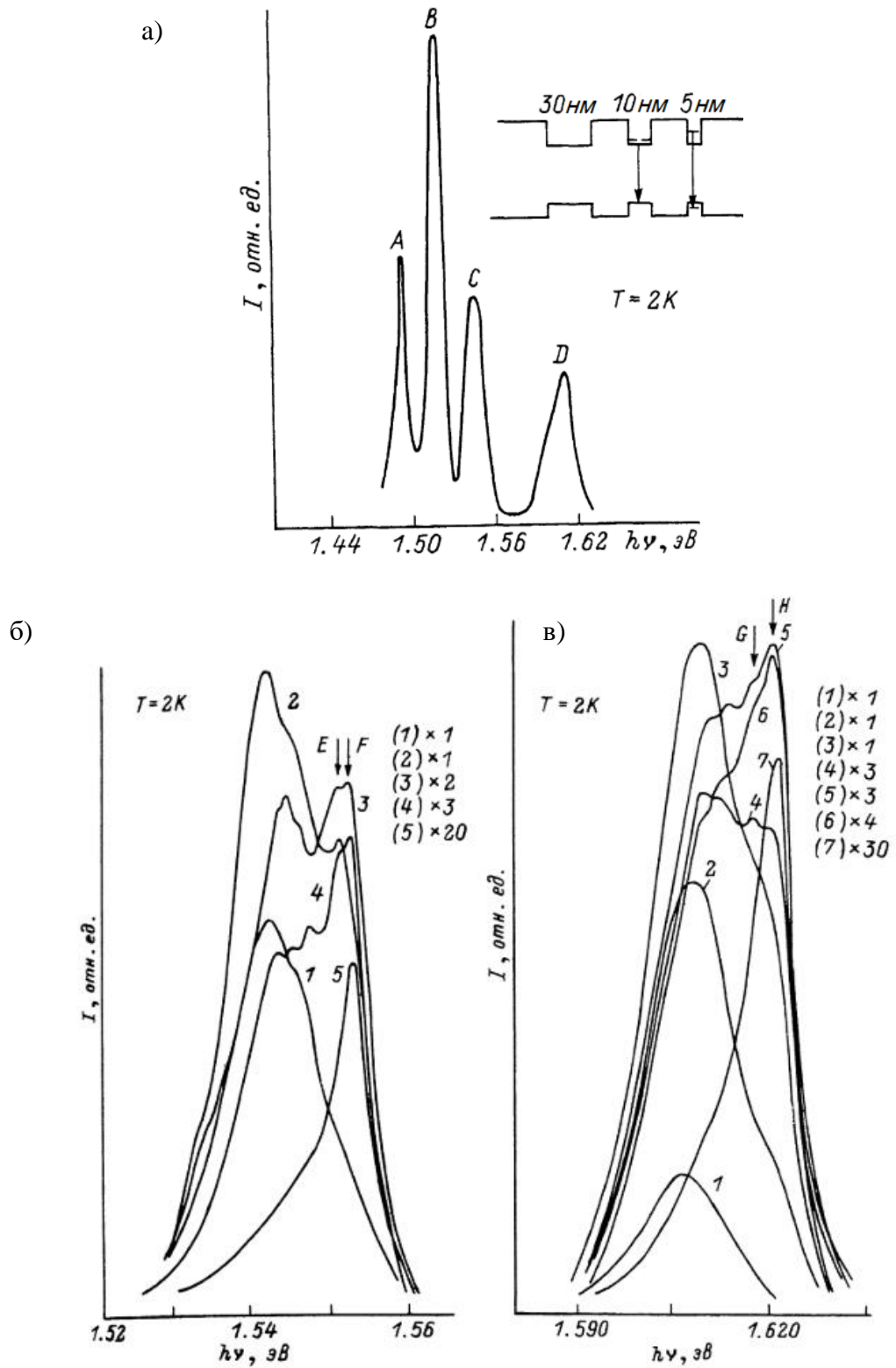


Рис. 1.6. а) Спектр НФЛ гетероструктуры с КЯ GaAs/AlGaAs при $T = 2\text{ K}$, длине волны возбуждения $\lambda_{\text{возб}} = 4888\text{ \AA}$ и плотности возбуждения $P = 150\text{ Вт/см}^2$. б) Спектры НФЛ для КЯ с шириной 10 нм при различных плотностях возбуждения P (Вт/см^2): 1 – 8,1, 2 – 19, 3 – 32, 4 – 42, 5 – 128. в) Спектры НФЛ для КЯ с шириной 5 нм при

различных плотностях возбуждения P (Вт/см²): 1 – 2,1, 2 – 8,1, 3 – 19, 4 – 32, 5 – 42, 6 – 51, 7 – 215 [74].

В работе [68] был предложен метод оценки резкости границы гетероперехода GaAs/AlGaAs путем анализа полуширины спектральных линий межзонных переходов и сравнения положений уровней энергии с теоретическими расчетами с помощью метода огибающей ВФ. Для этого исследовалась НФЛ (при $T = 75$ К) образца, состоящего из четырех одиночных КЯ GaAs/Al_{0,54}Ga_{0,46}As. Толщины ям были равны 3 нм, 4 нм, 7 нм и 10 нм, толщины барьеров превосходили толщину ям примерно на порядок. С помощью метода огибающей ВФ были идентифицированы уровни E_{el} и E_{hh1} , с которыми связан пик в спектре, отвечающий излучательной рекомбинации в прямоугольной яме конечной высоты. Размытие границы гетероперехода GaAs/AlGaAs для наиболее узкой ямы шириной 3 нм было оценено с помощью предложенного метода величиной в нескольких атомных слоев.

Известно, что вид спектров НФЛ КЯ GaAs/AlGaAs зависит от температуры. Для образцов с КЯ шириной 21 нм в работе [69] измерена температурная зависимость сигнала ФЛ при температурах 5 К, 30 К и 60 К. С повышением температуры записи спектров линии, соответствующие энергии межзонных переходов, испытывают большее размытие и, соответственно, становится больше полуширина таких линий. Также в силу того, что с ростом температуры уменьшается ширина запрещенной зоны в КЯ, линии в спектрах НФЛ в таком случае испытывают низкочастотный сдвиг.

Спектроскопия ВФЛ является распространенным методом для исследования структуры электронных уровней материалов с низким поглощением, поскольку позволяет резко увеличить отношение сигнала к шуму по сравнению с прямыми измерениями поглощения. В опытах по измерениям этих спектров измеряется интенсивность основной (низшей по энергии) линии ФЛ при изменении длины волны (энергии кванта) возбуждающего излучения. Интенсивность ФЛ в этом случае пропорциональна коэффициенту поглощения при условии градуирования интенсивности возбуждающего спектра [61].

Так, например, в работе [71] удалось с помощью измерения спектров возбуждения ВФЛ обнаружить межзонные переходы, запрещенные правилами отбора для симметричных прямоугольных КЯ конечной высоты. На рис. 1.7 изображен спектр ВФЛ для структуры с 30 КЯ GaAs/AlGaAs шириной 26 нм, мощность возбуждения составляла 60 Вт/см², $T = 7$ К, длина волны детектирования составляла 1,519 эВ. Все линии в спектре, кроме двух, представляют собой разрешенные экситонные переходы

между состояниями дырки и электрона, каждый из которых отождествляется с одним и тем же квантовым числом n . Разрешенные переходы обозначены на рис. 1.7 как E_{nm} , где t означает, что переход происходит с участием легкой или тяжелой дырки ($t = l$ или $t = h$, соответственно). Запрещенными являются переходы E_{f1} , E_{f2} – пики в спектре ВФЛ и E_{f3} , E_{f4} , которые являются длинноволновыми плечами для линий E_{3h} E_{4h} . Для этих четырех переходов не совпадают номера электронного и дырочного уровня, и такие переходы запрещены согласно правилам отбора для симметричных прямоугольных КЯ.

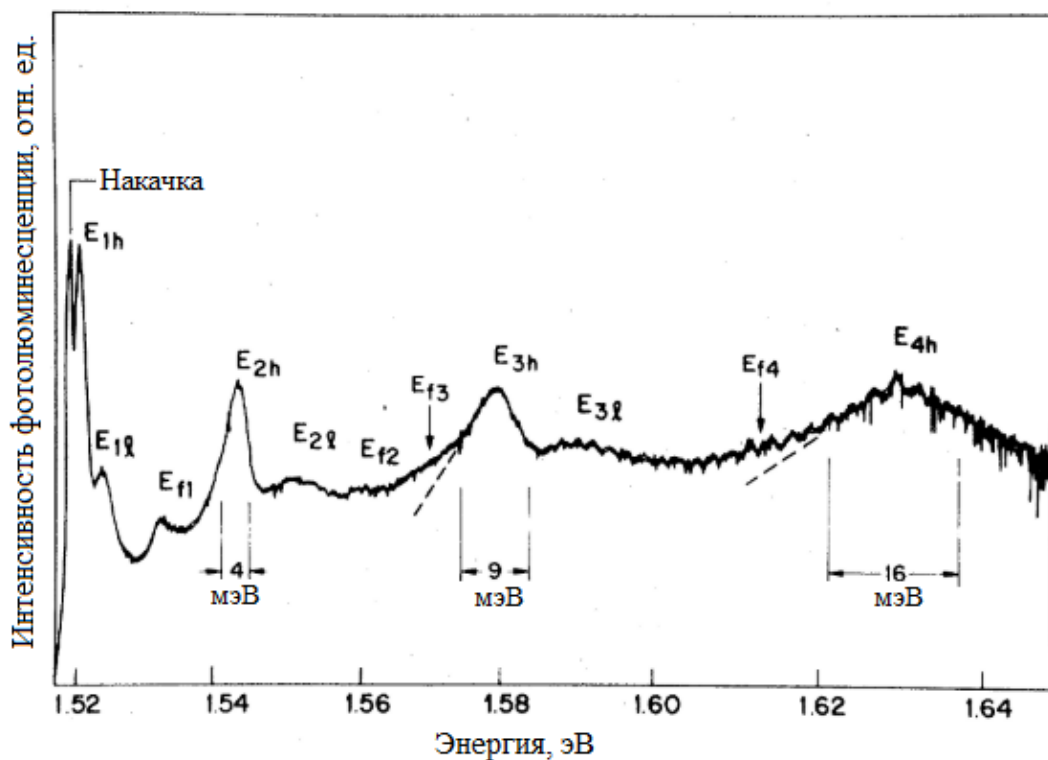


Рис. 1.7. а) Спектр ВФЛ, на котором присутствуют разрешенные и запрещенные для симметричных КЯ межзонные переходы [71].

Можно видеть, что работы [68,70,71,74–76] объединяет специфический эффект – в спектрах НФЛ и ВФЛ возникают линии, соответствующие запрещенным для симметричных КЯ межзонным переходам. Этот эффект чаще всего объясняется отклонением профиля КЯ от прямоугольной формы. Так, в работе [68] отсутствие в спектре НФЛ линий, не связанных с основными разрешенными межзонными переходами, связывается с малой величиной размытия границы. В [70] причиной появления в спектре запрещенного для идеально прямоугольной ямы перехода между электронным и дырочным уровнем является наличие фоновой примеси в нелегированных структурах с КЯ GaAs/AlGaAs. В данной работе описано, что фоновая примесь обуславливает появление встроенного поля, наличие которого приводит к

нарушению правил отбора. Наличие запрещенных переходов в спектре ВФЛ в работе [71] объясняется искривлением потенциала дна КЯ за счет перехода дырок или электронов из барьерных слоев AlGaAs в слой КЯ GaAs.

Для исследования однородности оптических свойств вдоль образца с множественными КЯ, изучения отдельных точечных дефектов и влияния стехиометрии обычно используют метод измерения МКФЛ, позволяющий картировать поверхность образца с шагом порядка одного микрометра. В работе [76] с помощью метода измерения низкотемпературной МКФЛ при $T = 8$ К было исследовано влияние флуктуаций состава в барьерах AlGaAs на положение экситонных уровней в тонких КЯ GaAs/AlGaAs. Результаты показали, что, помимо шероховатости интерфейсов, существенную роль в локализации экситонов в КЯ GaAs/AlGaAs играют флуктуации состава барьеров AlGaAs.

Таким образом, к настоящему времени различные аспекты ФЛ КЯ GaAs/AlGaAs довольно хорошо изучены, но, как показывают представленные результаты, положение, ширина и форма линий излучения в таких структурах существенно зависят от идеальности гетерограниц, и флуктуации ширины ямы даже в пределах одного-двух атомных слоев для узких КЯ могут приводить к флуктуациям потенциала порядка десятков мэВ [61]. При наличии множества статей, в литературе нет комплексного подхода для экспериментального определения положения уровней размерного квантования с учетом различных поправок, который бы позволял неразрушающим образом оценить положение уровней и однородность характеристик образца с КЯ, особенно в случае большого количества узких КЯ. Поэтому разработка экспериментальных методов оценки положения уровней и качества интерфейсов КЯ с помощью низкотемпературных спектров ФЛ, ВФЛ и МКФЛ представляется важной задачей для эффективной работы QWIP-структур на основе структуры с КЯ GaAs/AlGaAs.

1.4. Фонон-поляритоны в SiC

Фонон-поляритоника является сравнительно новой, активно развивающейся областью физики, которая открыла ряд возможностей для управления светом среднего и дальнего ИК-диапазонов [25–27,29,77]. Фонон-поляритоны – это связанные колебания, возникающие из-за взаимодействия света и колебаний кристаллической решетки, резонансы которых для полярных кристаллов принадлежат среднему и дальнему ИК-диапазону спектра. Резонансные свойства фонон-поляритонов могут быть использованы

по аналогии с плазмонными резонансами, типичными для металлов на оптических частотах.

Диэлектрическая функция полярного кристалла с учетом затухания выражается следующим образом:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} \left(1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma} \right) \quad (10)$$

где ω_{LO} и ω_{TO} – частоты продольного оптического (LO) и поперечного оптического (TO) фононов среды, ε_{∞} – высокочастотная диэлектрическая постоянная полярного кристалла, Γ – постоянная затухания фонона в данной среде, которая определяется электрон-фононным взаимодействием. Вид действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости, выраженной функцией (10), в зависимости от частоты при соотношении $\Gamma/\omega_{TO} = 0,05$ изображены на рис. 1.8 а).

Электромагнитные волны взаимодействуют с поперечными возбуждениями кристаллической решетки (TO фононами), и это взаимодействие описывается уравнениями Максвелла. Подставив выражение (10) в полученный из уравнений Максвелла закон дисперсии $k^2 = (\omega^2/c^2)\varepsilon$, получим дисперсионное соотношение для результирующей смешанной волны – фонон-поляритона:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\infty} \left(1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma} \right) \quad (11)$$

На рис. 1.8 б) сплошными линиями b и f изображены дисперсионные кривые фонон-поляритона. При значении волнового вектора, когда пересекаются дисперсионные кривые фонона и фотона в среде, образуются связанные колебания. Причина заключается в том, что электромагнитные волны могут возбуждать оптические фононы, а осциллирующие заряды – излучать электромагнитные волны, и эти две волны различного типа не могут быть разделены. В результате смешивания частоты двух волн изменяются: одна из них увеличивается, другая уменьшается, и в законе дисперсии образуются две фонон-поляритонные ветви.

Частицы полярных кристаллов, в которых могут существовать такие связанные колебания, могут использоваться как концентраторы электромагнитной энергии по аналогии с плазмонными резонансами в наночастицах в видимом и ближнем ИК-диапазонах. Причем, как правило, для наблюдения эффекта усиления локального электромагнитного поля вокруг частицы полярного кристалла необходимо, чтобы

частица полярного кристалла имела размер в диапазоне от субмикронного до размера в несколько микрон [27].

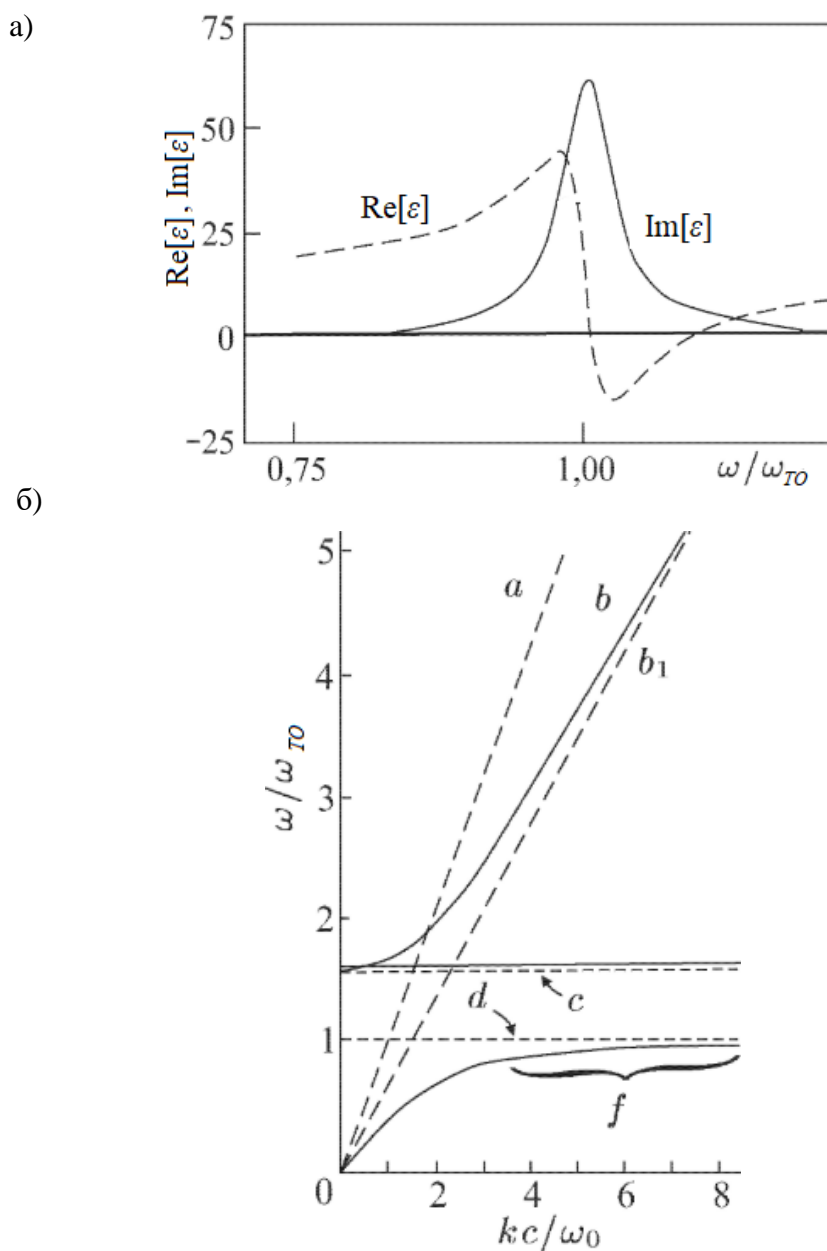


Рис. 1.8. а) Действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости (обозначены прерывистой и сплошной линией, соответственно) при $\Gamma/\omega_{TO} = 0,05$. б) Схематическое изображение дисперсионных кривых в полярном кристалле при отсутствии взаимодействия между световой волной и колебаниями решетки (кривые a , b_1 , c , d) и для фотон-поляритона (кривые b , f). Кривая a – дисперсия света в вакууме; b , f – смешанные фотон-фононные моды (верхняя и нижняя поляритонные ветви); b_1 – дисперсия фотона в среде без взаимодействия с фононом; c , d – продольное и

поперечные решеточные колебания, соответственно, не взаимодействующие со светом [78].

Как было показано выше, фонон-поляритонный резонанс, в отличие от плазмонного, может иметь две резонансных линии, которые соответствуют двум поляритонным ветвям в законе дисперсии. Резонансный отклик для фонон-поляритонной частицы характеризуется эффективностью (или коэффициентом) экстинкции, учитывающей процессы рассеяния и поглощения, и включающей в себя всевозможные моды электромагнитного поля, которые могут возбуждаться на микрочастице. Так, например, в работе [27] для сферической микрочастицы полярного кристалла с диаметром около 1 мкм, находящейся в вакууме, рассчитана эффективность экстинкции с помощью теории Ми. Были обнаружены две резонансные фонон-поляритонные моды: $\omega_{php1} \approx 0,96\omega_{TO}$, $\omega_{php2} \approx 1,22\omega_{TO}$. Эффективность экстинкции для моды с большей частотой была примерно в 6 раз больше второй.

Величина усиления поля фонон-поляритоном, положение резонансов и формы линий также связаны с тем, какие материалы находятся в ближней зоне поляритон-активной частицы, то есть, к примеру, наличие подложки или матрицы, в которую помещаются такие частицы, существенно изменяет отклик на внешнее возбуждение. В работе [79] на пластину 6H-SiC размером $0,5 \times 0,5$ см² поместили массив микродисков из полярного кристалла GaN с диаметром 3,2 мкм и расстоянием между элементами 1,6 мкм. В спектрах отражения света, направленного под различными углами (40°–60°) к такой структуре, наблюдались локальные максимумы, которые авторы связали с возникновением локализованных фонон-поляритонных мод в «решетке» из микродисков GaN на поверхности SiC. Для подтверждения этого предположения было проведено моделирование в среде COMSOL, которое проиллюстрировало наличие локализованных мод связанных фотон-фононных колебаний в микродисках и дало хорошее согласие с экспериментом по спектральному положению этих резонансов. Схожая конфигурация была исследована в [80]. Микродиски из α -MoO₃ толщиной 144 нм и диаметром 6 мкм на подложке из SiO₂ демонстрировали локализацию поля ближнего поля на длине волны около 11 мкм за счет образования фонон-поляритонов, причем с уменьшением толщины дисков интенсивность локализации увеличивалась.

В работе [77] изучалась зависимость фонон-поляритонного резонанса от формы «резонаторов»: с помощью сканирующей ближнепольной микроскопии было исследовано распределение электромагнитного поля среднего ИК-диапазона (с длиной волны ~ 7 мкм) вблизи массива наноконусов из гексагонального нитрида бора (hBN),

размещенных на подложке SiO₂. Электромагнитная энергия концентрировалась на стенках конусов, причем форма и величина резонансов менялась в зависимости от величины возбуждения и формы наноконусов. Происхождение таких резонансов было отнесено к фонон-поляритонным возбуждениям. Также в работе проиллюстрировано, как интенсивность локализованных фонон-поляритонных волн распределена внутри наноконусов и как частота возбуждающей электромагнитной волны изменяет картину распределения поля внутри и вблизи наноконусов.

В диапазоне длин волн 8–14 мкм выраженными фононными резонансами обладает полярный кристалл SiC (рис. 1.9 а)). В объемном SiC частоты собственных оптических колебаний решетки соответствуют длинам волн около 10,3 мкм и 12,6 мкм, но учитывая тот факт, что частоты фонон-поляритона сдвигаются по сравнению с положением собственных решеточных резонансов, а также учитывая возможность управлять положением резонансов с помощью микроструктурирования, микрочастицы SiC можно использовать в качестве концентраторов электромагнитного поля в более широком диапазоне длин волн. SiC имеет много структурных конфигураций (политипов), самые распространенные из которых 3С, 4Н, 6Н и т.д., которые, в том числе, обладают отличающимся положением резонансов ω_{TO} и ω_{LO} , что дает дополнительное преимущество для управления положением фонон-поляритонных резонансов в нужной области спектра.

На рис. 1.9 а) изображены спектры ИК-отражения и комбинационного рассеяния для пластины 4Н-SiC, решеточные резонансы которого находятся вблизи 790 см⁻¹ и 965 см⁻¹ [81], а из рис. 1.9 б) можно убедиться, что коэффициент экстинкции, от величины которого зависит способность локализации электромагнитного поля, наибольший для SiC из ряда широко используемых в микроэлектронике полярных кристаллов.

Чаще всего в качестве фонон-плазмонных резонаторов используют не плоскостную конфигурацию SiC (сплошные тонкие пленки, монослой), а периодические структуры. В работе [26] изготовили массив из столбчатых наноантенн из 6Н-SiC высотой 800 нм и диаметром 250 нм на подложке SiC, который демонстрировал в спектре отражения выраженные локализованные фонон-поляритонные резонансы, накладывающиеся на широкую, сильно отражающую полосу остаточных лучей. Такие наноантенны обладают узкими спектральными линиями (7–24 см⁻¹) и обладают высоким коэффициентом экстинкции (40–135). Также в этой работе показано, что наличие подложки из SiC изменяет симметрию ближнего поля наноантенн, а массив наноантенн, выполняя роль дифракционной решетки для света среднего ИК-диапазона, позволяет

дополнительно усилить падающее излучение и обеспечить сильную связь между соседними наноантеннами.

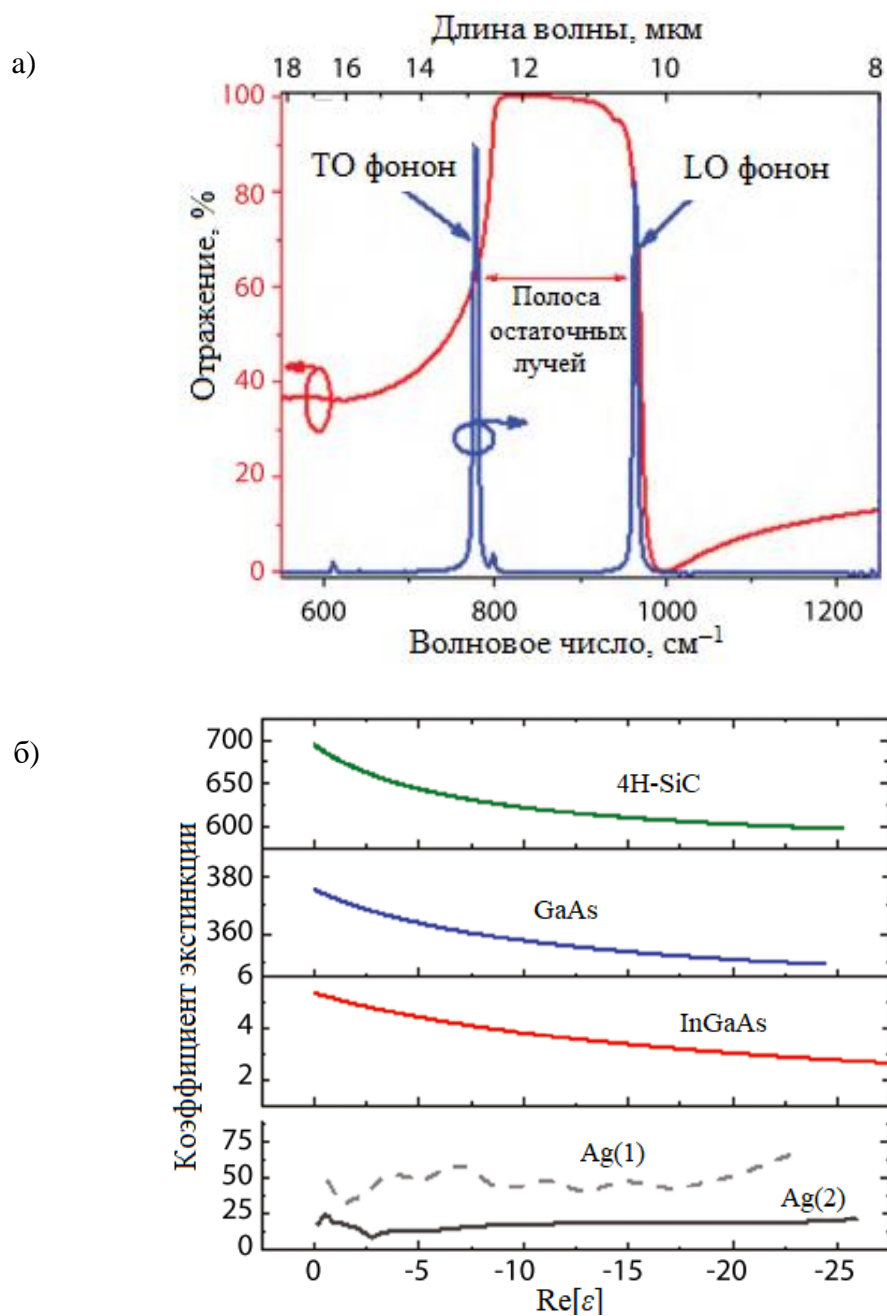


Рис. 1.9. а) Спектры ИК-отражения (красная кривая) и спектры комбинационного рассеяния (синяя кривая), полученные от полуизолирующей пластины из 4H-SiC. б) Рассчитанный коэффициент экстинкции для 4H-SiC (зеленая кривая) и других материалов (обозначены на рисунке). Данные для Ag взяты из двух разных источников и обозначены порядковыми номерами (1) и (2) [25].

Качественно схожие результаты были получены в [82] для оптически тонкой мембраны с решеткой из отверстий диаметром 1–2 мкм 3C-SiC, с расстоянием между отверстиями 7 мкм. Такой выбор параметров позволил устранить дифракционные и интерференционные эффекты и продемонстрировать, что локализация поля вблизи отверстий вызвана возбуждением поверхностных фононных поляритонов. В работе также показано, как изменяется эффективная диэлектрическая проницаемость такой мембраны с изменением размера отверстий и расстояния между отверстиями. Также, в работе [83] продемонстрировано усиление в 100 раз ИК-излучения в ближней зоне сферической частицы SiC размером 1 мкм, покрытой слоем молекул антрацена, возбужденных излучением вблизи фонон-поляритонного резонанса такой частицы.

Особое внимание в литературе уделяется так называемым фонон-плазмонным модам, когда к фонон-поляритонному резонансу добавляется плазмонный резонанс при большой концентрации свободных носителей заряда в полярном диэлектрике [79,82–85]. Он изменяет форму резонансного отклика, сдвигает его положение. Таким образом, управляя концентрацией свободных носителей в полярном кристалле, можно дополнительно осуществлять тонкую настройку резонанса. Так, например, в [81] с увеличением концентрации свободных носителей от $5 \cdot 10^{16}$ до $5,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ LO фонон-плазмонная мода в 4H-SiC сдвигается в длинноволновую область, уширяется и уменьшается по интенсивности. С помощью экспериментальных данных можно решить обратную задачу: с помощью полуширины и положения пика определить концентрацию свободных носителей. Также в работе [86] сообщается о сильной связи плазмона в графене с поверхностными оптическими фононами подложки 6H-SiC. Обнаружено наличие двух связанных фонон-плазмонных мод с частотой ниже и с частотой выше колебаний решетки ω_{TO} и ω_{LO} .

Сравнительно недавно развитие оптических ближнепольных методов позволило исследовать распределение локальных полей вокруг фонон-поляритонных образцов с пространственным разрешением около 1–30 нм, определяемым радиусом зондирующей иглы ближнепольного оптического микроскопа [87–90]. В частности, в [91] было экспериментально обнаружено, что над «частицами» открытой поверхности SiC, сформированными в виде отверстий в непрозрачной металлической маске, амплитуда ближнего поля таких «микрочастиц» возрастает в 20 раз по сравнению с аналогичной величиной, измеренной над ровной однородной поверхностью SiC.

Итак, в работе [91] было обнаружено заметное увеличение амплитуды и интенсивности ближнего поля в среднем ИК-диапазоне вблизи микрочастиц полярного

кристалла SiC по аналогии с плазмонными резонансами в видимом и ближнем ИК-диапазонах в металлических наночастицах. Более точная подстройка фононных резонансов для ближнепольных задач включает в себя подбор положения ω_{TO} и ω_{LO} , плотности покрытия такими частицами-микрорезонаторами, а также подбор их формы, что может обеспечить чувствительность частиц SiC к направлению падающей электромагнитной волны.

Необходимо заметить, что поиск новых методов синтеза микрочастиц SiC, которые будут обладать высоким структурным совершенством и выраженными решеточными резонансами, является актуальной задачей. Как правило, в коммерчески доступных порошках микрочастиц SiC решеточные резонансы либо слабо выражены, либо не наблюдаются вовсе. Среди уже известных методов получения нано- и микрокристаллов SiC, таких как плазмохимический, карботермический методы, пиролиз органосиланов, химическое парофазное осаждение и других, метод, использующий химическое растворение SiC в растворах на основе плавиковой кислоты, является наиболее надежным для получения кристаллов с высоким качеством структуры [92,93]. К существенным недостаткам таких химических технологий следует отнести их трудоемкость и многостадийность, невысокий выход качественного продукта, повышенную экологическую опасность, связанную с интенсивным использованием плавиковой кислоты, пары которой ядовиты. Прямые методы получения микрокристаллов SiC при обычных давлениях (плазмохимические, пиролиз органосиланов), как правило, дают кристаллы с дефектами упаковки или примесью различных политипов SiC и примесных фаз. Например, пиролизом органосиланов при обычных давлениях удается получать порошки наночастиц размером 30–100 нм, в которых кроме основной фазы кубической модификации 3C-SiC присутствуют другие поли типы и аморфный углерод [94]. Присутствие различных поли типов и дефектов упаковки в зернах SiC неизбежно приводит к заметному структурному беспорядку и деградации оптических свойств [95]. В то же время, известно, что высокие давления способствуют получению именно кубической модификации 3C-SiC [96], несмотря на то, что поли типы SiC имеют практически одинаковую плотность. Таким образом, синтез под высоким давлением может позволить получить узкие решеточные резонансы, присущие 3C-SiC, что позволит лучше их контролировать и точнее настраивать на нужную длину волны. В свою очередь, проведение синтеза при разных температурах может обеспечить возможность плавной подстройки среднего размера частиц, что важно для управления ближним полем локализованных фонон-поляритонных резонансов.

До настоящего момента не было показано, как гетероструктура с множественными КЯ GaAs/AlGaAs взаимодействует с локализованными фонон-поляритонными резонансами в SiC, влияют ли микрочастицы SiC на распределение электромагнитного поля внутри гетероструктуры с КЯ GaAs/AlGaAs, возможна ли резонансная передача локализованного фонон-поляритонного возбуждения от микрочастиц полярного кристалла в подсистему таких КЯ и от чего она зависит. Для выяснения этих эффектов представляется важным уметь получать микрочастицы SiC контролируемые параметрами. Поэтому необходимо разработать способ изготовления высокочистого SiC, обладающего интенсивными решеточными резонансами, и разработать систему методов, которые позволят управлять оптическими параметрами микрочастиц.

1.5. Фотопроводимость квантовых ям GaAs/AlGaAs

В разделах 1.1 и 1.2 были рассмотрены механизмы, с помощью которых электрон в зоне проводимости КЯ гетероструктуры GaAs/AlGaAs может перейти с основного уровня размерного квантования на первый возбужденный уровень, находящийся вблизи края барьера. Возбужденные таким образом электроны могут двигаться под действием электрического поля в зоне проводимости выше барьера и создавать фототок. Теория о механизмах фотопроводимости между уровнями размерного квантования в КЯ GaAs/AlGaAs, а также о возможной роли в фотопроводимости переходов из связанных состояний в КЯ подробно освещалась во множестве работ, см. напр. [4,9,97–102].

Рассмотрим влияние электрического поля на энергетический спектр носителей, локализованных в КЯ. Если к гетероструктуре с КЯ приложить в направлении ее роста (по оси z) постоянное во времени электрическое поле, движение электрона в КЯ описывается уравнением Шредингера (1) (см. раздел 1.2), но к потенциалу КЯ нужно добавить потенциал электрического поля E : $\delta U_{эл} = + eEz$, где e – заряд электрона. Форма КЯ в электрическом поле также трансформируется как показано на рис. 1.10. На границе ямы образуется потенциальный барьер треугольной формы. Поэтому даже для электронов, расположенных в глубине ямы, существует конечная вероятность туннелирования через барьер в надбарьерную область. С ростом напряженности приложенного поля меняется наклон и уменьшается высота треугольного барьера, ограничивающего движение носителей. Следовательно, энергия дискретных состояний в КЯ зависит от напряженности приложенного электрического поля. Первый

возбужденный уровень в КЯ расщепляется на множество квазидискретных состояний вследствие туннелирования электронов через треугольный потенциальный барьер. Это приводит к уширению пика поглощения падающего излучения и его сдвигу в коротковолновую часть спектра [62].

Подбирая состав материалов, из которых состоит гетероструктура с КЯ, и толщину слоев, можно получить расстояние между уровнями квантования, обеспечивающее поглощение в заданном спектральном диапазоне. Для того, чтобы фотовозбужденные электроны могли дать соответствующий вклад в фототок, им требуется выход в сплошной спектр надбарьерного пространства. В отсутствие внешнего электростатического поля ($E = 0$) фотовозбужденные носители рекомбинируют и вся система находится в термодинамическом равновесии. Если $E \neq 0$, то равновесие нарушается и фотоэлектроны, рожденные оптическими переходами, образуют фототок с плотностью J_ϕ .

Плотность фототока J_ϕ равна [59]:

$$J_\phi = \frac{e\eta I_0}{h\nu l} p \tau V_d \quad (12)$$

где I_0 – интенсивность падающего излучения, l – длина области поглощения, p – вероятность выброса электрона из ямы, τ – время, в течение которого происходит обратный захват электрона в яму, η – параметр, характеризующий эффективность поглощения и называемый квантовой эффективностью, V_d – дрейфовая скорость электронов в надбарьерном пространстве.

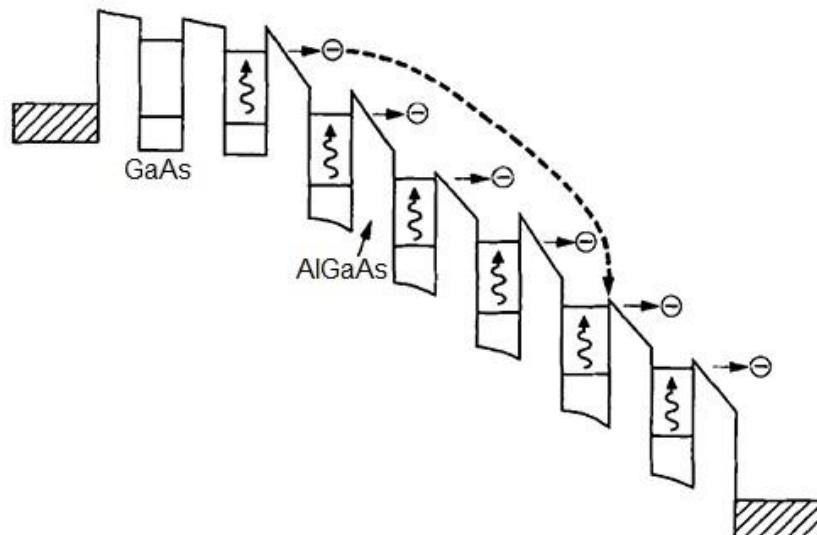


Рис. 1.10. Схема гетероперехода GaAs/AlGaAs в присутствии электрического поля [9].

При $E \neq 0$ и в отсутствие освещения через структуру протекает темновой ток с плотностью J_m . Темновой ток определяет уровень шумов прибора на основе гетероструктуры с КЯ. Основными источниками темнового тока являются туннелирование электронов в надбарьерное пространство с основного уровня и термические выбросы электронов из ямы. Плотность темнового тока с учетом этих эффектов, согласно работе [3], равна:

$$J_m(E) = q \cdot v(E) \cdot \frac{m^*}{\pi \hbar^2 (L_w + L_B)} \exp\left(\frac{V_b(E) - (\varepsilon_1 + \varepsilon_F)}{kT}\right) \quad (13)$$

где m^* – эффективная масса носителей, $v(E)$ – средняя скорость дрейфа электронов в барьере AlGaAs, ε_1 – энергия основного состояния электронов в КЯ, ε_F – энергия Ферми, $V_b(E) = V_b^0 - qE \frac{L_w}{2}$ – зависимость высоты барьера от величины приложенного электрического поля E .

С увеличением рабочей температуры ФПУ на основе КЯ плотность темнового тока увеличивается [9]. Наряду с выбросами электронов из КЯ имеет место обратный захват электронов на основной уровень в яме [103]. Таким образом, для получения нужного уровня фоточувствительности ФПУ с множественными КЯ GaAs/AlGaAs, необходимо учитывать вышеперечисленные процессы. Для типичных подобных устройств, у которых период (сумма ширины КЯ и барьера) лежит в интервале 30–50 нм, $T = 77$ К, значения дрейфовой скорости составляет величину порядка 10^7 см·с⁻¹, вероятность выброса из КЯ оценивается как 0,06–0,1, а время обратного захвата составляет 5–10 пс [98].

Как уже упоминалось в разделе 1.1, для того, чтобы преодолеть ограничение, связанное с тем, что падающее под прямым углом к поверхности излучение не поглощается при внутризонных переходах в КЯ, применяются различные методы обхода этого ограничения, например, направление падающего излучения под углом 45° или под углом Брюстера, который для GaAs приблизительно равен 73°. Второй из названных способов был осуществлен в работе [9] для гетероструктуры с КЯ GaAs/AlGaAs, спектр фоточувствительности для которой изображен на рис. 1.11. Измерив такой же спектр с использованием многократного отражения введенного под углом луча от полированных стенок, авторам работы удалось увеличить величину фоточувствительности на два порядка.

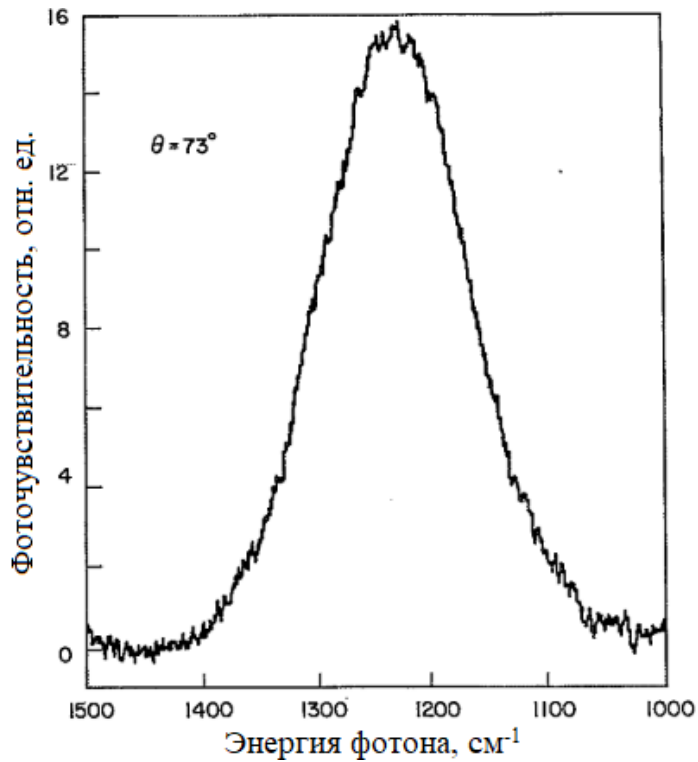


Рис. 1.11. Измеренный при угле падения Брюстера (73°) спектр фотопроводимости структуры с множественными КЯ GaAs/AlGaAs [9].

Вид спектра фоточувствительности, изображенного на рис. 1.11, является типичным для ФПУ с множественными КЯ GaAs/AlGaAs и, в целом, повторяется для всех таких структур у других авторов [11,37,104–108]. Изменяется только положение пиковой длины волны детектирования и полуширина линии в соответствии с параметрами ФПУ и соотношением сигнал/шум.

Однако, как уже упоминалось в разделе 1.3, кроме того, что образцы с КЯ могут обладать асимметрией границ, из-за наличия дефектов и неконтролируемо введенных примесей в структуре в их энергетическом спектре могут возникать дополнительные уровни. Это может изменять, в том числе, спектр фотопроводимости ФПУ с КЯ GaAs/AlGaAs. Так как GaAs-КЯ нередко легируют δ -слоем кремния для увеличения количества носителей в КЯ [3], это может создавать дополнительные примесные донорные уровни в энергетическом спектре. В основном, это мелкие уровни, но выяснено, что в объемном GaAs или в твердых растворах AlGaAs могут образовываться глубокие примесные уровни – DX-центры [109]. Образование DX-центров происходит за счет захвата свободных электронов на мелкий донорный уровень с последующим изменением структуры кристаллической решетки так, что мелкий уровень трансформируется в дважды занятый глубокий уровень. В результате DX-центры

вызывают уменьшение количества свободных электронов, что может повлиять на фотоэлектрические свойства полупроводниковой структуры с КЯ.

В настоящее время для эффективного детектирования излучения среднего и дальнего ИК-диапазонов изготавливают матричные ФПУ на основе КЯ GaAs/AlGaAs с большим количеством элементов, и для таких устройств принципиальна возможность детектирования излучения, падающего по нормали к плоскости матрицы. В целом, работы [110–119] и обзоры [120,121] наглядно демонстрируют несколько основных направлений исследований в области QWIP-структур, развившихся за последние годы. Эти направления можно условно разделить на две группы – связанные с модификацией электромагнитного окружения КЯ и с изменением дизайна/материалов полупроводниковой структуры. В рамках настоящей работы наибольший интерес представляет первая группа исследований, связанная с модификацией электромагнитного окружения КЯ и изготовлением различных резонаторных конструкций на ФПУ с КЯ.

Для увеличения эффективности поглощения падающего излучения QWIP-структурой используются гофрированная форма фоточувствительных элементов [10], геометрия с островковой сеткой на поверхности или специально подобранной микрошероховатой поверхностью, или, чаще всего, различные дифракционные решетки [12,15,58,122–127]. В работе [127] получилось увеличить фотоотклик структуры с множественными КЯ $\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{0,74}\text{As}/\text{GaAs}$ с шириной ямы 4,5 нм в 15 раз с помощью металлической 2D-решетки из алюминия на поверхности. Также в рамках этой работы было выяснено, что пик фоточувствительности зависит от толщины верхнего контактного слоя GaAs: он смещается в сторону больших длин волн при уменьшении толщины верхнего контактного слоя GaAs – положение максимума чувствительности меняется с 8,28 мкм до 8,53 мкм при уменьшении толщины слоя GaAs с 1000 нм до 50 нм.

В работе [110] был продемонстрирован метод изменения длины волны детектирования QWIP (при неизменном темновом токе) с помощью плазмонных микрорезонаторов. Было создано ФПУ на основе КЯ, расположенной в микрорезонаторе, сформированном брэгговским зеркалом. Подобное устройство позволяло изменять длину волны отсечки от 14,3 до 16,3 мкм, обеспечивая при этом пиковую чувствительность выше, чем у стандартного устройства, полированного под углом 45°. В [112] продемонстрирован ИК-фотодетектор с плазмонным микрорезонатором на пиксельном уровне с одиночной КЯ. За счет связи электронных состояний с

резонаторной модой существенно повышается эффективность процесса фотоэлектрического преобразования, было зафиксировано увеличение максимальной чувствительности структуры более чем на порядок.

В работе [106] сообщается о фотодетекторе с КЯ $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$ с металлической дифракционной решеткой, благодаря которой возможен плазмонный резонанс на поверхности фотодетектора. На его поверхность помещалась золотая плёнка с периодически расположенными отверстиями с размерами до нескольких мкм, которая служила для преобразования падающих по нормали к поверхности электромагнитных волн в поверхностные плазмонные волны и последующего возбуждения перехода носителей между квантоворазмерными подуровнями в КЯ на длине 8 мкм. Интенсивность излучения, попадающего в структуру с множественными КЯ после прохождения через периодическую плазмонную структуру, согласно результатам этой работы, возрастает в 5–6 раз по сравнению с конфигурацией без периодической структуры на поверхности.

Также можно отметить решения для GaAs/AlGaAs-структур, схожие по механизму преобразования падающего излучения с предыдущей работой – использование пленки с вытравленными плазмонными полостями в форме прямоугольников с размером стороны 5×10 мкм [128], напыление структуры из золотых квадратов с размером стороны в несколько мкм на поверхность QWIP-структуры [127], вытравливание вглубь структуры с множественными КЯ и использование 2D-структур с КЯ как дифракционной решетки [129]. Однако существенным недостатком таких технологий является усложнение технологического процесса при изготовлении и, как следствие, высокая стоимость и удлинение цикла производства.

Для разработки новых видов еще более эффективных матричных фотодетекторов перспективным представляется подход, основанный на использовании сильной локализации поля вблизи частиц малых размеров, как, например, явление плазмонного усиления в металлических наночастицах. Такие эффекты для видимого света и ближнего ИК-диапазона используются для повышения чувствительности флюоресценции [123], рамановского рассеяния [124], сигнала фототока [125], поглощения в оптическом диапазоне [130]. В работе [125] представлено одно из таких решений (рис. 1.12).

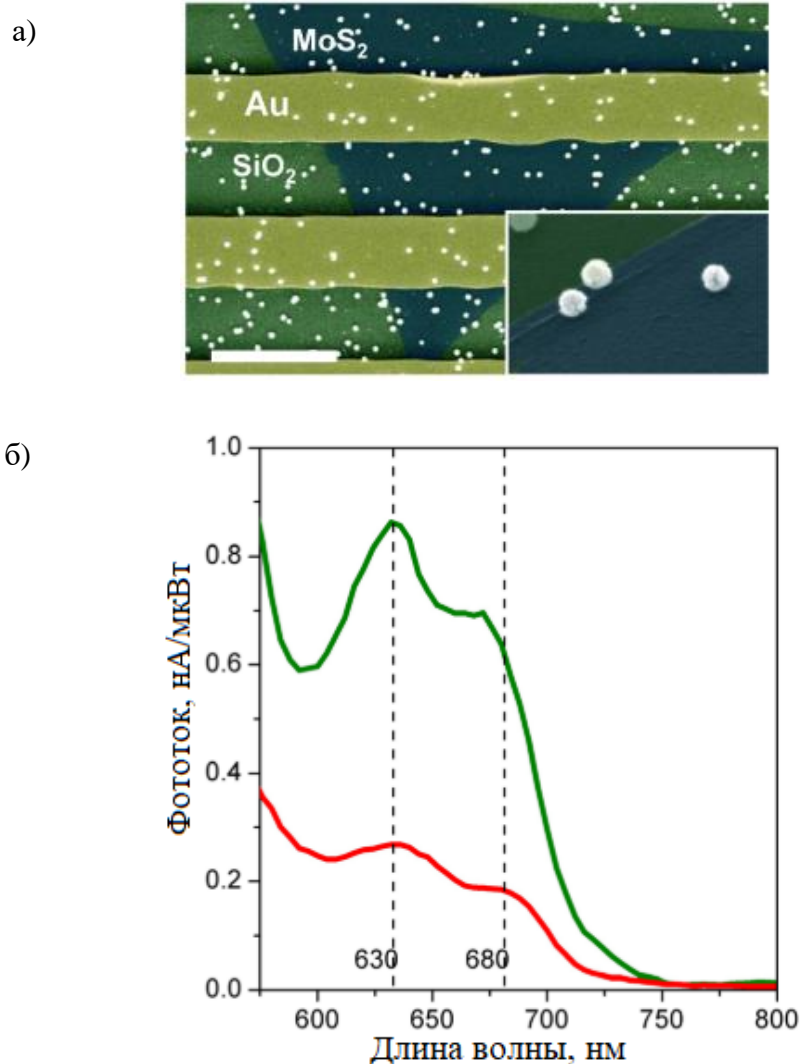


Рис. 1.12. а) СЭМ-изображение устройства MoS₂, покрытого плазмонными наносферами AuNS. Монослой MoS₂ – это синий треугольник под электродами из желтого золота. На вставке – увеличенное изображение наносфер на поверхности. б) Фототок монослоя MoS₂ до (красная кривая) и после (зеленая кривая) диспергирования золотых наносфер на MoS₂ [125].

Однослойный дисульфид молибдена (MoS₂) представляет собой коммерчески перспективный новый двумерный материал для оптоэлектроники из-за его прямозонности и широкой полосы поглощения в видимом и ультрафиолетовом диапазонах. Настроив плазмонные наночастицы структуры «ядро-оболочка» по резонансу для попадания в прямую запрещенную зону монослоя MoS₂ и их обеспечив редкое осаждение (<1% покрытия) на поверхность материала (рис. 1.12 а)), наблюдается трехкратное увеличение фототока (рис. 1.12 б)) и удвоение сигнала ФЛ для двух экситонных переходов.

Таким образом, в работе [125] продемонстрирована непосредственная ближнепольная передача возбуждения от резонансных плазмонных наночастиц в электронную подсистему монослоя как способ усиления фоточувствительности в видимом диапазоне. Но для того, чтобы усиливать фоточувствительность в среднем ИК-диапазоне, нужно использовать микрочастицы-резонаторы для среднего ИК-диапазона. Как показано в этом разделе, на фоточувствительность систем с множественными КЯ можно повлиять множеством различных методов, а новым и перспективным методом с точки зрения дальнейшего увеличения эффективности QWIP-структур на основе материалов GaAs/AlGaAs, согласно литературному обзору, является ближнепольная передача возбуждения от локализованных фонон-поляритонных резонансов в частицах полярного кристалла SiC в электронную подсистему КЯ.

1.6. Выводы из обзора литературы и постановка задачи

В разделе 1.1 литературного обзора показано, что в настоящее время существует множество работ, в которых продемонстрировано локальное увеличение электромагнитного поля вблизи частиц полярных кристаллов с фонон-поляритонными резонансами, и множество работ, посвященных электронным переходам между уровнями размерного квантования в КЯ. Однако ранее локализованные фонон-поляритоны не использовались для усиления сигнала фотопроводимости в QWIP-структурах, и не была показана возможность осуществления связи между электронной подсистемой КЯ в таких системах и локализованными фонон-поляритонными резонансами. Для успешного создания таких гибридных ФПУ необходимо, чтобы обе составляющие – и структура с КЯ GaAs/AlGaAs, и частицы полярного кристалла SiC – обладали высоким структурным совершенством и управляемыми характеристиками. В связи с этим требуются новые, более эффективные подходы к методам создания, контроля качества и управления параметрами как гетероструктур с КЯ, так и микрочастиц полярных кристаллов.

Как показано в разделе 1.2, энергетические уровни размерного квантования в КЯ, вычисленные с использованием приближения огибающей ВФ, чаще всего не совпадают с реальными положениями этих уровней в КЯ, это может происходить вследствие отклонения реальной формы гетероинтерфейсов от прямоугольной, непараболичностью энергетических зон, взаимодействием электронов с ионизованными неконтролируемо введенными примесями и других причин.

Из раздела 1.3 следует, что, применяя фотолюминесцентные методы при низких температурах для исследования систем множественных КЯ GaAs/AlGaAs, можно идентифицировать реальные положения уровней размерного квантования в КЯ. А измерения спектров ВФЛ при низких температурах могут предоставить неразрушающий, быстрый и качественный метод для оценки степени размытия гетероинтерфейсов систем множественных КЯ GaAs/AlGaAs.

В разделе 1.4 показано, что положения решеточных резонансов микрочастиц полярных кристаллов SiC для разных структурных модификаций (3С, 4Н, 6Н и т. д.) различаются на величины до нескольких десятков см^{-1} и обладают разной интенсивностью отклика на возбуждающее воздействие электромагнитного излучения. Следовательно, наиболее подходящим для создания «микрорезонаторов» вариантом можно считать микрочастицы SiC, однородные по своей структурной модификации. Как следует из раздела 1.4, ни один из уже известных методов синтеза микрочастиц SiC не обладает возможностью удовлетворить всем требованиям, предъявляемым к «микрорезонаторам» с локализованными фонон-поляритонными резонансами. Одним из наиболее важных таких требований является возможность контроля положения резонансов в микрочастицах с учетом плазмонных эффектов, связанных с концентрацией свободных носителей и внутренней структурой частиц SiC. Следует заметить, что и различные технологические задачи, возникающие при создании гибридного ФПУ с КЯ GaAs/AlGaAs и микрочастицами SiC, такие как создание омических контактов к гетероструктуре с КЯ с малыми латеральными размерами, нанесение микрочастиц SiC на поверхность ФПУ являются нетривиальными и требуют тщательной отработки и дополнительного анализа литературных данных.

По осуществлении всех описанных процедур, измерив фотоотклик полученного гибридного устройства, необходимо сравнить полученный спектр фотопроводимости с данными из раздела 1.5 литературного обзора. Наибольший интерес представляет величина усиления, а также то, как происходит усиление фототока для систем множественных КЯ GaAs/AlGaAs вблизи положения фонон-поляритонного резонанса в SiC и вдали от него.

Обзор литературы показывает, что чаще всего для QWIP-структур, на поверхности которых размещены элементы, усиливающие приповерхностное поле, путем численного моделирования рассчитывается интенсивность электромагнитного поля вблизи поверхности гетероструктуры, в области, где она контактирует с резонаторными элементами. При использовании микрочастиц SiC в качестве

микрорезонаторов наиболее важной может быть визуализация направления вектора электрического поля в такой системе. Это может привести к пониманию фундаментальных физических процессов, происходящих в гибридных системах с множественными КЯ, на поверхности которых в качестве усиливающих приповерхностное поле элементов расположены микрочастицы полярного кристалла.

В связи с этим, основными научными задачами работы являются:

1) Исследовать внутреннюю структуру и свойства синтезированных частиц SiC в области решеточных резонансов.

2) Разработать методику контроля формы и положения резонансов и отобрать микрочастицы SiC с наилучшими характеристиками для прецизионной передачи локализованного фонон-поляритонного резонанса в электронную подсистему квантовых ям GaAs/AlGaAs.

3) Провести численное моделирование взаимодействия плоской электромагнитной волны, падающей по нормали к поверхности гетероструктуры с множественными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, на поверхности которой расположена микрочастица SiC, и показать, какие эффекты, происходящие в ближней зоне микрочастицы, влияют на изменение поглощения падающего электромагнитного излучения системой множественных полупроводниковых квантовых ям.

4) Изготовить фотоприемные устройства, в которых используется локальное поле микрочастиц SiC для того, чтобы увеличить фоточувствительность гетероструктуры с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs.

5) Провести для гибридных фотоприемных устройств измерения спектров ИК-фотопроводимости при низких температурах и определить из экспериментальных данных, во сколько раз нанесение микрочастиц SiC на поверхность гетероструктуры с квантовыми ямами позволяет увеличить чувствительность фотоприемного устройства на основе GaAs/AlGaAs к электромагнитному излучению с поляризацией вдоль плоскости квантовых ям.

ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАННЫЕ ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В данной главе описаны технологии изготовления ФПУ на основе гетероструктур с КЯ GaAs/AlGaAs и микрочастиц SiC, используемых в качестве микрорезонаторов на поверхности таких ФПУ. Также описаны методы контроля и исследования структурных, оптических и фотоэлектрических свойств гетероструктур с КЯ GaAs/AlGaAs и свойств микрочастиц SiC в области их решеточных резонансов.

2.1. Гетероструктуры с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs

В работе исследовались гетероструктуры с КЯ GaAs/AlGaAs, которые были изготовлены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Riber Epineat III-V в НПО «Орион». Испарение мышьяка (As) производилось с помощью крекингового источника, алюминия (Al) и галлия (Ga) – с помощью эффузионных ячеек. Контроль изменения парциальных давлений потоков напыляемых материалов в ходе открытия и закрытия заслонок источников в ростовой ячейке производился ионизационным вакуумметром. Текущее наблюдение за качеством роста напыляемых слоев производилось с помощью метода дифракции быстрых электронов в геометрии на отражение при скользящем угле падения.

Образцы с КЯ выращивались на полуизолирующих подложках из GaAs с ориентацией (100), температурный контроль подложки во время эпитаксиального роста производился с помощью пирометра. На данных подложках первым этапом был выращен буферный слой GaAs толщиной порядка микрометра. Для ряда образцов этот слой включал в себя барьерные слои AlGaAs, служившие для калибровки дальнейшего роста. Далее была выращена гетероструктура GaAs/AlGaAs. Толщины барьерных слоев составляли от 50 до 100 нм, мольная доля алюминия x в них составляла от 15 до 35%. Исследованные в работе структуры содержали 10–50 одинаковых КЯ с толщиной в диапазоне от 3 до 7 нм. Для того, чтобы увеличить количество носителей в КЯ, в центре каждой КЯ был размещен узкий слой кремния.

Для создания омических контактов в структуре были напылены легированные кремнием до 10^{17} см^{-3} слои GaAs толщиной от 50 до 200 нм. Была отработана технология нанесения омических контактов (в том числе заглубленных) к GaAs-контактным слоям, необходимых для создания ФПУ на основе КЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Контакт представлял

собой структуру, состоящую из следующих слоев: Ni (15 нм), Ge (26 нм), Au (54 нм), Ni (15 нм) и Au (200 нм). Контакты наносились с помощью магнетронного (Ni, Ge) и терморезистивного (Au) напыления с последующим отжигом в инертной атмосфере при температуре ~ 400 °С в течение ~ 30 с. Поперечная структура контакта контролировалась с помощью электронной микроскопии.

Таким образом были получены ФПУ на основе выращенной гетероструктуры с КЯ GaAs/AlGaAs, средние латеральные размеры которых составляли 2×4 мм. Сравнительно большой размер устройства был выбран для усреднения возможных неоднородностей, которые возникающих при нанесении частиц SiC на поверхность. Схематически описанная в данном параграфе конструкция ФПУ показана на рис. 2.1.

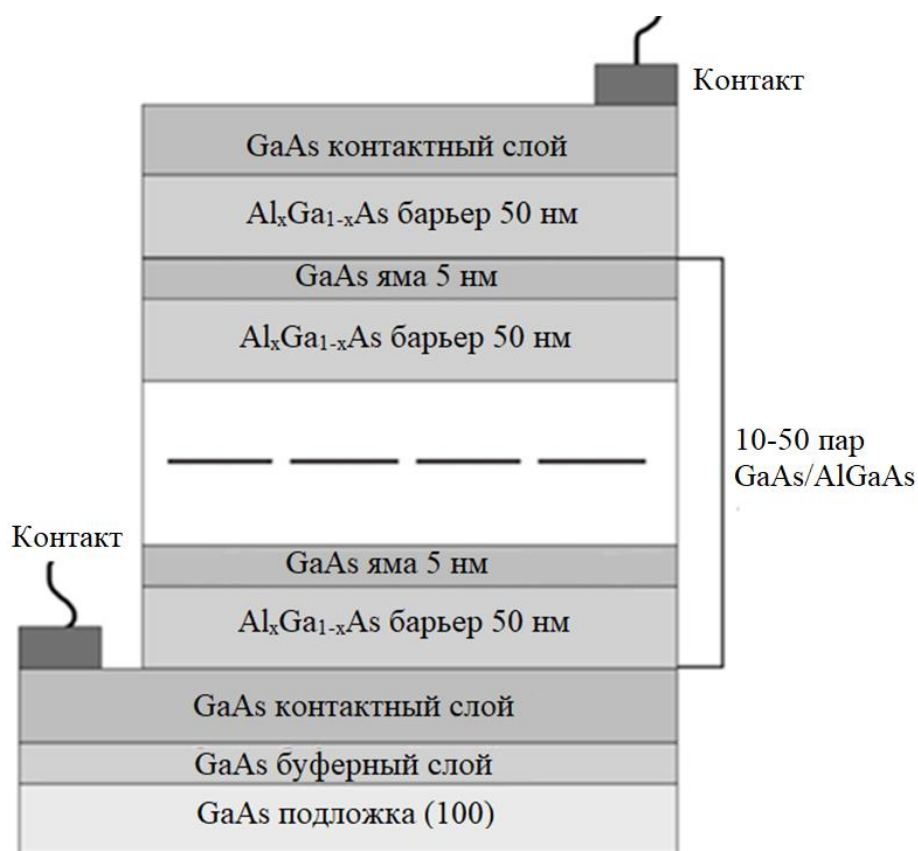


Рис. 2.1. Пример ФПУ с КЯ GaAs/AlGaAs, изготовленного по методике, использованного в данной работе.

2.2. Получение и характеристика микрочастиц SiC модификации ЗС

Для того, чтобы получить частицы SiC, пригодные для использования в качестве микрорезонаторов на поверхности ФПУ с КЯ GaAs/AlGaAs, была разработана и реализована новая методика синтеза путем пиролиза органосилана C₁₂H₃₆Si₆ при высоких

давлениях и в интервале высоких температур в Институте физики высоких давлений РАН. Выбор этого соединения для синтеза был обусловлен его высокой чистотой и благоприятным химическим составом. С одной стороны, соединение $C_{12}H_{36}Si_6$ содержит избыток углерода для образования SiC, что может обеспечить отсутствие непрореагировавшего кремния в продуктах синтеза. С другой стороны, водород в данном соединении находится в избытке по отношению к углероду для образования метана, что должно приводить к отсутствию свободного углерода в ростовой среде. Такая методика синтеза позволяла получать частицы SiC от нанометровых до микрометровых размеров с высоким структурным совершенством, выраженными решеточными резонансами для отдельных частиц и низкой дисперсией размеров. Кроме того, для данных синтезированных частиц можно контролировать средний размер частиц от нескольких нанометров до нескольких микрометров при повышении температуры синтеза от 1170 К до 2000 К.

В рамках синтеза частиц при высоких давлениях была использована специально разработанная ячейка высокого давления (рис. 2.2). Синтез проводился при давлении 8 ГПа (давление определялось при комнатной температуре) в интервале температур 1170–2000 К и временем выдержки при постоянных давлении и температуре от нескольких секунд до 2 минут. Для создания высоких давлений и температур использовали аппарат одноосного сжатия и камеру высокого давления «Тороид-15». Нагревательные элементы ячейки, состоящие из графитовых токоподводов, титанового тигля-нагревателя, контактировали с химически инертной емкостью из тугоплавкого оксида циркония. Характерное время выдержки при постоянных давлении и температуре составляло около 60 секунд. Таблетки $C_{12}H_{36}Si_6$ толщиной 2,5–3 мм и диаметром 6 мм были спрессованы и загружены в капсулы на воздухе. Температура в эксперименте определялась хромель-алюмелевой термопарой до температуры ~ 1600 К. Для более высоких температур синтеза температуру оценивали по градуировочной зависимости температуры в реакционном объеме от мощности подаваемого на нагрев электрического тока. Поскольку титановая капсула начинает взаимодействовать с содержимым ячейки, а также с материалом контейнера при температурах выше 1600 К, для синтеза при более высоких температурах использовалась графитовая капсула.

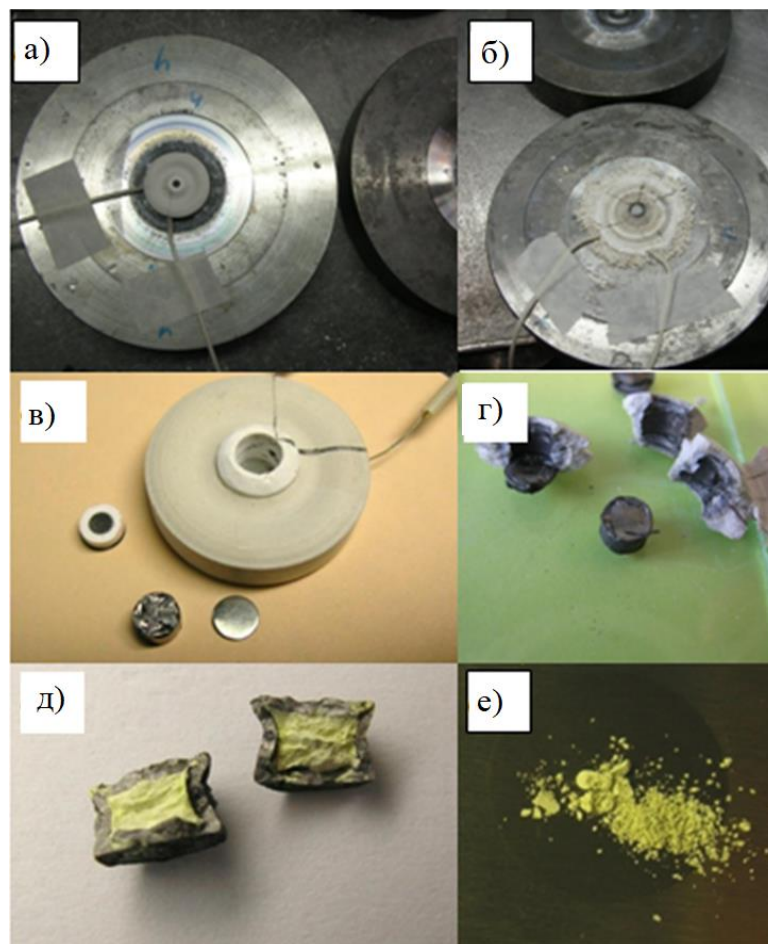


Рис. 2.2. Камера высокого давления «Торойд-15» с контейнером до (а, в) и после (б, г) синтеза. Вскрытая капсула с образцом (д, е).

Для первичной характеристики сразу после синтеза частицы были исследованы рентгенодифракционными методами и методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Рентгенодифракционные исследования проводились с использованием монохроматического излучения $\text{CuK}\alpha 1$ в установке рентгеновской камеры Guinier Camera G670 (Huber), предназначенной для рентгенофазового и структурного анализа порошковых материалов и позволяющей оперировать малыми количествами порошка. Определение элементного состава образцов и различных его участков, а также изучение морфологии продуктов синтеза осуществлялось с помощью электронного микроскопа JEOL JSM-6390LV с приставкой для микроанализа методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX).

Дифрактограммы полученных таким образом порошков SiC представлены на рис. 2.3 [131*]. С помощью рентгенодифракционного анализа был идентифицирован политип синтезированных частиц SiC, а также определены средние размеры частиц в порошке. Анализ дифрактограмм показывает образование только SiC кубической

модификации 3С [132,133] при температурах синтеза 1170–1600 К и незначительное присутствие SiC гексагональной модификации 6Н в смеси с 3С-SiC при температуре синтеза от 1600 до 2000 К [134]. Различные линии в спектре соответствуют различным ориентациям кристаллографических плоскостей в синтезированных кристаллах. Так, например, наиболее интенсивный пик, соответствующий углу дифракции 36° , относится к кристаллам 3С-SiC с ориентацией $\langle 111 \rangle$, а пик, соответствующий углу дифракции 76° , к кристаллам 6Н-SiC с ориентацией $\langle 222 \rangle$. Примесные фазы углерода и кремния при синтезе не были обнаружены с учетом чувствительности метода 1–5 % по массе. Присутствие незначительного по интенсивности левого плеча пика $\langle 111 \rangle$ 3С-SiC может свидетельствовать об образовании дефектов упаковки при пониженных температурах. Средние размеры кристаллитов SiC (подписаны на рис. 2.3) были оценены по полуширине наиболее интенсивного пика 3С-SiC по формуле Селякова-Шерера и составили 3, 6, 10, 24, 150 нм, соответственно для температур синтеза 1170, 1270, 1370, 1520, 1620 К.

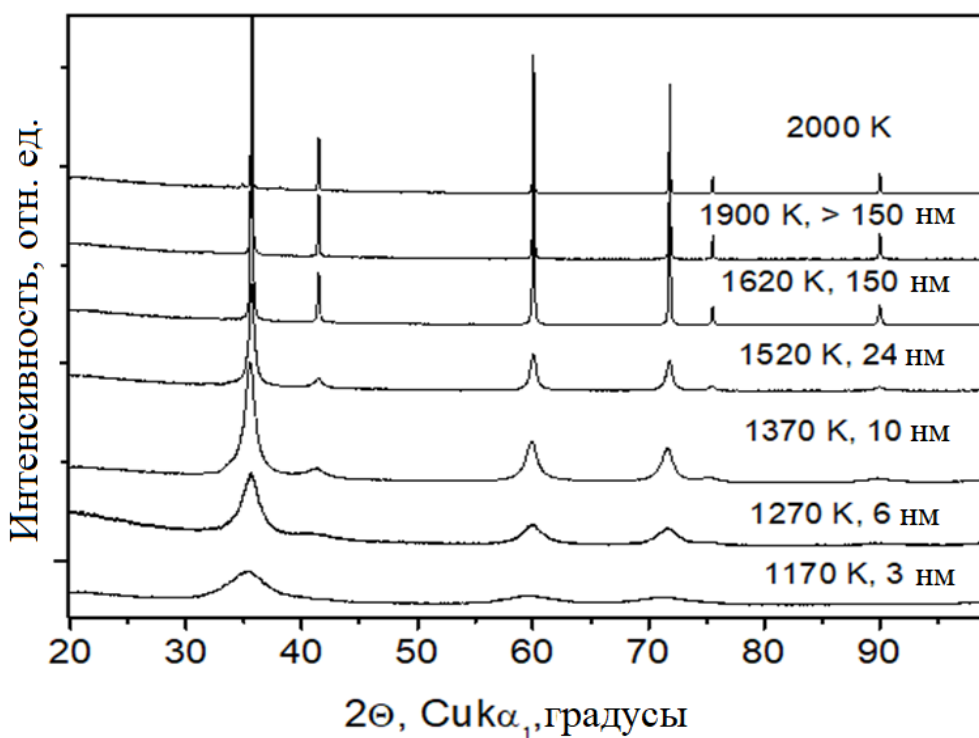


Рис. 2.3. Дифрактограммы порошков SiC, синтезированных при различных температурах пиролизом $C_{12}H_{36}Si_6$ [131*].

Применение СЭМ позволило получить изображения синтезированных нано- и микрочастиц и определить размеры кристаллитов. Их размеры, оцененные по формуле

Селякова-Шерера по спектрам рентгеновской дифракции, хорошо согласуются с наблюдаемыми на снимках СЭМ размерами кристаллов.

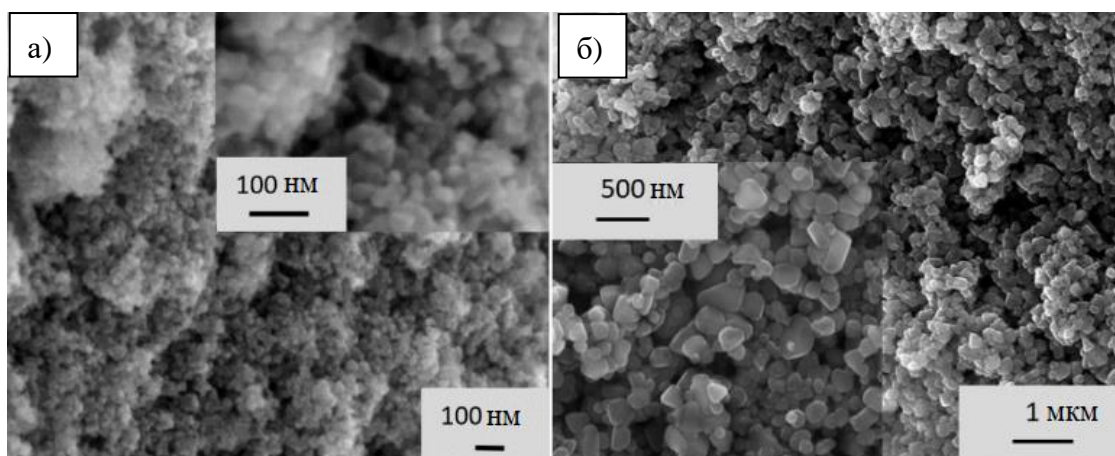


Рис. 2.4. Морфология порошков SiC, синтезированных при температуре 1520 К (а) и 1620 К (б) [131*].

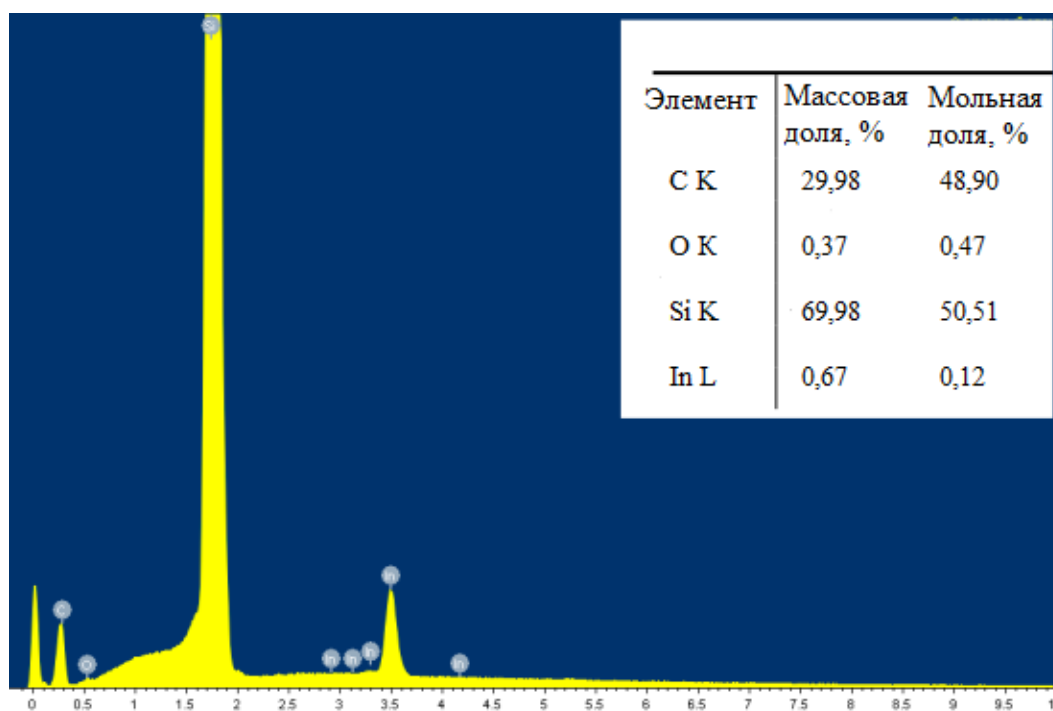


Рис. 2.5. Энергодисперсионный рентгеновский спектр микрочастиц SiC, синтезированных при 2000 К. Порошок микрочастиц SiC был помещен на пластины индия (In), что является причиной обнаружения In в спектре.

Для образца, полученного синтезом при 1520 К, характерна агломерация первичных частиц в частицы размером порядка 100–200 нм (рис. 2.4, а). При 1620 К (рис. 2.4, б) формируются, в основном, отдельные кристаллы с размерами от 100 до 500

нм. При увеличении температуры синтеза до 2000 К размеры одиночных кристаллов не увеличиваются, но имеется тенденция к агломерации с образованием частиц с размерами порядка нескольких микрометров.

Также в рамках первичного анализа синтезированных частиц SiC с помощью EDX-приставки СЭМ для микроанализа был определен их элементный состав. На рис. 2.5 показан спектр для образца микрочастиц SiC, полученных при 2000 К. Данный метод не показывает наличия каких-либо дополнительных элементов, помимо Si и C, кроме пренебрежимо малого присутствия непрореагировавшего кислорода. Предел обнаружения прибора составлял $\sim 0,1\%$ по массе.

2.3. Методики исследования образцов

Спектры ФЛ измерялись в геометрии на отражение в интервале температур от 5 до 77 К. Для создания низких температур был использован гелиевый криостат. Длина волны возбуждения непрерывного лазера была равна 472 нм. Для регистрации излучения, возникающего в результате рекомбинации, был использован решеточный спектрограф с встроенной CCD-матрицей. (рис. 2.6). Спектральное разрешение регистрирующего устройства составляло 0,1 мЭВ.



Рис. 2.6. Установка для измерения спектров НФЛ.

Для исследования одиночных дефектов и влияния стехиометрии, на установке, изображенной на рис. 2.6, также были измерены спектры низкотемпературной МКФЛ. В этом случае для сбора рекомбинационного излучения использовался микрообъектив, установленный в криостате. С помощью фокусирующей линзы пятно люминесценции

фокусировалось на входную щель спектрографа. На координатный стол была установлена линза для возможности сканирования по поверхности образца.

Для исследования спектров ВФЛ была использована та же система регистрации сигнала, как показано на рис. 2.6, но рекомбинационное излучение возбуждалось с помощью лампы накаливания, отфильтрованное с помощью монохроматора (рис. 2.7). Спектры ВФЛ были записаны покадрово, с шагом 1 мэВ по энергии возбуждающего излучения. В результате записи получался массив данных, несущий информацию об интенсивности различных линий рекомбинации в спектрах ФЛ на измеренном диапазоне энергии возбуждения. Далее были построены зависимости интенсивности от энергии возбуждающего излучения для спектрального интервала, соответствующего выбранной ФЛ-линии. Идентификация линий в спектрах ВФЛ производилась в рамках метода огибающей ВФ (его описание представлено в разделе 1.2).



Рис. 2.7. Установка для измерения спектров ВФЛ.

Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) измерялись с помощью следующих двух устройств: портативного рамановского спектрометра EnSpectr R532, соединенного с оптическим микроскопом Olympus S41, и лабораторного рамановского спектрографа, оснащенного охлаждаемым ПЗС-детектором. В первом случае луч лазера проходя через линзу объектива, фокусировался на образец, помещаемый на регулируемый столик. Сигнал комбинационного рассеяния записывается ПЗС-матрицей в геометрии обратного рассеяния со спектральным разрешением 4 см^{-1} . Типичная мощность возбуждающего лазера составляла 1–5 мВт, а размер пятна, определяемый выбранным объективом, варьировался от 2 до 10 мкм. Длины волн возбуждения лабораторного спектрографа составляли 472 нм, 532 нм и 632 нм. Диаметр пятна

возбуждения на образце составлял ~ 2 мкм. Спектральное разрешение составляло 1 см^{-1} . Различные длины волн возбуждения использовались для разделения сигналов КРС и ФЛ.

Для измерения спектров ИК-пропускания в области решеточных резонансов SiC использовался ИК-фурье-спектрометр Bruker Optics IFS-66v/S со спектральным разрешением 4 см^{-1} . Для измерения спектров пропускания путем прессования были изготовлены таблетки, каждая из которых содержала 200 мг чистого KBr и 4 мг синтезированного порошка SiC. Выбор порошка KBr обусловлен тем, что он прозрачен для ИК-излучения в диапазоне от 400 до 2000 см^{-1} , в котором проводились измерения. Для изготовления таблеток использовался лабораторный настольный гидравлический пресс ПГР-10 («ЛабТулс»).

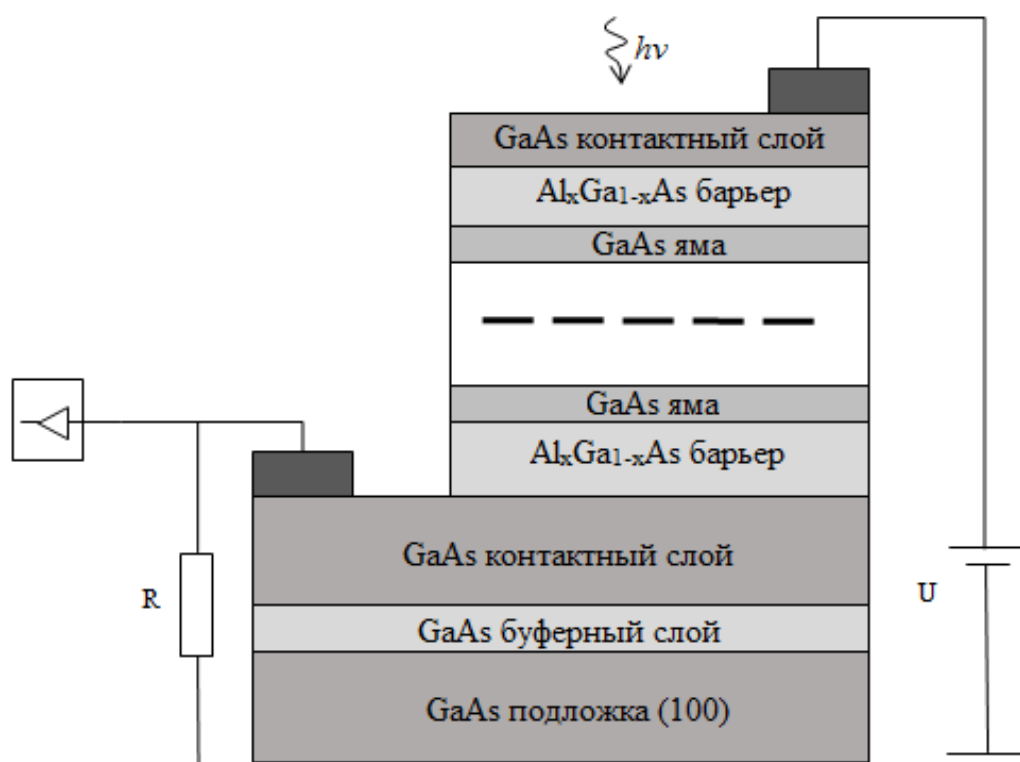


Рис. 2.8. Принципиальная схема установки для измерения фотопроводимости ФПУ на основе КЯ GaAs/AlGaAs.

Экспресс-контроль работоспособности реализованных ФПУ на основе КЯ GaAs/AlGaAs осуществлялся с помощью измерений сопротивления при температуре жидкого азота. Сопротивление работоспособных ФПУ варьировалось в диапазоне 10–100 кОм, в то время как неработоспособные ФПУ демонстрировали сопротивление порядка нескольких сотен Ом и ниже. Падение сопротивления предположительно связывается с образованием дефектов, приводящих к закорачиванию гетероструктуры.

Наличие этих дефектов не существенно для матричных ФПУ с большим количеством пикселей, но для пикселя размером порядка 2×4 мм величина количества дефектов на один пиксель является существенно большей. По-видимому, это приводит к падению удельного сопротивления и уменьшению выхода годных устройств. Данную проблему в перспективе планируется решить уменьшением латеральных размеров ФПУ на основе GaAs/AlGaAs.

Для измерения спектров стационарной фотопроводимости ФПУ на основе КЯ GaAs/AlGaAs использовалась установка, принципиальная схема которой изображена на рис. 2.8. Измерения были проведены при напряжении на образце 3 В, освещение поверхности образца проводилось модулированным с частотой 12,5 Гц излучением глобара с использованием монохроматора ИКС-31. Спектральное разрешение спектроанализатора составляло $\sim 0,1$ мкм. Температура измерений составляла 67 К. В большинстве случаев измерения фотопроводимости проводились под прямым углом к плоскости образца.

Для анализа спектров фотопроводимости гибридного ФПУ микрочастицы SiC наносились на гетероструктуру GaAs/AlGaAs из раствора с изопропиловым спиртом. Чтобы предотвратить слипание частиц, пробирку с раствором предварительно перед нанесением на поверхность ФПУ помещали в ультразвуковую ванну при температуре 50 °С на время около 5 минут. Это позволяло наносить частицы так, чтобы расстояние между частицами на поверхности заметно превышало их средний размер. После того, как на поверхность структуры были нанесены микрочастицы SiC, на ней было образовано покрытие, сформированное в основном микрочастицами с дисперсией размеров вблизи 0,5 мкм. Также наблюдались агломерированные структуры нано- и микрочастиц с размерами до 1,5 мкм. Расстояние между частицами в среднем составляло величину около 3 мкм.

ГЛАВА 3. ВЛИЯНИЕ НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИСТЕМ МНОЖЕСТВЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ GaAs/AlGaAs ДОБАВЛЕНИЯ НА ИХ ПОВЕРХНОСТЬ ЧАСТИЦ SiC

3.1. Определение положений уровней энергии в квантовых ямах GaAs/AlGaAs на основе анализа спектров низкотемпературной фотолюминесценции

Для описанных в разделе 2.1 ФПУ на основе КЯ GaAs/AlGaAs были измерены спектры НФЛ и спектры ВФЛ. Это позволило установить спектральное расположение линий поглощения между энергетическими уровнями в зоне проводимости и в валентной зоне для исследуемых гетероструктур. По этим данным была получена полная информация о структуре уровней в КЯ, проанализированы сходства и отличия гетероструктур между собой, проконтролировано их качество, и, в частности, определена энергия перехода между уровнями размерного квантования в КЯ для электронов. По результатам такого анализа было отобрано несколько наиболее совершенных образцов гетероструктур, подходящих для создания гибридного ИК-фотодетектора.

На рис. 3.1 изображены типичные спектры НФЛ ФПУ на основе КЯ GaAs/AlGaAs при температурах от 5 К до 80 К [135*]. Вклад подложки из GaAs в данном случае пренебрежимо мал из-за значительной толщины всей напыляемой структуры. Часть спектров при низких энергиях на рис. 3.1 соответствует ФЛ GaAs-буферных слоев. При температуре 5 К, согласно рис. 3.1, в буферном слое происходит рекомбинация при участии экситонных состояний, что соответствует линии X, и дефектов, что соответствует линиям DA и ID. Фоновые неконтролируемо введенные примеси, по-видимому, формируют в GaAs донорно-акцепторные пары с соответствующей линией DA в спектре излучения, на что указывает быстрое гашение этой линии с ростом температуры. Такой эффект связан с тем, что водородоподобные доноры с сравнительно небольшой энергией связи (около 6 мэВ) ионизируются под действием температуры. При температуре 42 К в длинноволновой области присутствует линия ID в области 1,45 эВ, которая в экспериментах изменялась по интенсивности, когда в химическом составе слоев GaAs из-за флуктуаций в режимах напыления преобладал элемент As, а также в зависимости от состава барьерных слоев.

Также при температуре 5 К в центральной части спектров ФЛ присутствуют линии, соответствующие экситонному излучению барьерных калибровочных слоев AlGaAs (подпись «внешние слои» на рис. 3.1).

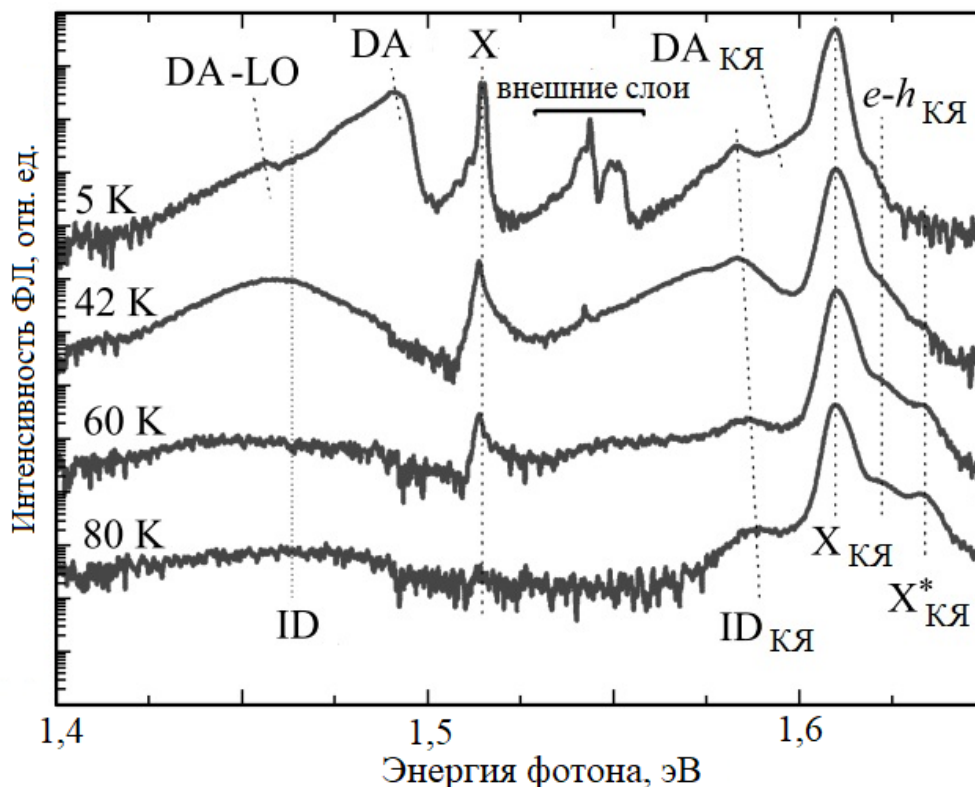


Рис. 3.1. Зависимость спектров излучения для GaAs/AlGaAs с КЯ шириной 5 нм от температуры [135*].

Линии в коротковолновой части спектров на рис. 3.1 возникают вследствие излучательных электронных переходов в КЯ GaAs. Самая интенсивная полоса $X_{КЯ}$ вызвана рекомбинацией экситонов, соответствующих нижнему уровню электронов в КЯ E_1 и верхнему уровню тяжелых дырок HH_1 . Когда температура увеличивается, уровень легких дырок LH_1 заселяется, вследствие этого в спектре НФЛ появляется высокоэнергетичная линия $X_{КЯ}^*$. При повышении температуры между линиями $X_{КЯ}$ и $X_{КЯ}^*$ появляется полоса $e-h_{КЯ}$, которая может быть связана с ФЛ слабо связанных носителей на уровнях E_1 и HH_1 . Находящиеся между линиями экситонной ФЛ калибровочных слоев AlGaAs, но ниже полосы $X_{КЯ}$, линии излучения $DA_{КЯ}$ и $ID_{КЯ}$, относятся к примесно-дефектной люминесценции в КЯ GaAs. Поэтому здесь следует также ожидать эффекта, связанного с тепловой ионизацией донорных состояний, как это описывалось выше для буферных слоев GaAs. На рис. 3.1 вблизи области около 1,60 эВ, действительно, можно наблюдать гашение ФЛ при увеличении температуры. Полоса

$DA_{K\bar{A}}$ смещена относительно линии $X_{K\bar{A}}$ на достаточно большую величину (до 20 мэВ), и это значительно больше, чем величина энергии связи экситонов на примесях водородноподобного типа в GaAs. Поэтому линия $DA_{K\bar{A}}$, по-видимому, не может быть связана с соответствующими экситонно-примесными комплексами.

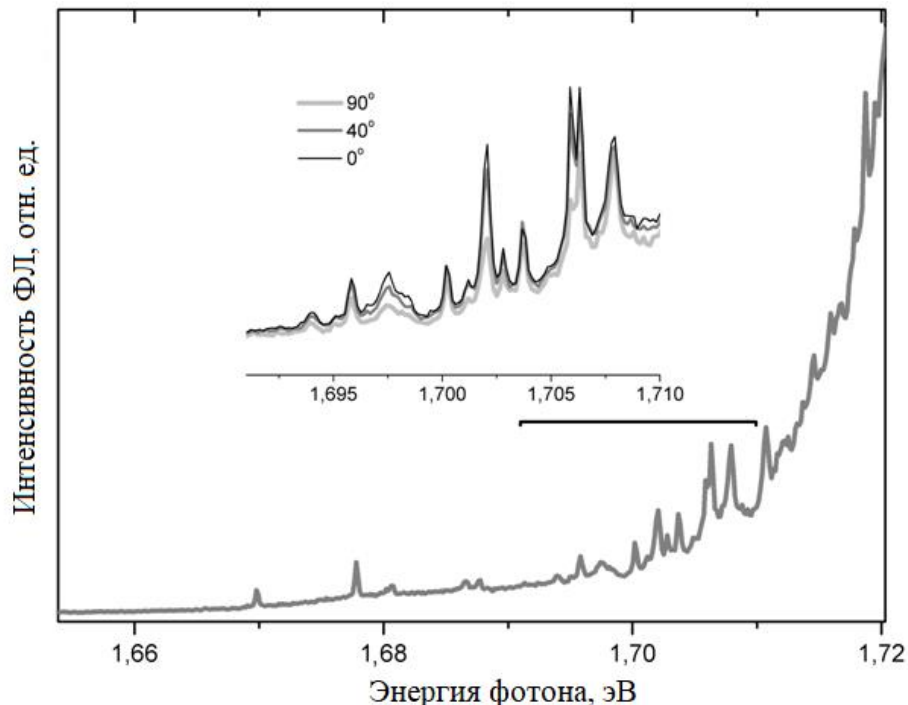


Рис. 3.2. Характерный пример спектра низкотемпературной МКФЛ при $T = 5$ К из области микронного размера, записанный на низкоэнергетичном крыле экситонной люминесценции GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ КЯ шириной 3 нм. Вставка на рисунке иллюстрирует изменение спектра излучения при повороте анализирующего поляризатора [135*].

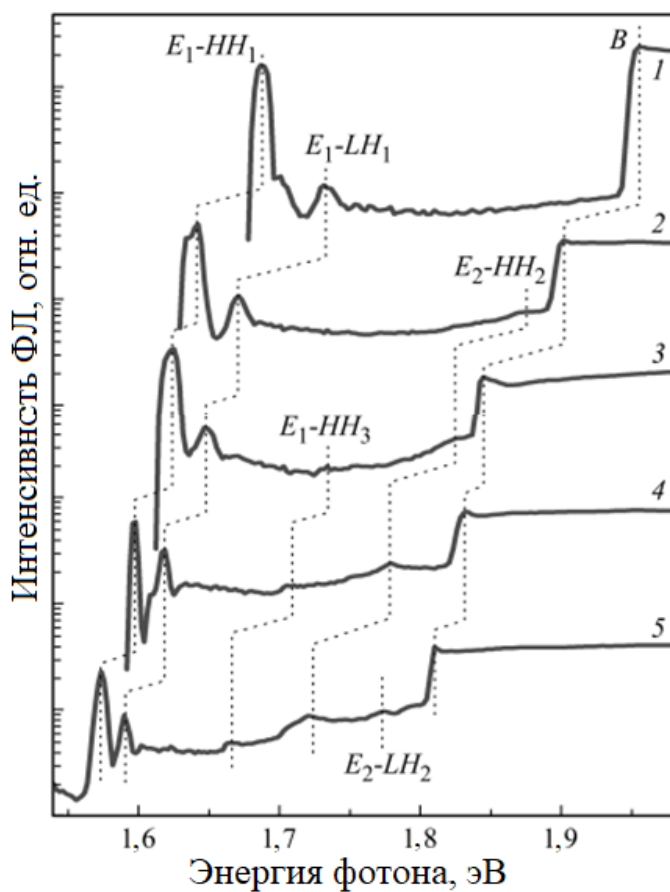
Чтобы убедиться в том, что линии с спектрах НФЛ ID и $ID_{K\bar{A}}$ имеют одно и то же происхождение, была проведена серия экспериментов по исследованию низкотемпературной МКФЛ (рис. 3.2). В результате этих измерений было выяснено, что интенсивности линий $ID_{K\bar{A}}$ и ID неоднородны вдоль образца, в отличие от экситонного излучения КЯ. С помощью спектров МКФЛ по исследованию областей с линейными размерами порядка нескольких микрон, стало возможным обнаружение отдельных точечных излучателей, которые формируют полосу $ID_{K\bar{A}}$. Было выяснено, что такие излучатели характеризуются линейной поляризованностью, слабой связью с решеткой GaAs и высокой стабильностью своего положения, что свидетельствует о практически нулевом дипольном моменте излучателей и об их сильной локализации. Значительным является неоднородное уширение этой линии, и с учетом слабой связи с решеткой можно предположить, что излучающие состояния могут быть протяженными. Наличие

линейной поляризации может указывать на протяженные дефекты, ян-теллеровские центры или комплексные дефекты. Поскольку линии $ID_{\text{кя}}$ и ID чувствительны к стехиометрии, их следует интерпретировать как собственные точечные дефекты или комплексы с их участием [135*].

На рис. 3.3 а) приведены спектры ВФЛ для гетероструктур с КЯ GaAs/AlGaAs с различными ширинами КЯ (от 3 до 7 нм) и с различным соответствующим содержанием (мольной долей x) алюминия в слоях AlGaAs [135*]. Полосы излучения на рис. 3.3 а) соответствуют спектру ВФЛ $X_{\text{кя}}$ при температуре 5 К. Наиболее низкоэнергетичный пик относится к E_1-HH_1 экситонному резонансу с наложенным на него рассеянным возбуждающим излучением. В области более высоких энергий квантов расположена линия, соответствующая энергии края фундаментального поглощения слоев барьеров, а локальный максимум в этой области, линия В, относится к излучению вследствие экситонного резонанса в AlGaAs. Линии, которые расположены описанными выше линиями (В и E_1-HH_1), были идентифицированы при помощи численных расчетов методом огибающей ВФ. Линия E_1-LH_1 , которая детектируется для всех исследованных образцов, относится к излучению с участием электронного уровня E_1 и нижнего уровня легких дырок LH_1 . Данный резонанс соответствует линии $X_{\text{кя}}^*$ по своему спектральному положению в спектрах ФЛ. Также в спектре регистрируются след E_2-HH_2 резонанса, линии E_1-HH_3 и E_2-LH_2 , которые относятся к излучению вследствие переходов с участием третьего уровня тяжелых дырок и второго уровня легких дырок. Оптические переходы, изображенные на рис. 3.3 а), являются разрешенными с точки зрения выполнения квантовомеханических правил отбора.

В связи с необходимостью прецизионного контроля положения энергетических уровней, оценка роли фоновых неконтролируемо введенных примесей при формировании спектров ВФЛ КЯ представляет особенный интерес. Гетероструктура, спектр ВФЛ которой представлен на рис. 3.3 б), была выращена через небольшое время после загрузки источников установки молекулярно-лучевой эпитаксии, и поэтому можно предположить, что в данном образце вследствие технологических особенностей присутствует некоторая концентрация фоновых примесей, больше, чем в остальных образцах, которые были выращены позже в установившемся режиме работы установки. На этом рисунке заметно, что по отношению к экситонной ФЛ ($X_{\text{кя}}$) возрастает интенсивность примесно-дефектных линий $ID_{\text{кя}}$ и $DA_{\text{кя}}$.

а)



б)

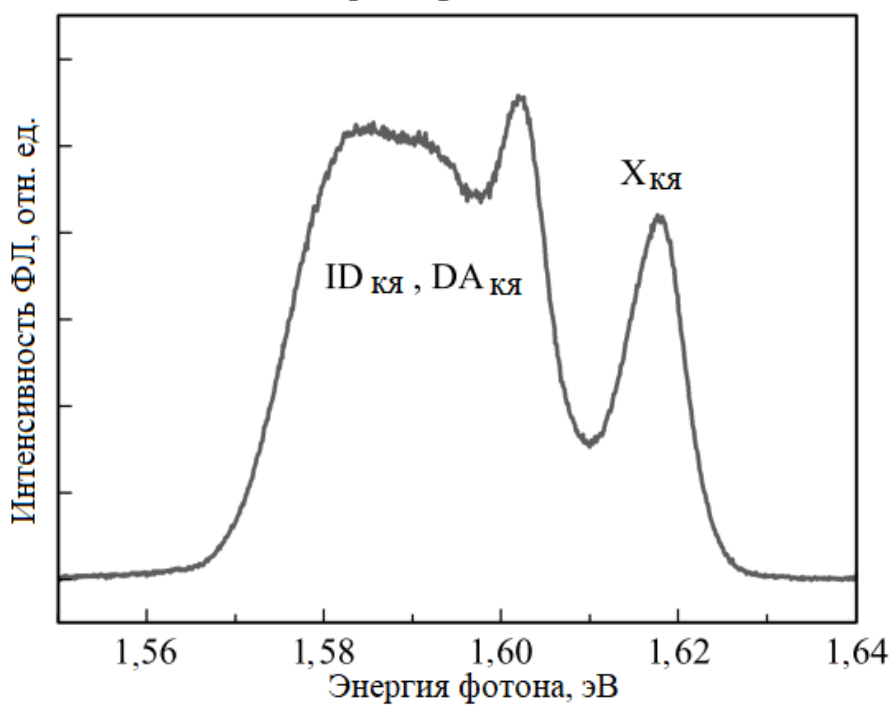


Рис. 3.3. а) Спектры ВФЛ для линии $X_{кя}$ в структурах с $x = 34\%$ и $L = 3$ нм (1), $x = 30\%$ и $L = 4$ нм (2), $x = 26\%$ и $L = 6$ нм (3), $x = 24,7\%$ и $L = 5,5$ нм (4), $x = 23,4\%$ и $L = 7$ нм (5) б) Спектр ВФЛ для структур с КЯ GaAs/AlGaAs с $x = 26\%$ и $L = 6$ нм с высокой концентрацией фоновых примесей. [135*].

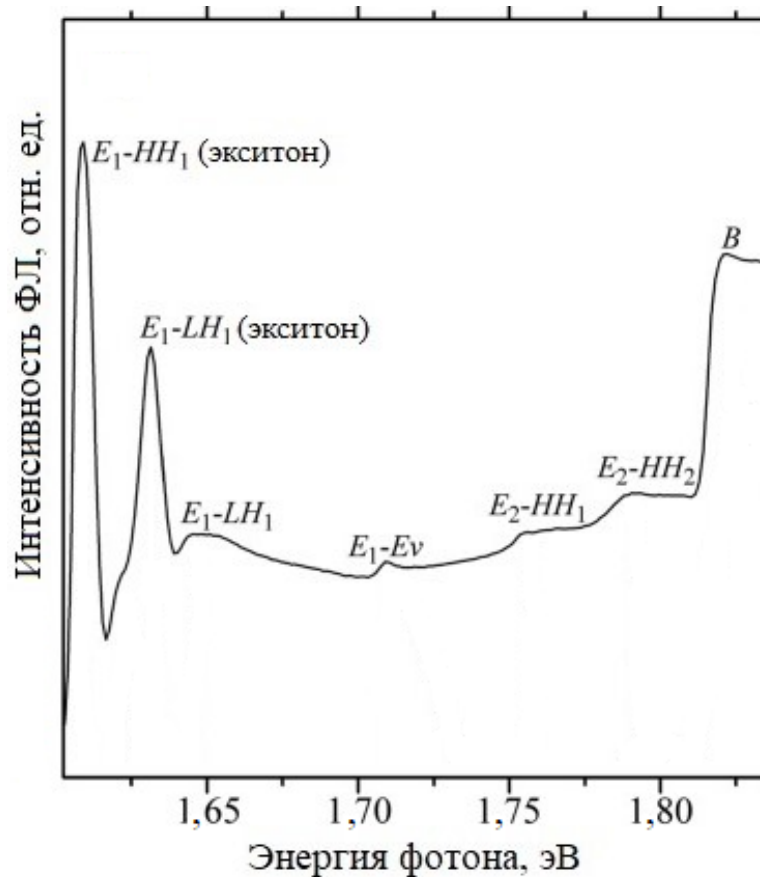


Рис. 3.4. Спектр ВФЛ для образцов с КЯ на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs с содержанием Al в барьерных слоях 21,8% при температуре 5 К [136*].

На рис. 3.4 изображен спектр ВФЛ для образца с КЯ GaAs/AlGaAs с содержанием алюминия в барьерных слоях $x = 21,8\%$ [136*]. Линии E_2-HH_1 и E_2-HH_2 относятся к переходам между первым возбужденным электронным уровнем E_2 и основным дырочным уровнем HH_1 или первым возбужденным уровнем HH_2 тяжелых дырок. «Ступенька» в коротковолновой части спектра связана с излучением на краю фундаментального поглощения в барьерах из AlGaAs. Стоит заметить, что переход E_2-HH_1 является запрещенным правилами отбора для КЯ с симметричным профилем потенциала. Наличие такой линии в спектре возбуждения ФЛ структуры с КЯ может указывать на отклонение от симметричного профиля КЯ. Факт наличия асимметрии потенциала КЯ не является новым для гетероструктур GaAs/AlGaAs, однако учет этого фактора критически важен для прецизионного контроля перехода в гибридном ФПУ на КЯ GaAs/AlGaAs.

Остальные линии в спектре на рис. 3.4, аналогичны по своей природе линиям, описанным в тексте к рис. 3.3 а). Обозначенная E_1-E_v линия в области около 1,71 эВ связана с переходами с участием E_1 и расположенных вблизи потолка валентной зоны

AlGaAs дырочных состояний. Представленные на рис. 3.3 б) линии позволяют восстановить положения энергетических уровней для электронов в КЯ. Идентификация линий в спектре ВФЛ позволяет вычислить расстояния между электронными и дырочными уровнями в КЯ. Вычисленная таким образом энергия перехода с основного электронного уровня на первый возбужденный – разность между энергетическими уровнями равна $E_2 - E_1 = 140$ мэВ.

Полученные таким образом результаты необходимо было сравнить с заявленными, и в предположении, что КЯ симметричны, были проведены расчеты энергетических уровней методом огибающей ВФ. Параметры системы, необходимые для вычислений, соответствовали большинству из литературных данных [4]. При расчетах были на границе между слоями были выбраны условия непрерывности плотности потока вероятности.

Методика определения уровней размерного квантования в КЯ для электронов описана в Главе 1, разделе 1.2. Для расчета высоты потенциального барьера для электронов было использовано правило 68/32% [53], которое означает, что высота AlGaAs-барьера для электронов в КЯ составляет 68% от общей разности энергий запрещенных зон ΔE_g между AlGaAs и GaAs, где $\Delta E_g(x) \approx 1,36x + 0,22x^2$ [7]. К примеру, результаты расчета высоты потенциального барьера для электронов при мольной доле алюминия $x = 30$ % составили 228 мэВ. Число связанных состояний растет по мере увеличения ширины КЯ, а для ямы с шириной менее 5 нм в КЯ при таких условиях формируется только одно связанное состояние. Два состояния наблюдаются при ширинах ямы от 5 до 10 нм. При 5 нм $E_1 \approx 71$ мэВ, $E_2 \approx 227$ мэВ, $E_2 - E_1 = 159$ мэВ, что соответствует длине волны излучения 7,9 мкм. При ширине КЯ немного менее 10 нм, когда в КЯ существует только два квантоворазмерных уровня, $E_1 \approx 28$ мэВ, $E_2 \approx 116$ мэВ, $E_2 - E_1 = 88$ мэВ, что соответствует длине волны излучения 14,1 мкм. Однако, как можно видеть, в этом случае первый возбужденный квантоворазмерный уровень находится далеко от уровня высоты барьера, поэтому структура с такими параметрами неоптимальна для создания фотодетектора на КЯ.

Расчет положения энергетических уровней в приближении огибающей ВФ для образца, спектр которого изображен на рис. 3.3 б), дает величину $E_2 - E_1 = 146$ мэВ. Экспериментальное и расчетное значения отличаются друг от друга на величину порядка 6%. Сопоставление результатов измерений по ФЛ-спектрам и численных расчетов методом огибающей ВФ для других уровней показывает, что ошибка определения положения уровня может достигать 10 %. Это может быть связано с нерезкими

интерфейсами, возникающими из-за ростового процесса и наличия фоновых примесей. В результате исследования спектров НФЛ и ВФЛ были отобраны образцы, содержащие только разрешенные переходы, для которых точность определения уровней будет наименьшим образом отклоняться от расчетных. Для этих образцов была построена номограмма (рис. 3.5), которая наглядно демонстрирует взаимосвязь между тремя величинами: шириной КЯ, концентрацией алюминия в барьерах и длиной волны, соответствующей переходу с уровня E_1 на E_2 .

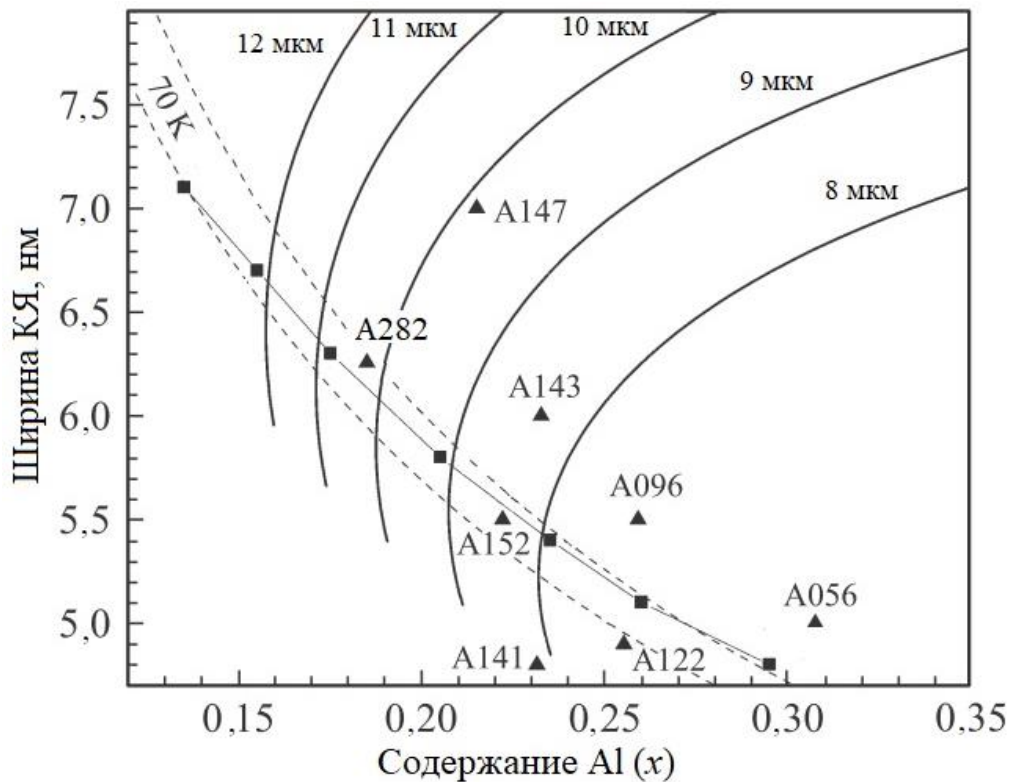


Рис. 3.5. Расчетные значения параметров ФПУ с КЯ GaAs/AlGaAs [135*].

С помощью аналогичных рассуждений были найдены значения содержания алюминия в AlGaAs-слоях и толщины КЯ, оптимальные для подстройки ФПУ для детектирования определенной длины волны. Расчетные значения параметров ФПУ отображены на рис. 3.5. Штриховые линии ограничивают область энергий, в которой расстояние от первого возбужденного уровня в КЯ до дна зоны проводимости барьерного слоя составляет от 4 до 8 мэВ, что примерно соответствует интервалу, в котором возможен тепловой выброс электронов в континуум при рабочих температурах ФПУ. Сплошные черные линии описывают местоположение точек с заданной величиной $E_2 - E_1$, то есть определяют длину волны детектирования ФПУ на КЯ GaAs/AlGaAs. Температуры, для которых были проведены данные расчеты, составляют $\sim 50-70$ К. Квадраты на рис. 3.5 относятся к рабочим параметрам ФПУ на КЯ GaAs/AlGaAs, о

которых изложено в литературе [4], треугольники соответствуют параметрам образцов, исследуемых в рамках данной работы. Пересечения в области между двумя штриховыми кривыми указывают на расчетные параметры гетероструктур, оптимальные для адаптивования под выбранную длину волны.

Таким образом, из всех образцов КЯ были отобраны образцы с номерами A152 и A282 с длинами волн детектирования 8,7 мкм и 10,6 мкм как наиболее подходящие с точки зрения оптимальных параметров. К тому же, данные длины волн были выбраны так, чтобы в одних структурах пик фоточувствительности приблизительно соответствовал спектральному положению локализованного фонон-поляритонного резонанса в сферических частицах SiC (10,6 мкм), а в других был расположен вдали от него (8,7 мкм). Это позволило исследовать особенности ближнепольной передачи фонон-поляритона в зависимости от резонансных или нерезонансных условий для SiC.

Для выявления факторов, способствующих размытию границы гетеропары AlGaAs/GaAs, возникающему в процессе роста, дополнительно были проанализированы технологические данные роста гетероструктур (рис. 3.6) в установке молекулярно-лучевой эпитаксии [137*]. Размывание резких границ между слоями в гетероструктуре вызвано только переключением режимов во время напыления галлия и алюминия при росте слоев с КЯ и барьерных слоев, соответственно, так как рост гетероструктуры проходит при стабилизации поверхности образца в потоках мышьяка. Чтобы прийти в термодинамическое равновесие во время открытия заслонки источника, должно пройти некоторое время, и эти инерционность сказывается на том, что парциальное давление пучка при открытии заслонки в начальный момент времени будет существенно изменяться перед тем, как выйдет на устойчивое значение. Во время откачивания оставшегося материала в ростовой ячейке тоже наблюдаются процессы установления равновесия, что проявляется в небольшом изменении давления над напыляемым образцом после закрытия заслонки из-за временной задержки.

На рис. 3.6 а), б) показаны изменения величины эквивалентного давления от времени в атомарном пучке для источника алюминия. Из полученных данных можно оценить роль технологических процессов и их влияние на гетероинтерфейсы в GaAs/AlGaAs. Из данного рисунка видно, что время выхода на стабильное состояние после открытия источника почти в 3 раза больше, чем аналогичная величина при закрытии ячейки. Этот факт может объяснять асимметрию КЯ – искажение оказывается разным из-за разного характера переходных процессов при закрытии и открытии ячейки с алюминием для нижнего и верхнего интерфейсов КЯ. Это может приводить к

отклонению профиля потенциала в КЯ от симметричного [137*]. Роль описанных технологических особенностей процесса в качестве фактора асимметрии КЯ может быть полезна для контроля качества КЯ во время процесса напыления методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

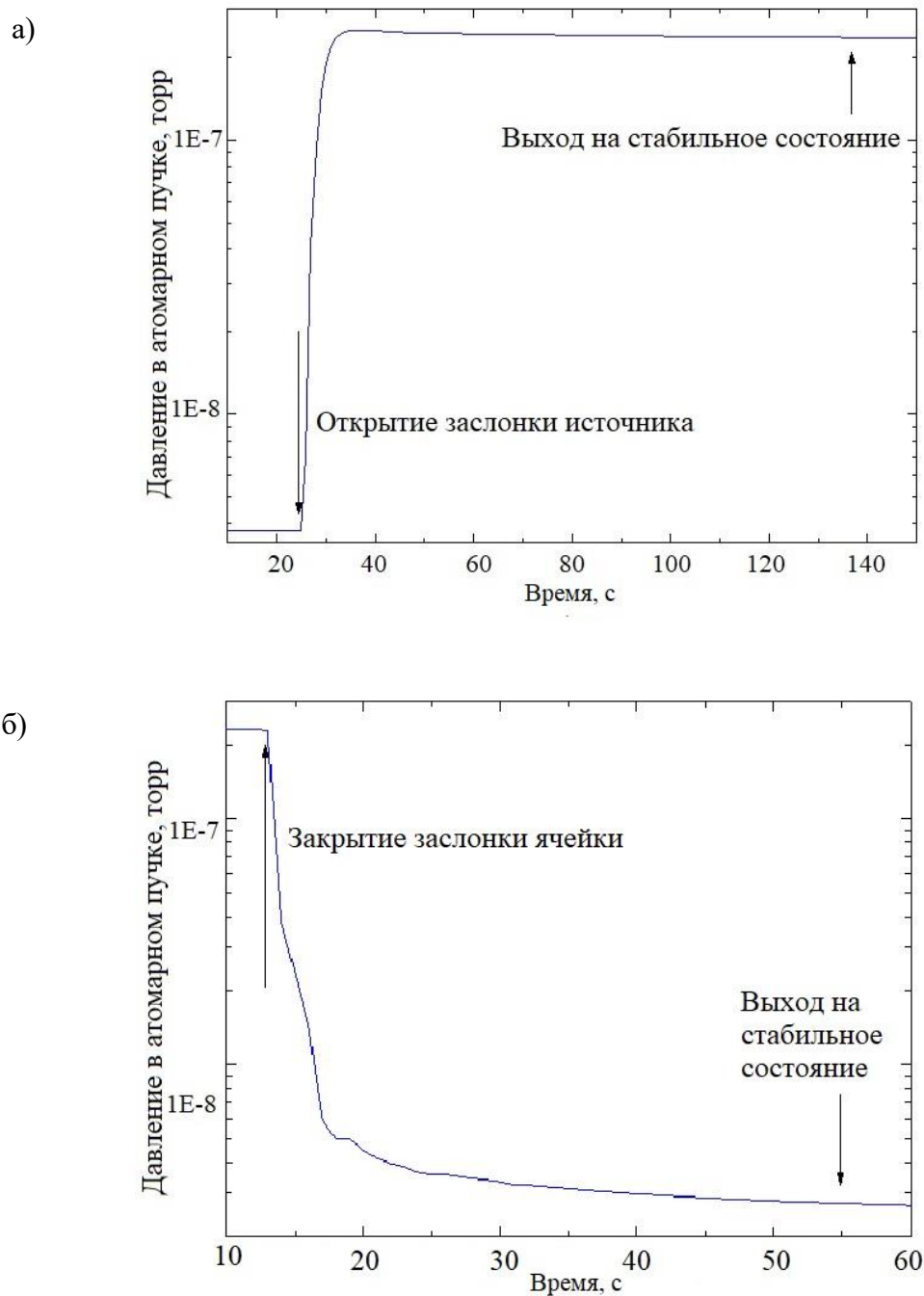


Рис. 3.6. Изменение давления при открытии а) и закрытии б) заслонки алюминия в ростовой камере ячейки молекулярно-лучевой эпитаксии.

Описанное выше искажение реального интерфейса КЯ можно представить как некоторое возмущение по отношению к потенциалу квантовой ямы. Исходя из характера

зависимостей на рис. 3.6, была оценена форма реального потенциала КЯ и в работе [137*] было показано, что вследствие искажения профиля КЯ основной электронный уровень в КЯ по сравнению с первым возбужденным электронным уровнем выталкивается сильнее, поэтому в случае искаженных интерфейсов наблюдается уменьшение разности энергий между этими уровнями в КЯ. Такой вывод позволило сделать сравнение вычислений с помощью метода огибающей ВФ с экспериментальными спектрами ВФЛ образцов. В работе [137*] описанный выше низкочастотный сдвиг связывается с тем, что ВФ на уровне E_1 затухает вблизи границы намного быстрее, чем для уровня E_2 . По такому же принципу – из-за разной степени затухания ВФ вблизи границы – для уровней HH_1 и LH_1 наблюдается уменьшение энергетического расстояния. Также в данной работе было показано, что для исследуемых гетероструктур интенсивность запрещенного перехода E_2-HH_1 (см. напр. рис. 3.4) является индикатором степени отклонения профиля КЯ от прямоугольной формы [137*]. Данное исследование было необходимо для того, чтобы осуществить отбор наиболее подходящих для создания гибридного ФПУ образцов, а также для того, чтобы выявить влияние переходных процессов, происходящих в установке молекулярно-лучевой эпитаксии при напылении слоев GaAs/AlGaAs.

3.2. Исследование свойств синтезированных частиц SiC в области решеточных резонансов

Для того, чтобы убедиться в наличии интенсивных фононных резонансов в синтезированных порошках SiC, определить оптические свойства и проверить, верно ли определена модификация частиц (ЗС) с помощью спектров рентгеновской дифракции, были применены оптические методы исследования: комбинационное рассеяние света (КРС) и спектры ИК-пропускания. Основными объектами изучения были синтезированные порошки со средним размером одиночных кристаллов 200–500 нм, полученные при температурах 1520–2000 К, так как такие частицы ввиду своих размеров и тенденции к агломерации могут быть перспективны как фонон-поляритонные резонаторы в среднем ИК-диапазоне.

На рис. 3.7 а) показан типичный спектр ИК-пропускания для порошков SiC с субмикронными частицами, измеренный при комнатной температуре [131*]. В нем присутствует провал, характерный для SiC, в области, расположенной между LO и TO-резонансами решетки. В высокочастотной области четко регистрируются пики

поглощения, связанные с процессами второго порядка. В области сильного решеточного отражения в более высокочастотной ее области наблюдаются небольшие провалы в области продольных оптических (LO) фононов SiC. Эти провалы можно отнести к поверхностным плазмонным поляритонам, характерным для легированных (содержащих свободные носители заряда) частиц SiC.

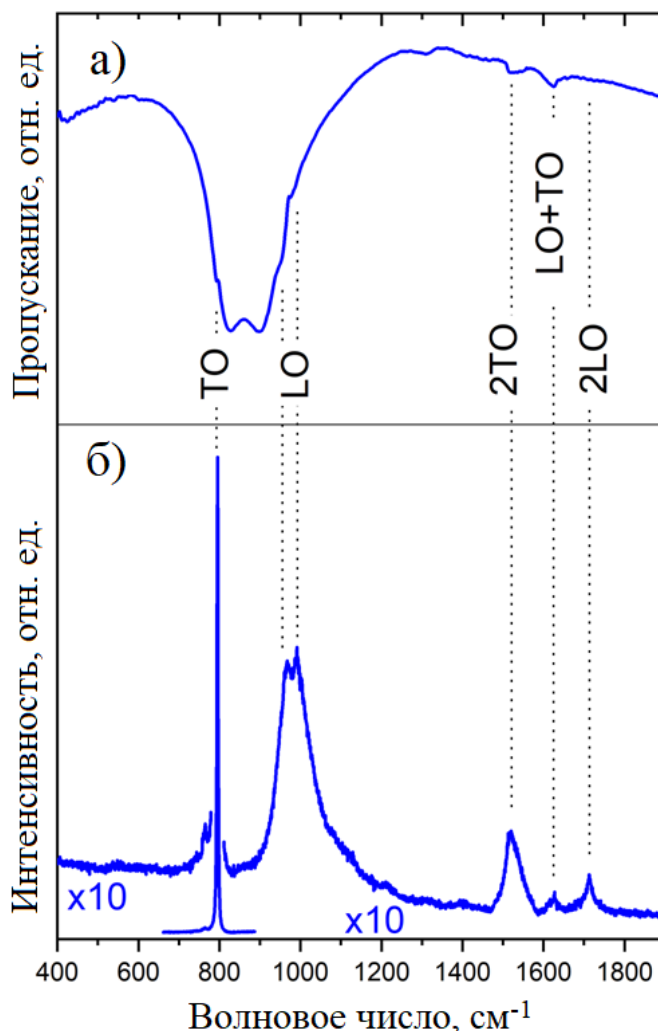


Рис. 3.7. а) Спектры ИК-пропускания кристаллов SiC вблизи собственных резонансов решетки. б) Спектры КРС при возбуждении кристалла излучением с длиной волны 632 нм [131*].

Рис. 3.7 б) иллюстрирует типичный спектр комбинационного рассеяния синтезированных микрочастиц. Наиболее интенсивные линии связаны с процессами рассеяния на поперечных оптических (ТО) и продольных оптических (ЛО) фононах в точке Γ зоны Бриллюэна. Положение на спектре линии, соответствующей ТО-фонону ($\sim 795 \text{ см}^{-1}$), указывает на принадлежность исследованных кристаллов к политипу 3С. Этот вывод согласуется с результатами рентгеноструктурного анализа. В области ЛО-фононов

регистрируется тонкая структура, смещенная в длинноволновую область относительно линии, характерной для LO (в точке Г зоны Бриллюэна) фононов 3C-SiC. Такое поведение, указывающее на образование смешанных фонон-плазмонных мод, независимо подтверждает наличие заметной концентрации свободных носителей в синтезированных кристаллах.

В диапазоне 1300–1800 см⁻¹ регистрируются пики при 1512 см⁻¹, 1626 см⁻¹ и 1712 см⁻¹, которые соответствуют процессам второго порядка. Спектральное положение этих пиков согласуется с результатами измерений спектров ИК-пропускания на рис. 3.7 а). Самый низкочастотный пик (2TO) возникает из-за рассеяния на двух поперечных оптических фононах, связанных с точкой L зоны Бриллюэна в SiC. Средний пик (LO + TO) наименее интенсивен; он не является обертоном мод оптических фононов и соответствует комбинации фононов разных ветвей. Высокочастотный пик (2LO) является результатом рассеяния на двух поперечных оптических фононах с квазиимпульсами вблизи M-точки зоны Бриллюэна.

На рис. 3.8 а)–в) изображены типичные спектры КРС для порошков синтезированного SiC [131*], измеренные с использованием микрообъектива и с длиной волны возбуждения 532 нм, за счет чего удалось получить более детальные спектры КРС, фокусируясь на меньшем количестве частиц. В то время как спектры рентгеновской дифракции характеризуют частицы как модификацию 3C SiC с присутствием небольшого количества 6H-фазы (см. раздел 2.2), исследования КРС с помощью микрообъектива позволили изучить локальные вариации в составе образцов. Спектр на рис. 3.8 а) свидетельствует об образовании алмаза (линия D) и метастабильного кремния (mSi) в качестве примесных фаз. Рис. 3.8 б) иллюстрирует присутствие алмаза и различных фаз аморфного кремния в анализируемом наряду с SiC. Наконец, рис. 3.8 в) иллюстрирует спектр КРС для кристаллов SiC, свободных от включений фазы алмаза (графита) и метастабильных фаз кремния. В целом, данные, представленные на рис. 3.8 а)–в), позволяют проследить возможные побочные продукты синтеза 3C-SiC из C₁₂H₃₆Si₆-органосилана.

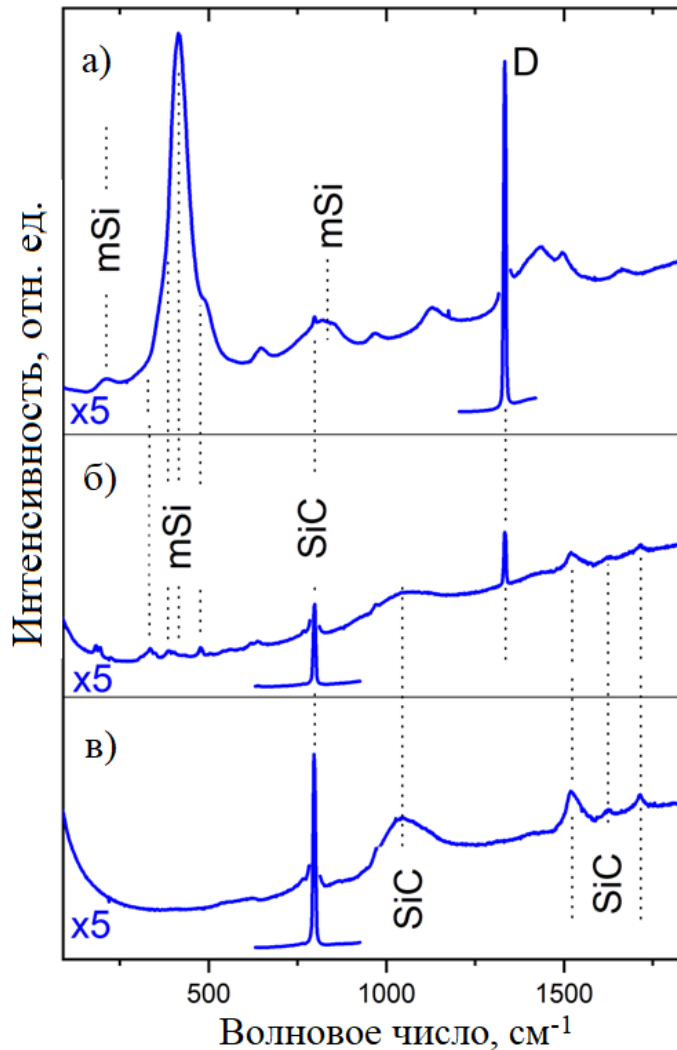


Рис. 3.8. Спектры комбинационного рассеяния для отдельных частиц SiC, обнаруженных в образце, синтезированном при $T \sim 1800$ К: а) микрочастица, в основном состоящая из алмазной фазы и метастабильного кремния б) микрочастица, содержащая SiC, алмазную фазу и метастабильный кремний в) микрочастица SiC без посторонних включений. Данные спектры были записаны при возбуждении 532 нм [131*].

Также в рамках исследования было установлено влияние отжига при $T \sim 1800$ К в вакууме на спектры комбинационного рассеяния света для изучения структурных особенностей синтезированного SiC [131*]. Спектры комбинационного рассеяния света на микрочастицах SiC до и после отжига в области рассеяния на оптических фононах в процессах первого порядка показаны на рис. 3.9 а) и б), соответственно. Из этих двух рисунков видно, что спектр в области ГО-фононов не меняется после отжига и имеет интенсивный пик в области 795 см^{-1} , характерный для политипа 3С. Тем не менее, в области 765 см^{-1} заметна слабая структура, интенсивность которой примерно в ~ 400 раз меньше, чем интенсивность основного (ГО) пика. Перед отжигом в области LO-фононов

наблюдается дублетная структура. Более высокочастотная ($\sim 980 \text{ см}^{-1}$) составляющая этой структуры относится к смешанной LO-фонон-плазмонной моде частицах SiC политипа 3C, а низкочастотная составляющая расположена в области LO (Γ) резонанса в нелегированном 3C-SiC. Эта тонкая структура не связана с (возможными) люминесцентными центрами и сохраняется в спектрах комбинационного рассеяния отдельных кристаллов с размерами 100 нм. Аналогичная картина комбинационного рассеяния света в соответствующей спектральной области для LO-фононов наблюдается при исследовании нано- или субмикронных частиц SiC 3C, в которых сильно легированная область (ядро) окружена слоем (оболочкой) SiC, обедненным носителями. В этом случае образование поверхностных плазмон-поляритонов в сочетании с размерными эффектами объясняет низкочастотную и высокочастотную составляющие вблизи LO-резонанса.

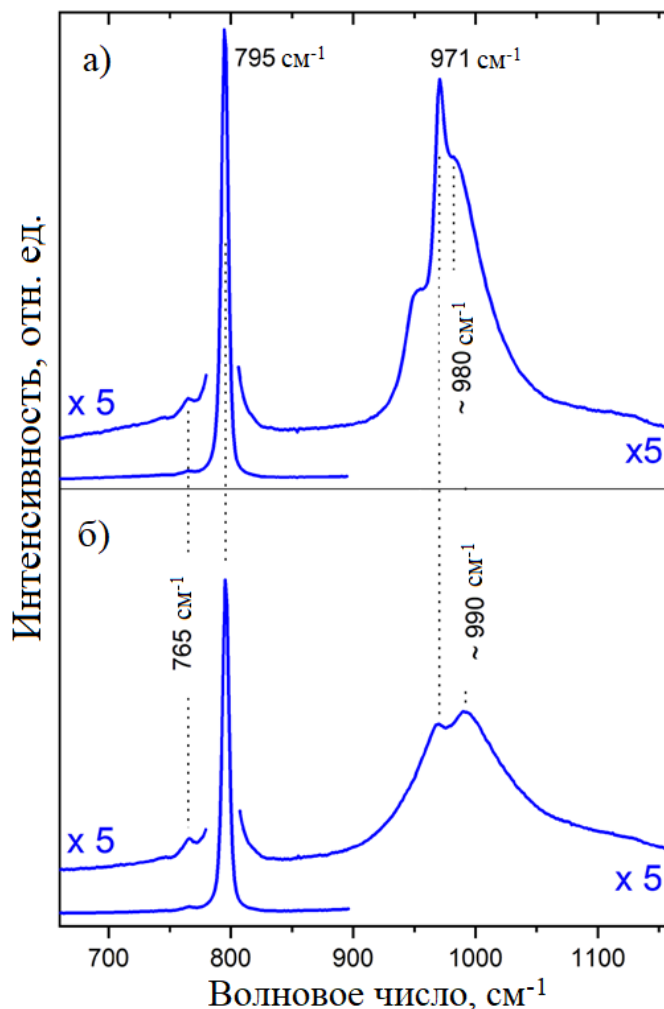


Рис. 3.9. Спектры комбинационного рассеяния микрочастиц, синтезированных при $T \sim 1600 \text{ K}$, (а) до отжига и (б) после отжига в области рассеяния на оптических фононах в процессах первого порядка [131*].

После отжига (рис. 3.9, б)) описанная тонкая структура преобразуется в несимметричную линию с максимумом при 971 см^{-1} , и это соответствует частоте LO фонона в 3С-SiC без дополнительных включений. Данное поведение может соответствовать переключению из режима, соответствующему смешанному LO-фонон-плазмонному резонансу в частицах легированного SiC политипа 3С, в режим рассеяния на чистых LO-фононах SiC со стандартными параметрами. Но длинноволновая линия, наблюдаемая в спектрах отожженных кристаллов в области $\sim 990\text{ см}^{-1}$, может указывать на то, что после такого отжига сохраняются области, в которых концентрация носителей является достаточно высокой. Положение и ширина смешанной фонон-плазмонной линии дает возможность оценить уровень концентрации носителей. Для ядра в неотожженных частицах SiC концентрация носителей находится на уровне $3 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$ и после их отжига становится равной $\sim 1 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$. Следует отметить, что для кристаллов субмикронного размера спектральное расположение такой смешанной моды зависит как от концентрации носителей, так и от формы/внутренней структуры/окружения кристалла. Следовательно, полученные значения следует интерпретировать как оценочные.

Наличие менее интенсивных низкочастотных составляющих фононных пиков TO и LO также можно объяснить присутствием политипа 6Н в микрокристаллах. Но при такой интерпретации нужно ожидать сравнимых (и не отличающихся по порядку величин) интенсивностей TO и LO-фононных резонансов в соответствующих областях около 765 см^{-1} и 955 см^{-1} . Также при наличии других политипов, помимо 3С, в спектрах КР должны присутствовать линии в области $140\text{--}280\text{ см}^{-1}$, соответствующие рассеянию на акустических фононах. В синтезированных кристаллах таких линий не наблюдалось. Следует отметить, что низкочастотный сдвиг TO-компоненты может возникать при наличии дефектов упаковки.

3.3. Низкотемпературная фотолюминесценция для характеристики дефектности микрочастиц SiC

Для определения основной причины появления свободных носителей и оценки примесно-дефектного состава были измерены спектры НФЛ синтезированных кристаллов. На рис. 3.10 показаны типичные примеры таких спектров, записанных для исходных (рис. 3.10 а), б)) и отожженных кристаллов (рис. 3.10 в)) [131*].

Рис. 3.10 а) соответствует условиям синтеза, при которых образование побочных фаз не регистрируется. Рис. 3.10 б) соответствует ситуации, когда метастабильный

кремний и алмаз образуются вместе с SiC во время синтеза. В этом случае присутствие алмаза приводит к появлению узкой линии излучения кремниевых вакансионных (SiV^-) центров в спектрах ФЛ. За исключением линии излучения SiV^- во всех спектрах на рис. 3.10 а) – в), регистрируется аналогичная структура, которая определяется бесфононной линией (ZPL) около 2,13 эВ и ее фононными репликами с участием LO и LA-фононов. Эта структура однозначно связана с излучением донорно-акцепторной пары с азотом на подрешетке углерода (N_C) и алюминием на подрешетке кремния (Al_Si) в политипе 3C. Отнесение этой линии к донорно-акцепторным парам было подтверждено измерениями кинетики люминесценции, а также спектров люминесценции с временным разрешением. В частности, ZPL выявляет длинноволновый сдвиг эмиссионных линий с увеличением времени задержки и неэкспоненциальный спад интенсивности, см. рис. 3.11 а), б). Такое поведение, являющееся уникальной особенностью донорно-акцепторных пар, определяется разбросом расстояний между акцептором и донором.

С одной стороны, высокая интенсивность полосы излучения донорно-акцепторных пар по сравнению с экситонным излучением вблизи края фундаментального поглощения 3C-SiC (отмеченного на рис. 3.10 а)–в) штриховой линией) подтверждает заметную концентрацию соответствующих точечных дефектов. С другой стороны, отсутствие каких-либо дополнительных дефектных полос указывает на то, что N_C и Al_Si являются доминирующими типами мелких дефектов в синтезированных кристаллах. Азот на углеродной подрешетке в 3C-SiC образует донорный центр, энергия основного состояния которого составляет 53 мэВ. При комнатной температуре эта величина сопоставима с тепловой энергией. Таким образом, значительная часть донорных центров оказывается ионизированной. В то же время энергия основного состояния акцептора Al_Si составляет 257 мэВ, что достаточно для значительного подавления их ионизации при комнатной температуре.

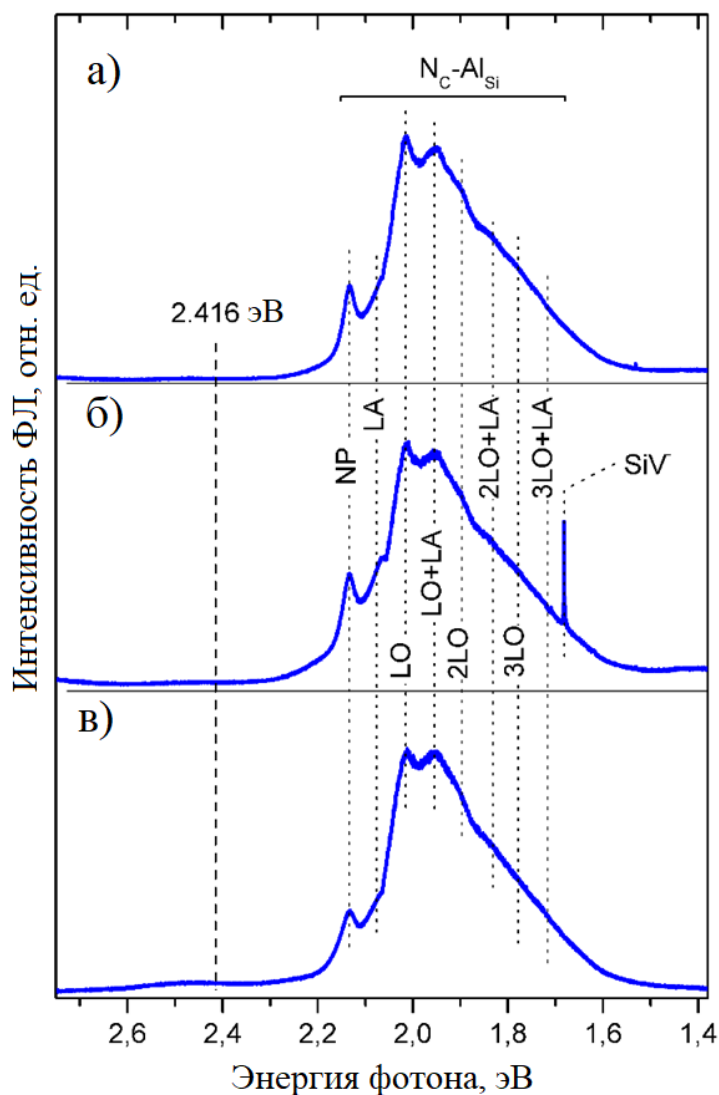


Рис. 3.10. Примеры спектров НФЛ при $T = 5$ К, записанных для исходных синтезированных (а, б) и отожженных кристаллов (в). Случай а) соответствует условиям синтеза, в которых образование побочных фаз не обнаружено. Случай б) соответствует ситуации, когда метастабильный кремний и алмаз образовались вместе с SiC во время синтеза. Пунктирной линией отмечено положение края фундаментального поглощения 3C-SiC [131*].

Таким образом, можно утверждать, что основной причиной появления свободных носителей в синтезированных кристаллах является ионизация доноров N_c . Следует отметить, что оцененные выше концентрации электронов $\sim (1-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ являются небольшими и метод измерения НФЛ позволяет их определить, в отличие от результатов измерений с помощью EDX-приставки для микроанализа (см. раздел 2.2). Также необходимо заметить, что отжиг микрочастиц практически не повлиял на вид спектра НФЛ (рис. 3.10, в).

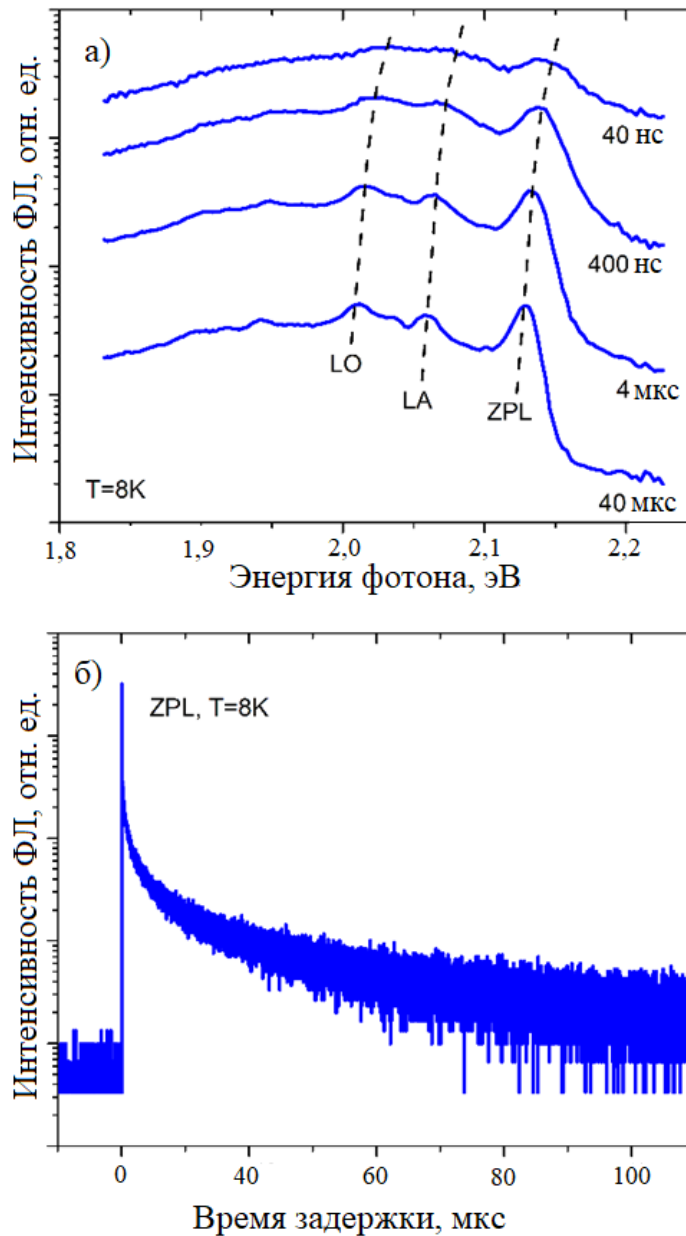


Рис. 3.11. а) Спектр НФЛ микрочастиц SiC с временным разрешением и б) кинетика ФЛ, соответствующая стационарному спектру на рис. 3.10 а) [131*].

3.4. Численное моделирование ближнего поля микрочастицы SiC, размещенной на поверхности гетероструктуры с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs

Для того, чтобы охарактеризовать влияние микрочастиц SiC на фотоэлектрические свойства ФПУ с КЯ GaAs/AlGaAs, было проведено численное моделирование распределения электромагнитного поля в гибридной системе микрочастица SiC + гетероструктура с КЯ [138*]. В рамках этой задачи, плоская

электромагнитная волна с длиной волны $\lambda = 8,7$ мкм в воздухе падает перпендикулярно на слоистую структуру с КЯ GaAs/AlGaAs, на поверхности которой лежит сферическая частица SiC диаметром 1 мкм. При моделировании поверхность пластины с КЯ GaAs/AlGaAs по отношению к микрочастице SiC представляла собой бесконечную плоскость, так как латеральные размеры ФПУ приблизительно на три порядка больше диаметра микрочастицы SiC.

На рис. 3.12 волновой вектор падающей плоской волны направлен перпендикулярно поверхности пластины GaAs/AlGaAs, а вектор поляризации электрического поля (\vec{E}), соответственно, направлен вдоль оси X. На рис. 3.12 буквой h обозначено расстояние, отсчитываемое от поверхности вглубь структуры GaAs/AlGaAs; порядковыми номерами от 1 до 3 обозначены различные области: 1 – воздух, 2 – SiC, 3 – структура с КЯ GaAs/AlGaAs.

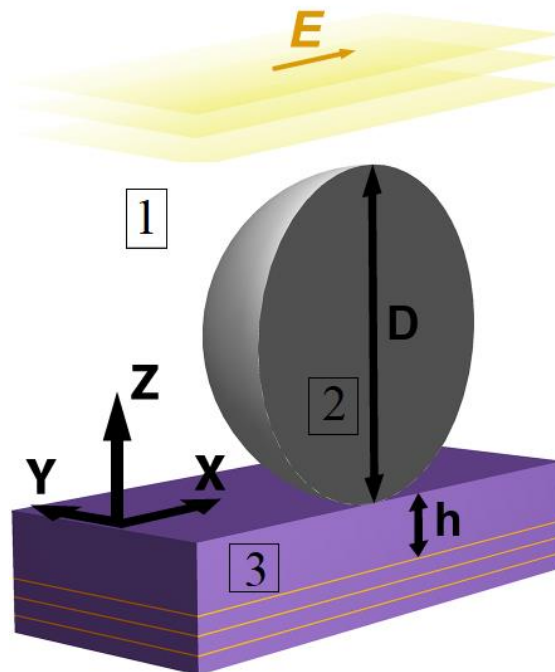


Рис. 3.12. Конфигурация моделируемой системы. Вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости, параллельной плоскости КЯ. На поверхности (бесконечной плоскости) из GaAs лежит сферическая частица SiC диаметром $D = 1$ мкм. h – расстояние, отсчитываемое от поверхности вглубь структуры GaAs/AlGaAs. Порядковыми номерами от 1 до 3 пронумерованы различные области в системе: 1 – воздух, 2 – SiC, 3 – структура с КЯ GaAs/AlGaAs [138*].

Взаимодействие электромагнитной волны и системы сред 1 – 3 описывается уравнениями Максвелла. Считая, что в такой системе объемная плотность стороннего электрического заряда ρ равна нулю, электрический ток плотностью j отсутствует, уравнения Максвелла для такой задачи записываются как:

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{D} = 0 \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0 \end{cases} \quad (14)$$

Материальные уравнения, связывающие векторы \vec{D} и \vec{E} и \vec{B} и \vec{H} для каждой из сред 1–3 имеют вид

$$\vec{D}_i = \varepsilon_i \vec{E}_i \quad (15)$$

где i – номер области, и

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (16)$$

во всех трех областях, и, так как среды 1–3 можно считать немагнитными, $\mu = 1$, то есть $\vec{B} = \vec{H}$.

Граничные условия имеют вид:

$$\begin{cases} D_{in} = D_{jn} \\ E_{i\tau} = E_{j\tau} \\ B_{in} = B_{jn} \\ H_{i\tau} = H_{j\tau} \end{cases} \quad (17)$$

где $i, j = \{1, 2, 3\}$, $i \neq j$, а индексы n и τ обозначают нормальную и тангенциальную компоненты векторов, соответственно.

Так как в разделе 3.2 было показано, что синтезированные микрочастицы SiC преимущественно обладают структурой «ядро-оболочка», диэлектрическая функция $\varepsilon(\omega)$ в оболочке $\varepsilon_s(\omega)$ и в ядре $\varepsilon_c(\omega)$, соответственно, будет описываться формулами:

$$\varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_s} \right) \quad (18)$$

$$\varepsilon_c(\omega) = \varepsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_c} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \right) \quad (19)$$

Формула (18) соответствует оболочке SiC, обедненной носителями, выражение (18) было более подробно описано в разделе 1.4. Как видно из сравнения формул (18) и

(19), диэлектрическая функция ядра отличается наличием третьего слагаемого в скобке, которое связано с присутствием большого количества электронов в ядре и с возникающими из-за этого плазмонными эффектами. В этом слагаемом ω_p – плазменная частота, γ – константа затухания плазмона в ядре. Величины, соответствующие решеточным колебаниям 3C-SiC, входящие в формулу (18), были взяты: $\omega_{TO} = 791 \text{ см}^{-1}$, $\omega_{LO} = 971 \text{ см}^{-1}$. Высокочастотная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_\infty(\text{SiC}) = 6,7$. Величины затухания оптических фононов в оболочке и в ядре SiC Γ_s и Γ_c были определены из полуширин линий в спектрах КРС на микрочастицах SiC из раздела 3.2, см. рис. 3.9 е), ж). Диэлектрическая постоянная GaAs была взята $\epsilon_\infty = 10,9$, для AlGaAs $\epsilon_\infty = 10,3$.

Уравнения (14)–(19) были положены в основу модели для численного расчета плотности электромагнитной энергии и пространственных зависимостей поляризации электрического поля в ближней зоне сферической частицы SiC. Расчеты проводились с использованием пакета программ MEEP (MIT Electromagnetic Equation Propagation).

На рис. 3.13 представлено пространственное распределение плотности электромагнитной энергии в плоскости XZ на длине волны 8,7 мкм. Стрелки показывают направления вектора напряженности электрического поля. По данному рисунку можно заметить, что в ближней зоне микрочастицы SiC происходит поворот вектора напряженности электрического поля, в том числе и в слое GaAs. Таким образом, в области ближнего поля возникает компонента электрического поля, направленная вдоль оси Z. Данный эффект, в том числе, наблюдается и внутри гетероструктуры с КЯ GaAs/AlGaAs, причем внутри гетероструктуры существует слой, в котором вектор напряженности электрического поля ориентируется практически полностью вдоль оси Z. Этот слой указан красной стрелкой на рис. 3.13 и он соответствует величине $h = 200 \text{ нм}$. По мере дальнейшего погружения в слои GaAs/AlGaAs и удаления от микрочастицы эффективность такой конверсии поля падает. В результате того, что появляется поле, которое ориентировано вдоль оси Z, переход $E_{e1} \rightarrow E_{e2}$ становится разрешенными и, следовательно, должна возрастать величина фотоотклика.

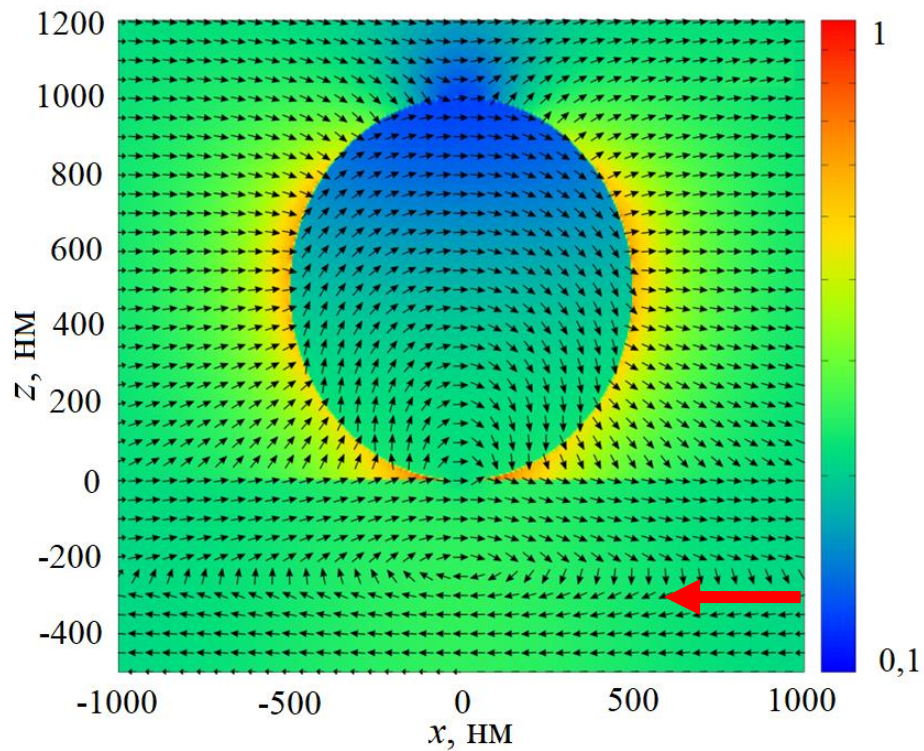


Рис. 3.13. Пространственное распределение плотности электромагнитной энергии в плоскости XZ на длине волны 8,7 мкм. Стрелки показывают направления электрического поля.

Чтобы рассчитать эффективность преобразования поля микрочастицей, вычислялась величина $\eta = E_z^2 / E_0^2$. Она характеризует эффективность конверсии. Здесь E_0^2 – интенсивность падающей электромагнитной плоской волны, E_z^2 – «эффективная» интенсивность, то есть та, которая воздействует на КЯ. Результаты расчета величины η вблизи сферической микрочастицы SiC, лежащей на поверхности гетероструктуры с КЯ GaAs/AlGaAs, представлены на рис. 3.14. Эти данные соответствуют длине волны детектирования 8,7 мкм и построены в зависимости от глубины погружения h (от 200 нм до 350 нм) внутрь структуры GaAs/AlGaAs. Видно, что максимум эффективности конверсии находится в области $h \approx 200$ нм, что согласуется с данными визуализации распределения вектора напряженности электрического поля на рис. 3.13.

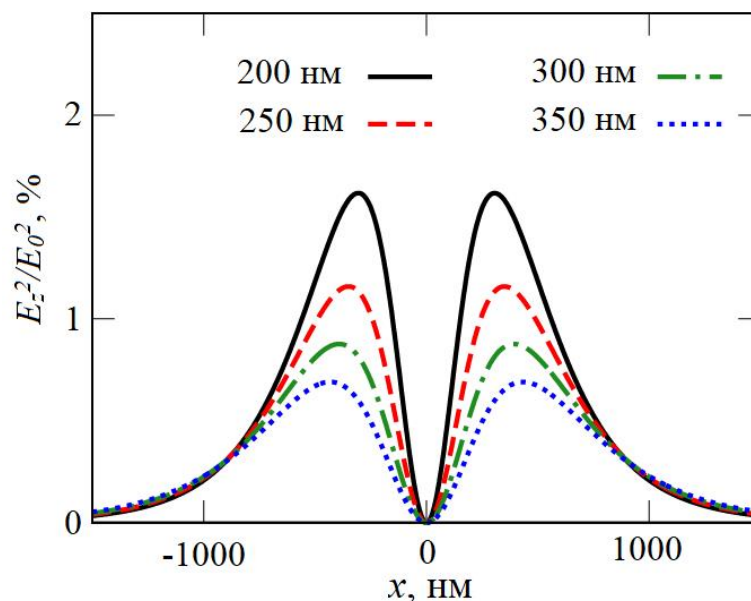


Рис. 3.14. Пространственные распределения электрического поля вокруг сферической микрочастицы SiC, которая расположена на слое GaAs гетероструктуры GaAs/AlGaAs, с диаметром 1 мкм. Показано отношение интенсивностей падающей электромагнитной плоской волны при расчетах в присутствии микрочастицы SiC и без нее на различных расстояниях от границы раздела «воздух-GaAs» внутри слоя GaAs (эти расстояния подписаны на рисунке, от 200 нм до 350 нм). Координата x отсчитывается от центра частицы. Длина волны детектирования 8,7 мкм. [138*].

Из совокупного анализа рисунков 3.13 и 3.14 можно увидеть, что наибольшая величина конверсии поля происходит на глубине около 200 нм, что соответствует первой или нескольким первым КЯ, в зависимости от толщины верхнего контактного слоя GaAs. На этой глубине эффективность конверсии достигает 1,5 %. Такая величина конверсии может показаться незначительной, однако, если учесть, количество нанесенных подобных частиц SiC на поверхность гетероструктуры и что из одиночных ФПУ на КЯ изготавливают преимущественно матричные фотодетекторы, в которых находится до сотен тысяч таких одиночных элементов, становится понятно, что даже небольшая конверсия излучения может сыграть большую роль в суммарном усилении фоточувствительности сигнала. На глубине погружения внутрь структуры с КЯ 350 нм эффективность конверсии падает и становится порядка 0,5 %.

Из расчетов следует, что глубина и форма области, в которой происходит поворот вектора напряженности электрического поля падающей по нормали к образцу электромагнитной волны зависят от длины волны падающего излучения. Таким образом, при наличии поглощения через ближнепольный механизм с участием локализованных

фонон-поляритонов можно ожидать изменения тонкой структуры или формы спектра фотопроводимости. Таким образом, согласно численным расчетам, усиление fotocувствительности ФПУ с КЯ GaAs/AlGaAs возможно за счет поворота вектора электрического поля в ближней зоне микронной частицы SiC, причем усиление фототока вблизи и вдали фонон-поляритонного резонанса частиц SiC может быть не одинаковым по форме и величине, что следует проверить с помощью измерений спектров фотопроводимости гибридного ФПУ.

3.5. Фотопроводимость гибридного фотоприемного устройства на основе квантовых ям GaAs/AlGaAs с микрочастицами SiC, нанесенными на поверхность гетероструктуры

Учитывая полученные на предыдущих этапах работы результаты, удалось создать прототип гибридного ФПУ на основе гетероструктуры с КЯ GaAs/AlGaAs, в котором используется локальное поле нанесенных на поверхность таких структур микрочастиц SiC для того, чтобы увеличить эффективность взаимодействия внешнего электромагнитного поля с системой электронных уровней в КЯ. Схематичная конфигурация полученного гибридного ФПУ показана на рис. 3.15.

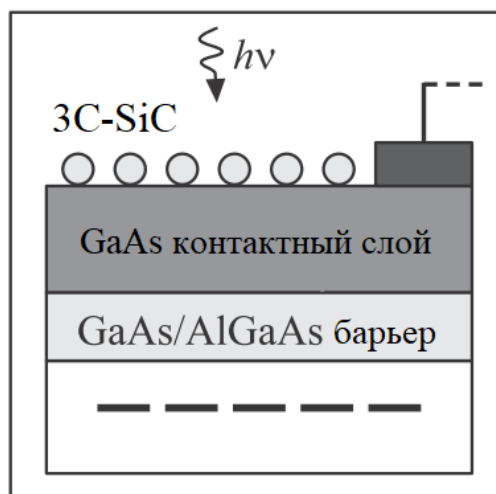


Рис. 3.15. Схема гибридного ФПУ на основе гетероструктуры с КЯ GaAs/AlGaAs с нанесенными на поверхность микрочастицами SiC [138*].

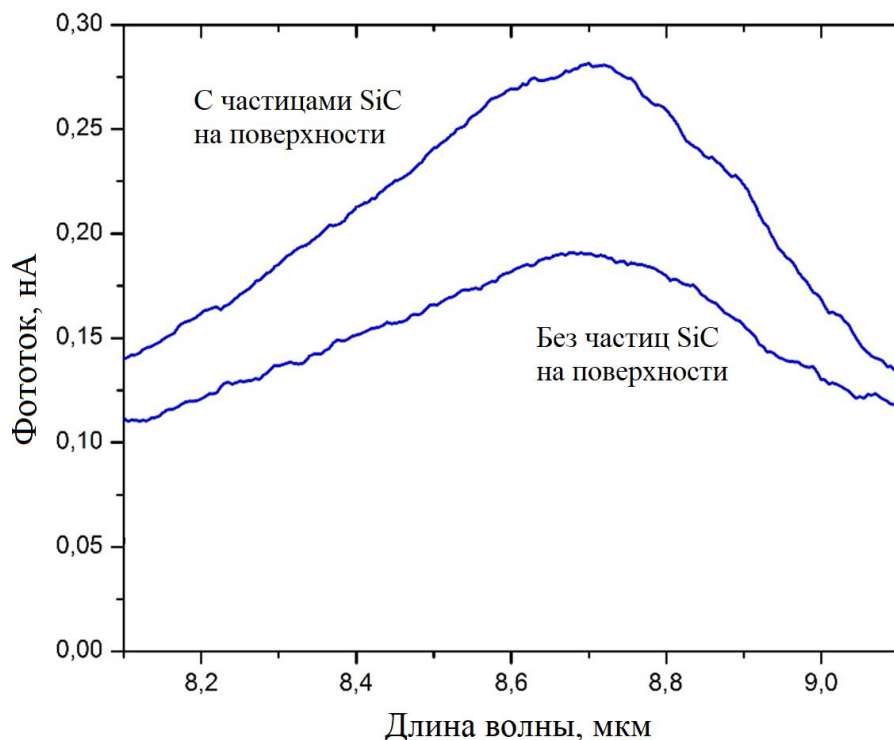


Рис. 3.16. Изменение фотоотклика в результате нанесения микрочастиц SiC для ФПУ с КЯ с максимумом поглощения на длине волны 8,7 мкм. Нижняя кривая соответствует спектру фототока гетероструктуры с КЯ GaAs/AlGaAs без частиц SiC на поверхности, верхняя кривая – спектру фототока гибридного ФПУ [138*].

Детали нанесения микрочастиц SiC на поверхность ФПУ и методика измерений фотопроводимости были описаны в разделе 2.3. Измерения были выполнены для двух серий образцов A152 и A282, которые были отобраны на предыдущих этапах работы. Как было показано в разделе 3.2, пиковая длина волны детектирования образцов A152 находилась вдали, а образцов A282 – вблизи фонон-поляритонного резонанса в микрочастицах SiC.

На рис. 3.16 изображен спектр фоточувствительности гетероструктуры в диапазоне, отвечающий $E_{e1}-E_{e2}$ электронному переходу в КЯ, для ФПУ с КЯ GaAs/AlGaAs с максимумом длины волны поглощения около 8,7 мкм. Нижний спектр соответствует фоточувствительности исходного образца с КЯ (без нанесения микрочастиц SiC), верхний спектр соответствует образцу, покрытому микрочастицами SiC. Из этого рисунка следует, что значение фототока в ФПУ на основе GaAs/AlGaAs с нанесенными микрочастицами SiC увеличилось примерно в 1,5 раза. Обнаруженной особенностью усиления сигнала фототока при помощи микрочастиц SiC стало то, что форма спектральной зависимости фототока для стандартного ФПУ и для гибридного

ФПУ с частицами SiC заметно отличаются по форме. Такое поведение ожидается, когда имеется вклад в поглощение с участием ближнепольного механизма: ближайший LO-фонон-поляритонный резонанс 3C-SiC находится на длине волны около 10,3 мкм, поэтому вдали от него фототок может заметно зависеть от длины волны.

Для того чтобы исследовать фотопроводимость ФПУ на основе КЯ GaAs/AlGaAs вблизи фонон-поляритонного резонанса частиц SiC, были измерены спектры фотопроводимости для устройств с наиболее близкой к этому значению длиной волны детектирования – с максимумом поглощения на длине волны 10,6 мкм (рис. 3.17). Условия нанесения микрочастиц SiC были теми же, что и для ФПУ с длиной волны детектирования 8,7 мкм. В результате нанесения микрочастиц SiC на поверхность ФПУ сигнал фотопроводимости возрос практически в 2 раза, то есть коэффициент усиления фототока при условиях, близких к резонансным, увеличился еще на ~ 30% по сравнению с нерезонансным ФПУ. Этот эффект также может служить подтверждением того, что усиление фототока связано с ближнепольной передачей сигнала от локализованных фонон-поляритонов в электронную подсистему КЯ GaAs/AlGaAs.

На рис. 3.18 изображена спектральная зависимость отношения сигналов фототока с нанесенными на поверхность частицами SiC и без них для ФПУ, имеющих пиковую длину волны детектирования вдали от LO-фонон-поляритонного резонанса в SiC ($\lambda_{\text{пик}} \approx 8,7$ мкм). Данная спектральная зависимость характеризует величину усиления фототока, связанную с влиянием микрочастиц SiC, расположенных на поверхности гетероструктуры GaAs/AlGaAs. По рис. 3.18 можно оценочно сделать вывод, что вдали от резонанса величина усиления фототока в присутствии микрочастиц SiC зависит от длины волны. Для ФПУ, пиковая длина волны детектирования которых находится вблизи LO-фонон-поляритонного резонанса в SiC ($\lambda_{\text{пик}} \approx 10,6$ мкм), форма спектральной зависимости фототока для гибридного ФПУ с частицами SiC и для стандартного ФПУ (без частиц SiC на поверхности) не меняется. Этот результат может также свидетельствовать о том, что усиление фоточувствительности гибридного ФПУ связано с фонон-поляритонным резонансом в частицах полярного кристалла SiC.

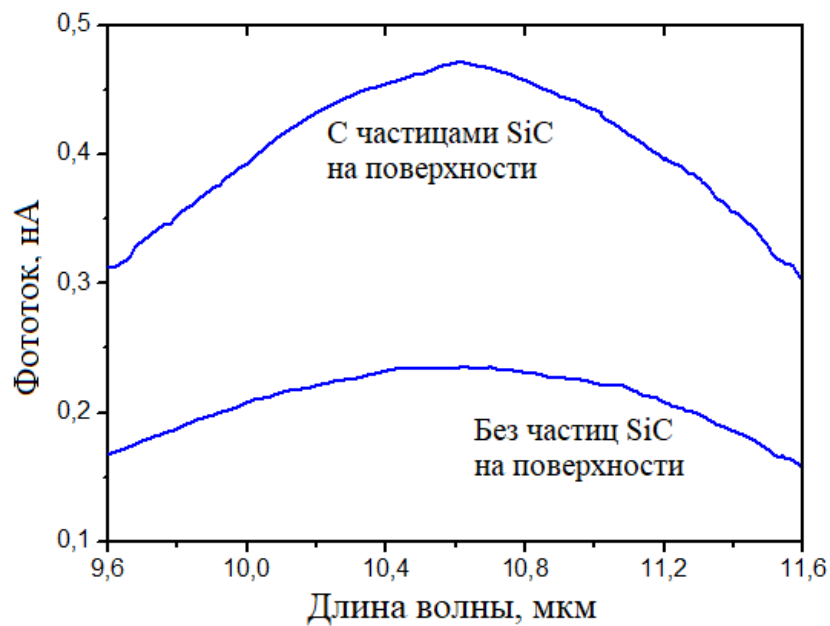


Рис. 3.17. Изменение фотоотклика в результате нанесения микрочастиц SiC для ФПУ с КЯ GaAs/AlGaAs с максимумом поглощения на длине волны 10,6 мкм. Нижняя кривая соответствует спектру фототока гетероструктуры с КЯ GaAs/AlGaAs без частиц SiC на поверхности, верхняя кривая – спектру фототока гибридного ФПУ.

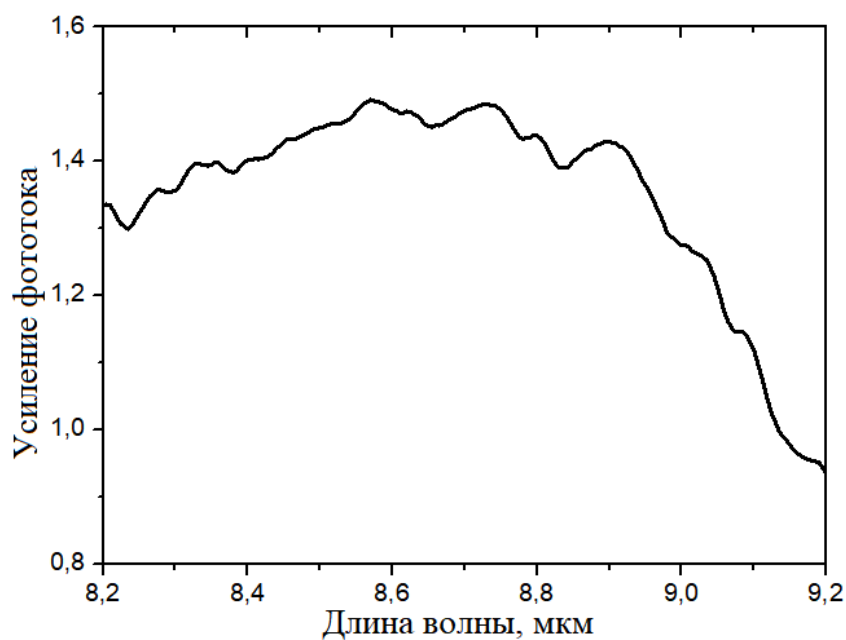


Рис. 3.18. Зависимость отношения величин фототоков в ФПУ с КЯ GaAs/AlGaAs от длины волны детектирования при наличии микрочастиц SiC на поверхности ФПУ и без них для ФПУ, имеющих пиковую длину волны детектирования вдали от LO-фонон-поляритонного резонанса в SiC ($\lambda_{\text{пик}} \approx 8,7$ мкм).

Следует отметить, что при оптимизации технологических параметров, таких как глубина проникновения локального поля в гетероструктуру, количество микрочастиц на поверхности, возможно достичь большего усиления. Согласно оценкам, при оптимизации дизайна гетероструктуры, можно получить более заметное усиление фототока при нормальном падении излучения на гибридный фотодетектор с КЯ. Также, возможность для дальнейшей оптимизации представляется в случае подбора ФПУ с длиной волны детектирования, близкой по спектральному положению к ТО-фонон-поляритону (около 12,5 мкм). При таких условиях, близких к резонансным, возможно сильное увеличение фотоотклика, так как интенсивность линии ТО-резонанса намного превышает интенсивность линии для LO-фононов. Однако использование ТО-резонанса для усиления фоточувствительности сопряжено с необходимостью более точно контролировать положение максимума поглощения КЯ, так как ТО-фононная линия обладает меньшей шириной и в таких частицах она не смешана с плазмонной линией, контролировать ширину и положение которой можно, как говорилось ранее, подбором температуры синтеза и последующей термообработкой.

Как показывают проведенные эксперименты, LO-фонон-плазмонная линия дает усиление фоточувствительности как вдали, так и вблизи пика резонанса, это достигается за счет ее большей ширины по сравнению с ТО-фонон-поляритоном и за счет значительной интенсивности. Большой интерес представляет возможность контроля формы данной линии – как было показано, особенности строения синтезированных микрочастиц SiC и изменение режимов роста микрочастиц SiC в сочетании с последующей их термообработкой позволяет контролировать форму, интенсивность и ширину фонон-плазмонных линий LO в кристаллах. Это предоставляет возможность для дальнейшего совершенствования ближнепольной резонансной связи между гетероструктурой с КЯ GaAs/AlGaAs и фонон-поляритонными микрочастицами SiC, а значит, существует перспектива дальнейшего увеличения фоточувствительности ФПУ с КЯ за счет такого эффекта.

В целом, полученные в рамках диссертационной работы данные могут послужить основой для создания гибридных ФПУ с реализованной резонансной ближнепольной связью между электронной подсистемой полупроводниковых КЯ и локализованным фононным поляритоном.

В качестве вспомогательного результата также стоит отметить, что на спектры фотопроводимости может влиять уровень дополнительного легирования КЯ. Так, в образцах с узкими КЯ с высоким уровнем легирования в структуре с КЯ образуются DX-

центры, о которых упоминалось в разделе 1.5, влияющие на режимы работы ФПУ. Например, в экспериментах по измерению фотопроводимости ФПУ с КЯ GaAs/AlGaAs, когда один из образцов вымораживался в темноте в криостате до температуры 67 К, темновой ток через структуру составлял 11,6 мкА при напряжении 0,25 В. Затем открывался механический затвор и образец освещался монохроматическим светом с длиной волны 700 нм через дифракционный монохроматор в течение 500 с. За это время ток через образец увеличивался до 32,6 мкА. После закрытия затвора темновой ток экспоненциально релаксировал до ~ 25 мкА и далее сохранялся практически неизменным в течение более двух часов. Такой эффект характерен для полупроводниковых соединений, содержащих метастабильный глубокий дефект – DX-центр. Незатухающая составляющая обусловлена двукратной ионизацией DX-центра в соответствии с уравнением:



Рис. 3.19 демонстрирует этот эффект – наличие незатухающей фотопроводимости в некоторых образцах исследованных ФПУ с КЯ GaAs/AlGaAs.

На рис. 3.20 изображены спектральные зависимости фототока в описанном выше эксперименте: верхняя кривая соответствует спектру до ионизации DX-центров, нижняя кривая – после ионизации в установившемся режиме. Видно, что ионизация DX-центра привела к уменьшению сигнала фотопроводимости, так как увеличилось значение темнового тока, не связанного с возбуждением ИК-излучением. Такой эффект может проявляться непосредственно в спектрах фотопроводимости и приводить к бистабильности в работе фотодетекторов на основе КЯ. Поэтому, чтобы разделить эффекты, связанные с фонон-поляритонным резонансом в ближней зоне микрочастиц SiC, и эффекты, связанные с ионизацией DX-центров, следует до нанесения микрочастиц SiC убедиться в отсутствии в гетероструктурах DX-центров. Это позволит обеспечить более надежную интерпретацию результатов.

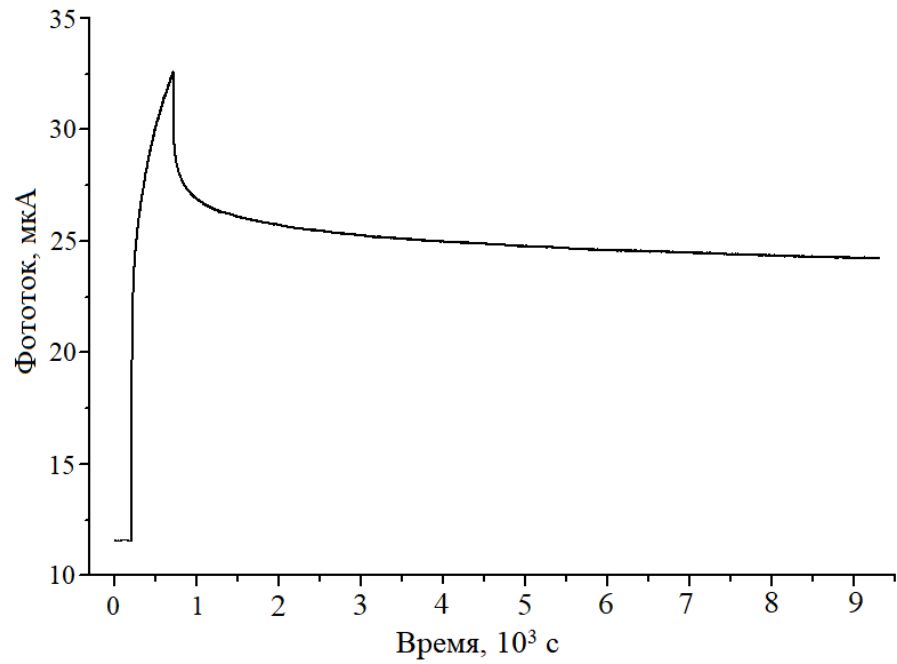


Рис. 3.19. Кривая зависимости фототока в гетероструктуре с КЯ в зависимости от времени (кинетика сигнала фоточувствительности) после освещения монохроматическим светом с длиной волны 700 нм в течение 500 с.

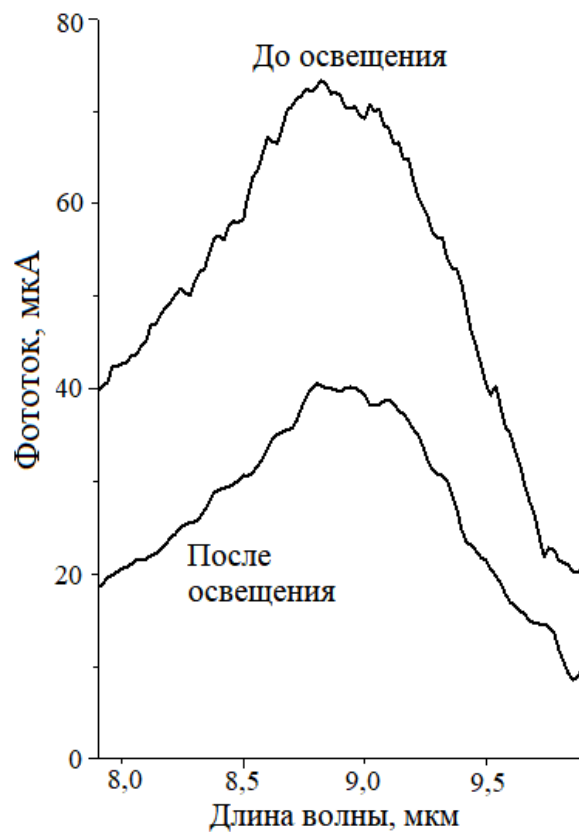


Рис. 3.20. Спектральная зависимость фототока от длины волны: верхняя кривая – до ионизации DX-центров, нижняя кривая – после ионизации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано влияние на фотоэлектрические свойства систем множественных полупроводниковых квантовых ям GaAs/AlGaAs добавления на их поверхность микрочастиц SiC. В целом, поставленные в рамках выполнения диссертации цель и задачи выполнены: показана принципиальная возможность резонансной передачи поля локализованного фонон-поляритона в электронную подсистему квантовых ям, создано гибридное ФПУ среднего ИК-диапазона на основе гетероструктуры с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs и микрочастиц SiC, достигнуто усиление фоточувствительности системы квантовых ям в 2 раза благодаря расположенным на поверхности гетероструктуры микрочастицам SiC.

Основные выводы по итогам работы:

1) Установлено, что микрочастицы SiC, получаемые методом пиролиза органосилана $C_{12}H_{36}Si_6$, имеют неравномерное распределение концентрации носителей заряда и состоят из ядра с повышенным содержанием носителей и оболочки, обедненной носителями. Возникновение повышенной концентрации свободных носителей в микрочастицах SiC связано с образованием мелких донорных уровней на подрешетке углерода.

2) Установлена корреляция параметров синтеза микрочастиц SiC политипа 3C с концентрацией носителей и дефектов в них. Показано, что изменение режимов роста микрочастиц SiC в сочетании с последующей их термообработкой позволяет контролировать не только средний размер кристаллов, но и фонон-плазмонные моды LO в кристаллах.

3) Путем численного моделирования показано, что за счет взаимодействия электромагнитного поля с микронной частицей полярного кристалла SiC на поверхности структуры с множественными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs вблизи частицы SiC происходит поворот вектора напряженности электрического поля. Расчеты показали, что ближнее поле микрочастицы SiC эффективно взаимодействует с верхними квантовыми ямами GaAs/AlGaAs.

4) На основе измерений спектров стационарной ИК-фотопроводимости показано, что использование микрочастиц SiC позволяет частично преодолеть ограничения, связанные с правилами отбора для переходов между квантоворазмерными энергетическими уровнями в квантовых ямах GaAs/AlGaAs и приблизительно в 2 раза увеличить чувствительность ФПУ к электромагнитному излучению с поляризацией вдоль плоскости квантовых ям. Полученный результат указывает на принципиальную

возможность передачи возбуждения в электронную подсистему квантовых ям через ближнее поле локализованных фонон-поляритонов.

5) Показано, что микрочастицы SiC, нанесенные на поверхность структуры с множественными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, вдали от их фонон-поляритонного резонанса изменяют форму спектра фотопроводимости, что связано с несимметричным относительно положения резонанса механизмом передачи возбуждения в электронную подсистему квантовых ям через ближнее поле локализованных фонон-поляритонов.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

ИК – инфракрасный

GaAs/AlGaAs – арсенид галлия/арсенид алюминия-галлия

ВФ – волновая функция

ФПУ – фотоприемное устройство

КЯ – квантовая яма

SiC – от англ. *silicon carbide* – карбид кремния

QWIP – от англ. *quantum well infrared photodetector* – детектор инфракрасного диапазона на множественных квантовых ямах

ФЛ – фотолюминесценция

НФЛ – низкотемпературная фотолюминесценция

ВФЛ – возбуждение фотолюминесценции

МКФЛ – микрофотолюминесценция

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю благодарность своему научному руководителю Форшу Павлу Анатольевичу за всестороннюю помощь по диссертационной работе и за колоссальную моральную поддержку. Также благодарю коллектив лаборатории спиновой физики двумерных материалов отделения физики твердого тела ФИАН имени П.Н. Лебедева РАН, и отдельно Кривобока Владимира Святославовича, за консультации при проведении исследований и за помощь в интерпретации результатов. Благодарю сотрудников НПО «Орион» за предоставленные образцы гетероструктур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs и сотрудников ИФВД имени Л.Ф. Верещагина РАН, а именно Екимова Евгения Алексеевича, за синтезированные микрокристаллы SiC. Также выражаю благодарность заведующему кафедрой общей физики и молекулярной электроники МГУ профессору Павлу Константиновичу Кашкарову, а также всему коллективу кафедры общей физики и молекулярной электроники за полезные замечания и организационную помощь в ходе работы.

Благодарю свою семью за поддержку всех своих начинаний в любых областях. Особую благодарность выражаю учителю физики Республиканского лицея-интерната имени Г.С. Лебедева г. Чебоксары Иванову Юрию Яковлевичу, благодаря которому я полюбила физику и физический эксперимент, научилась ставить перед собой самые смелые задачи и решать их.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rogalski A., Martyniuk P., Kopytko M. InAs/GaSb type-II superlattice infrared detectors: Future prospect // *Appl. Phys. Rev.* 2017. Т. 4, № 031304. С. 21. DOI: 10.1063/1.4999077
2. Gunapala S.D., Bandara S. V., Rafol S. B., Ting D. Z. Quantum Well Infrared Photodetectors // *Semicond. Semimetals.* 2011. Т. 84. С. 59–151. DOI: 10.1016/B978-0-12-381337-4.00002-4
3. Dem'yanenko M.A., Esaev D.G., Toropov A.I., Valisheva N.A., Dvoretzky S.A. Dmitriev D.V., Gulyaev D.V., Fateev V.A., Marchishin I.V., Protasov D.Yu., Savchenko A.P., Ovsyuk V.N., Zhuravlev K. AlGaAs/GaAs Quantum Well Infrared Photodetectors // *Two-dimensional Materials for Photodetector.* 2018. С. 139–160. DOI: 10.5772/intechopen.71266
4. Schneider H., Liu H.C. Quantum Well Infrared Photodetectors. Physics and Applications // *Springer Series in optical sciences.* 1999. С. 258. DOI: 10.4324/9781315152318-12
5. Li E.H. Material parameters of InGaAsP and InAlGaAs systems for use in quantum well structures at low and room temperatures // *Phys. E Low-Dimensional Syst. Nanostructures.* 2000. Т. 5, № 4. С. 215–273. DOI: 10.1016/S1386-9477(99)00262-3
6. Adachi S. GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications // *J. Appl. Phys.* 1985. Т. 58, № 3. С. R1–R29. DOI: 10.1063/1.336070
7. Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties // *Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter /* под ред. O. Madelung, U. Rössler M.S. 2002. Т. 41A1β. DOI: 10.1007/b60136
8. Helm M. The Basic Physics of Intersubband Transitions // *Semiconductors and Semimetals.* 1999. Т. 62. С. 1–99. DOI: 10.1016/S0080-8784(08)60304-X
9. Levine B.F. Quantum-well infrared photodetectors // *J. Appl. Phys.* 1993. Т. 74, № 8. С. R1–R81. DOI: 10.1063/1.354252
10. Choi K.K., Forrai D.P., Endres D.W., Sun, J. Corrugated quantum-well infrared photodetector focal plane arrays // *IEEE J. Quantum Electron.* 2009. Т. 45, № 10. С. 1255–1264. DOI: 10.1109/JQE.2009.2026185
11. Nedelcu A., Ybe C., Brère de l'Isle N., Okcan B.G., Berurier V., Bria A., Truffer J.-P., Costard E. Enhanced broadband (11-15 μm) QWIP FPAs for space applications //

- Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites XIII. 2009. Т. 7474, 7474. С. 9. DOI: 10.1117/12.830096
12. Liu Y., Cheng R., Liao L., Zhou H., Bai J., Liu G., Liu L., Huang Yu, Duan X. Plasmon resonance enhanced multicolour photodetection by graphene // Nat. Commun. Nature Publishing Group, 2011. Т. 2, № 1. С. 577–579. DOI: 10.1038/ncomms1589
 13. Luo L.-B., Zeng L.-H., Xie Chao, Yu Y.-Q., Liang F.-X., Wu C.-Y., Wang Li, Hu J.-G.. Light trapping and surface plasmon enhanced high-performance NIR photodetector // Sci. Rep. 2014. Т. 4, № 3914. С. 8.
 14. Кривобок В.С., Николаев С. Н., Новиков А. В., Шалеев М. В., Багаев В. С., Онищенко Е. Е., Лебедев В. С., Скориков М. Л., Уцина Е. В., Кочиев М. В. Плазмонное усиление интенсивности четырехчастичной излучательной рекомбинации в кремний-германиевых квантовых ямах // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104, № 4. С. 229–234. DOI: 10.7868/S0370274X16160049
 15. Echtermeyer T.J., Milana S., Sassi U., Eiden A., Wu M., Lidorikis E., Ferrari A. C. Surface Plasmon Polariton Graphene Photodetectors // Nano Lett. 2016. Т. 16, № 1. С. 8–20. DOI: 10.1021/acs.nanolett.5b02051
 16. Geick R., Perry C.H., Rupprecht G. Normal modes in hexagonal boron nitride // Phys. Rev. 1966. Т. 146, № 2. С. 543–547. DOI: 10.1103/PhysRev.146.543
 17. Sasaki Y., Nishina Y., Sato M., Okamura K. Optical-phonon states of SiC small particles studied by Raman scattering and infrared absorption // Phys. Rev. 1989. Т. 8, № 3. С. 1762–1772. DOI: 10.1103/PhysRevB.40.1762
 18. Amendola V., Pilot R., Frasconi M., Maragò O. M., Iatì, M. A. Surface plasmon resonance in gold nanoparticles: A review // J. Phys. Condens. Matter. 2017. Т. 29, № 20. DOI: 10.1088/1361-648X/aa60f3
 19. Blaber M.G., Arnold M.D., Ford M.J. A review of the optical properties of alloys and intermetallics for plasmonics // J. Phys. Condens. Matter. 2010. Т. 22, № 14. DOI: 10.1088/0953-8984/22/14/143201
 20. Sasaki Y., Nishina Y., Sato M., Okamura K. Raman study of SiC fibres made from polycarbosilane // J. Mater. Sci. Т. 22. 1987. С. 443-448. DOI: 10.1007/BF01160751
 21. Rivera N., Coulter J., Christensen T., Narang P. Ab initio calculation of phonon polaritons in silicon carbide and boron nitride // arXiv:1809.00058. 2018. С. 8.
 22. Hillenbrand R. Towards phonon photonics: Scattering-type near-field optical microscopy reveals phonon-enhanced near-field interaction // Ultramicroscopy. 2004. Т.

100, № 3–4. C. 421–427. DOI: 10.1016/j.ultramic.2003.11.017

23. Rockstuhl C., Salt M.G., Herzig H.P. Analysis of the phonon-polariton response of silicon carbide microparticles and nanoparticles by use of the boundary element method // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2005. T. 22, № 2. C. 481. DOI: 10.1364/JOSAB.22.000481

24. Yang B., Wu T., Yang Y., Zhang X. Effects of charges on the localized surface phonon polaritons in dielectric nanoparticles // *J. Opt. Soc. Am. B.* The Optical Society, 2017. T. 34, № 6. C. 1303. DOI: 10.1364/josab.34.001303

25. Caldwell J.D., Lindsay L., Giannini V., Vurgaftman I., Reinecke T. L., Maier S. A., Glembocki O. J. Low-loss, infrared and terahertz nanophotonics using surface phonon polaritons // *Nanophotonics.* 2015. T. 4, № 1. C. 44–68. DOI: 10.1515/nanoph-2014-0003

26. Caldwell J.D., Glembocki, O. J., Francescato Y., Sharac N., Giannini V., Bezares F. J., Long J. P., Owrutsky J. C., Vurgaftman I., Tischler J. G., Wheeler V. D., Bassim N. D., Shirey L.M., Kasica R., Maier S.A. Low-loss, extreme subdiffraction photon confinement via silicon carbide localized surface phonon polariton resonators // *Nano Lett.* 2013. T. 13, № 8. C. 3690–3697. DOI: 10.1021/nl401590g

27. Foteinopoulou S., Devarapu G., Chinna R., Subramania G.S., Krishna S., Wasserman D. Phonon-polaritonics: enabling powerful capabilities for infrared photonics // *Nanophotonics.* 2019. T. 8, № 12. C. 47. DOI: 10.1515/nanoph-2019-0232

28. Kazantsev D., Ryssel H. AS-NOM mapping of SiC epilayer doping profile and of surface phonon polariton waveguiding // *J. Appl. Phys.* 2020. T. 127, № 12. C. 6. DOI: 10.1063/1.5128104

29. Li D., Lawandy N.M., Zia R. Surface phonon-polariton enhanced optical forces in silicon carbide nanostructures // *Opt. Express.* 2013. T. 21, № 18. C. 20900. DOI: 10.1364/oe.21.020900

30. Zhong Y., Malagari S. D., Hamilton T., Wasserman D., Malagari D. Review of mid-infrared plasmonic materials // *J. Nanophotonics.* 2015. T. 9, № 093791. C. 21. DOI: 10.1117/1.JNP.9.093791

31. Ivchenko E.L., Pikus G.E. Quantum Wells and Superlattices // *Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena / Heidelberg, Springer-Verlag.* 1997. C. 1–8.

32. Hainey M.F., Mano T., Kasaya T., Ochiai T., Osato H., Watanabe K., Sugimoto Y., Kawazu T., Arai Y., Shigetou A., Miyazaki H.T. Systematic studies for improving device performance of quantum well infrared stripe photodetectors //

33. Chiu L.C., Smith J. S., Margalit S., Yariv A., Cho A.Y. Application of internal photoemission from quantum-well and heterojunction superlattices to infrared photodetectors // *Infrared Phys.* Pergamon, 1983. Т. 23, № 2. С. 93–97. DOI: 10.1016/0020-0891(83)90018-0

34. Rogalski A. Comparison of the performance of quantum well and conventional bulk infrared photodetectors // *Infrared Phys. Technol.* Pergamon, 1997. Т. 38, № 5. С. 295–310. DOI: 10.1016/S1350-4495(97)00015-7

35. Altarelli M. Envelope Function Approach to Electronic States in Heterostructures // *Interfaces, Quantum Wells, and Superlattices* / под ред. Leavens, C.R., Taylor R. Springer, Boston, MA, 1988. С. 43–66. DOI: 10.1007/978-1-4613-1045-7_3

36. Jaros M., Wong K.B., Gell M.A. Electronic structure of GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum well and sawtooth superlattices // *Phys. Rev. B.* 1985. Т. 31, № 2. С. 1205–1207. DOI: 10.1088/0022-3719/19/20/018

37. Бутягин О.Ф., Кацавец Н.И., Коган И.В., Красовицкий Д.М., Куликов В.Б., Чалый В.П., Дудин А.Л., Чередниченко О.Б. AlGaAs/GaAs гетероструктуры с квантовыми ямами для длинноволновых ИК-фотоприемников, работающих в спектральной области 8-10 мкм // *Письма в ЖТФ.* 2012. Т. 38, № 9. С. 81–87.

38. Bastard G. Superlattice band structure in the envelope-function approximation // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 1981. Т. 24, № 10. С. 5693–5697. DOI: 10.1103/PhysRevB.24.5693

39. Foreman B.A. First-principles envelope-function theory for lattice-matched semiconductor heterostructures // *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 2005. Т. 72, № 16. С. 1–23. DOI: 10.1103/PhysRevB.72.165345

40. Cuypers J.P., van Haeringen W. On the theory of envelope functions in lattice-matched heterostructures // *Phys. B Phys. Condens. Matter.* 1991. Т. 168, № 1. С. 58–66. DOI: 10.1016/0921-4526(91)90191-G

41. Burt M.G. The justification for applying the effective-mass approximation to microstructures // *J. Phys. Condens. Matter.* 1992. Т. 4, № 32. С. 6651–6690. DOI: 10.1088/0953-8984/4/32/003

42. Burt M.G. Fundamentals of envelope function theory for electronic states and photonic modes in nanostructures // *J. Phys. Condens. Matter.* 1999. Т. 11, № 9. DOI: 10.1088/0953-8984/11/9/002

43. Trzeciakowski W. Boundary conditions and interface states in

heterostructures // Phys, Rev. B. 2001. Т. 38, № 6. С. 81–103. DOI: 10.1007/978-3-662-04459-9_6

44. Trzeciakowski W. Effective-mass approximation approximation in semiconductor heterostructures: One-dimensional analysis // Phys, Rev. B. 1988. Т. 38, № 17. С. 12493–12507. DOI: 10.1103/PhysRevB.38.12493

45. Юскаев М.Р., Пашкеев Д. А., Гончаров В.Е., Никонов А. В., Егоров А. В. Анализ спектров фотолюминесценции гетероструктур с квантовыми ямами на основе AlGaAs/GaAs // Фотоэлектроника. 2018. № 2. С. 47–52.

46. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, том 3. Квантовая механика (нерелятивистская теория). 1989. С. 768.

47. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. URSS, 1990. 688 с.

48. Ben Daniel D.J., Duke C.B. Space-charge effects on electron tunneling // Phys. Rev. 1966. Т. 152, № 2. С. 683–692. DOI: 10.1103/PhysRev.152.683.

49. Cocle O., Rannou C., Forestier B., Paul J., Bois P. F., Costard E.M., Manissadjian A., Gohier D. QWIP compact thermal imager: Catherine-XP and its evolution // Infrared Technol. Appl. XXXIII. 2007. Т. 6542. С. 654234. DOI: 10.1117/12.723720

50. Steslicka M., Kucharczyk R., Akjouj A., Djafari-Rouhani B., Dobrzynski L, Davison S.G. Localised electronic states in semiconductor superlattices // Surf. Sci. Rep. 2002. Т. 47, № 4–5. С. 93–196. DOI: 10.1016/s0167-5729(02)00052-3

51. Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки. Москва: Мир, 1989. 240 с.

52. Горбылев В.А., Залевский И. Д., Петров А.И., Чельный А.А., Аветисян, Г.Х., Куликов В.Б., Чукичев В.М., Юнович А.Э. Инфракрасная проводимость и люминесценция квантовых ям в многослойных гетероструктурах GaAs/AlGaAs // Физика и техника полупроводников. 1993. Т. 27, № 9. С. 1453–1463.

53. Roblin P., Rohdin H. High-Speed Heterostructure Devices: From Device Concepts to Circuit Modeling. Cambridge University Press, 2002. 726 с. DOI: 10.1017/CBO9780511754593

54. Schulman J.N., Chang Y.C. New method for calculating electronic properties of superlattices using complex band structures // Phys. Rev. B. 1981. Т. 24, № 8. С. 4445–4448. DOI: 10.1103/PhysRevB.24.4445

55. Schulman J.N., McGill T.C. Band Structure of AlAs-GaAs(100) Superlattices // Phys. Rev. Lett. 1977. Т. 39, № 26. С. 1680–1683. DOI:

10.1103/PhysRevLett.84.5237

56. Mailhot C., Smith D.L. Electronic structure of [001]- and [111]-growth-axis semiconductor superlattices // *Phys. Rev. B.* 1987. Т. 35, № 3. С. 1242–1259. DOI: 10.1103/PhysRevB.35.1242

57. Caruthers E., Lin-Chung P.J. Electronic Structures of GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs Repeated Monolayer Heterostructure // *Phys. Rev. Lett.* 1977. Т. 38. С. 1543–1545. DOI: 10.1103/PhysRevLett.38.1543

58. Andreoni W., Baldereschi A., Car A. Effects of cation order on the energy bands of GaAs-AlAs heterostructures // *Solid State Commun.* 1978. Т. 27. С. 821–824. DOI:

59. Махов И.С. Примесная люминесценция терагерцового диапазона в квантовых ямах GaAs/AlGaAs при межзонном оптическом возбуждении. Санкт-Петербург, 2020. 145 с.

60. Miller R.C., Kleinman D.A., Gossard A.C. Energy-gap discontinuities and effective masses for GaAs-Al_xGa_{1-x}As quantum wells // *Phys. Rev. B.* 1984. Т. 29, № 12. С. 7085–7087. DOI: 10.1103/PhysRevB.29.7085

61. Юнович А.Э. Двумерные структуры и сверхрешетки в полупроводниках. Уч. пособие. Москва: Физический факультет МГУ, 2016. 184 с.

62. Пономаренко В.П. Квантовая фотосенсорика. Москва: «НПО «Орион», 2018. 648 с.

63. Mathieu H., Lefebvre P., Christol P. Simple analytical method for calculating exciton binding energies in semiconductor quantum wells // *Phys. Rev. B.* 1992. Т. 46, № 7. С. 4092–4101. DOI: 10.1080/10454446.2013.739553

64. Dingle R. Confined Carrier Quantum States in Ultrathin Semiconductor Heterostructures. // *Festkoerperprobleme 15* / под ред. Queisser H.J. 1975. С. 21–48.

65. Алфёров Ж.И., Копьёв П.С., Бер Б.Я., Васильев А.М., Иванов С.В., Леденцов Н.Н., Мельцер Б.Я., Уральцев И.Н., Яковлев Д.Р. Собственная и примесная люминесценция в GaAs–AlGaAs- структурах с квантовыми ямами // *Физика и техника полупроводников.* 1985. Т. 19, № 4. С. 715–721.

66. Palmateer S.C., Eastman L.F., Calawa A.R. Use of Substrate Annealing As a Gettering Technique Prior To Molecular Beam Epitaxial Growth. // *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Process. Phenom.* 1983. Т. 2, № 2. С. 188–193. DOI: 10.1116/1.582776

67. Claus Klingshirn. *Semiconductor Optics* // New York. Springer-Verlag, 2005. 803 с.

68. Kawai H., Kaneko K., Watanabe N. Photoluminescence of AlGaAs/GaAs

- quantum wells grown by metalorganic chemical vapor deposition // J. Appl. Phys. 1984. Т. 56, № 2. С. 463–467. DOI: 10.1063/1.333933
69. Petrou A., Warnock J., Ralston J., Wicks G. Photoluminescence in GaAs/AlGaAs quantum wells associated with excited confinement subbands // Solid State Commun. 1986. Т. 58, № 9. С. 581–585. DOI: 10.1016/0038-1098(86)90223-1
70. Галиев Г.Б., Карачевцева М.В., Мокеров В.Г., Страхов В.А., Шкердин Г.Н., Яременко Н.Г. Фотолюминесцентные исследования двойных квантовых ям AlGaAs/GaAs/AlGaAs с тонким разделяющим AlAs-слоем // Физика и техника полупроводников. 2003. Т. 37, № 5. С. 599–603.
71. Miller R.C, Kleinman D. A., W.A. Nordland, Jr., and A. C. Gossard. Luminescence studies of optically pumped quantum wells in GaAs-Al_xGa_{1-x}As multilayer structures // Phys. Rev. B. 1980. Т. 22, № 2. С. 863–871. DOI: 10.1103/PhysRevB.22.863
72. Miller R.C., Gossard A. C., Kleinman D. A., Munteanu O. Parabolic quantum wells with the GaAs-Al_xGa_{1-x}As system // Phys. Rev. B. 1984. Т. 29, № 6. С. 3740–3743. DOI: 10.3/PhysRevB.29.3740
73. Ладугин М.А., Андреев А. Ю., Яроцкая И. В., Рябоштан Ю. Л., Багаев Т. А., Падалица А. А., Мармалюк А. А., Васильев М. Г. Сравнительный анализ квантовых ям GaAs/GaInP и GaAs/AlGaAs, полученных в условиях МОС-гидридной эпитаксии // Неорганические Материалы. 2019. Т. 55, № 4. С. 345–349. DOI: 10.1134/s0002337x19040092
74. Машевский А.Г., Сеницын М.А., Строганов Д.Р., Федорова О.М., Явич Б.С. Флуктуации ширины квантовых ям и низкотемпературная фотолюминесценция GaAs/AlGaAs квантоворазмерных структур, полученных МОС-гидридным методом // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, № 13. С. 1217–1220.
75. Копьев П.С., Мельцер Б.Я., Уральцев И.Н., Эфрос Ал.Л., Яковлев Д.Р. Локализация экситонов в структурах с квантовыми ямами // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42, № 8. С. 327–330.
76. Ramsteiner M., Hey R., Klann R., Jahn U., Gorbunova I., Ploog K. H. Influence of composition fluctuations in Al(Ga)As barriers on the exciton localization in thin GaAs quantum wells // Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys. 1997. Т. 55, № 8. С. 5239–5242. DOI: 10.1103/PhysRevB.55.5239
77. Giles A.J., Dai S., Glembocki O. J., Kretinin A.V., Sun Zh., Ellis C.T., Tischler J.G., Taniguchi T., Watanabe K., Fogler M.M., Novoselov K.S., Basov D.N., Caldwell J.D. Imaging of Anomalous Internal Reflections of Hyperbolic Phonon-Polaritons in

- Hexagonal Boron Nitride // *Nano Lett.* 2016. Т. 16, № 6. С. 3858–3865. DOI: 10.1021/acs.nanolett.6b01341
78. Ю П., Кардона М. Основы физики полупроводников. 3-е изд. / под ред. Захарчени Б.П. Физматлит, 2002. 560 с.
79. Feng K., Streyer W., Islam S. M., Verma J., Jena D., Wasserman D., Hoffman A.J. Localized surface phonon polariton resonances in polar gallium nitride // *Appl. Phys. Lett.* 2015. Т. 107, № 8. С. 5. DOI: 10.1063/1.4929502
80. Ma W., Alonso-González P., Li Sh., Nikitin A. Y., Yuan J., Martín-Sánchez J., Taboada-Gutiérrez J., Amenabar I., Li P., Vélez S., Tollan C., Dai Zh., Zhang Y., Sriram S., Kalantar-Zadeh K., Lee S.T., Hillenbrand R., Bao Q. In-plane anisotropic and ultra-low-loss polaritons in a natural van der Waals crystal // *Nature.* 2018. Т. 562, № 7728. С. 557–562. DOI: 10.1038/s41586-018-0618-9
81. Harima H., Nakashima S.I., Uemura T. Raman scattering from anisotropic LO-phonon-plasmon-coupled mode in n-type 4H- and 6H-SiC // *J. Appl. Phys.* 1995. Т. 78, № 3. С. 1996–2005. DOI: 10.1063/1.360174
82. Urzhumov Y.A., Korobkin D., Neuner B., Zorman C., Shvets G. Optical properties of sub-wavelength hole arrays in SiC membranes // *J. Opt. A Pure Appl. Opt.* 2007. Т. 9, № 9. DOI: 10.1088/1464-4258/9/9/S07
83. Anderson M.S. Enhanced infrared absorption with dielectric nanoparticles // *Appl. Phys. Lett.* 2003. Т. 83, № 14. С. 2964–2966. DOI: 10.1063/1.1615317
84. Ruppin R., Englman R. Optical phonons of small crystals // *Reports Prog. Phys.* 1970. Т. 33, № 1. С. 149–196. 10.1088/0034-4885/33/1/304
85. Talwar D.N., Feng Z. C., Liu C.W., Tin C.C. Influence of surface roughness and interfacial layer on the infrared spectra of V-CVD grown 3C-SiC/Si (100) epilayers // *Semicond. Sci. Technol.* 2012. Т. 27, № 11. DOI: 10.1088/0268-1242/27/11/115019
86. Koch R.J., Seyller T., Schaefer J.A. Strong phonon-plasmon coupled modes in the graphene/silicon carbide heterosystem // *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 2010. Т. 82, № 20. С. 2–5. DOI: 10.1103/PhysRevB.82.201413
87. Казанцев Д.В. Фонон-поляритонные волны на поверхности кристалла SiC // *Письма в ЖЭТФ.* 2006. Т. 83, № 6. С. 380–384.
88. Huber A.J., Deutsch B., Novotny L., Hillenbrand R. Focusing of surface phonon polaritons // *Appl. Phys. Lett.* 2008. Т. 92, № 20. С. 92–95. DOI: 10.1063/1.2930681
89. Huber A., Ocelic N., Taubner T., Hillenbrand R. Nanoscale resolved infrared probing of crystal structure and of plasmon-phonon coupling // *Nano Lett.* 2006. Т. 6,

№ 4. С. 774–778. DOI: 10.1021/nl060092b

90. Казанцев Д.В., Казанцева Е.А., Кузнецов Е.В., Поляков В.В., Тимофеев С.В., Шелаев А.В. Сканирующий безапертурный микроскоп ближнего оптического поля – прибор для исследования оптических свойств поверхности с нанометровым разрешением // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2017. Т. 81, № 12. С. 1709–1714. DOI: 10.7868/S0367676517120286

91. Казанцев Д.В., Казанцева Е.А. Усиление локального электромагнитного поля над планарными “ частицами ” на поверхности полярного кристалла // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107, № 8. С. 532–536. DOI: 10.7868/S0370274X1808012X

92. Károly Z., Mohai I., Klébert Sz., Keszler A., Sajó I. E., Szépvölgyi J. Synthesis of SiC powder by RF plasma technique // Powder Technol. 2011. Т. 214, № 3. С. 300–305. DOI: 10.1016/j.powtec.2011.08.027

93. Ebadzadeh T., Marzban-Rad E. Microwave hybrid synthesis of silicon carbide nanopowders // Mater. Charact. 2009. Т. 60, № 1. С. 69–72. DOI: 10.1016/j.matchar.2008.06.001

94. Ko S.M., Koo S.M., Cho W.S., Hwnag K. T., Kim J. H. Synthesis of SiC nano-powder from organic precursors using RF inductively coupled thermal plasma // Ceram. Int. 2012. Т. 38, № 3. С. 1959–1963. DOI: 10.1016/j.ceramint.2011.10.028

95. Fan J.Y., Wu X.L., Chu P.K. Low-dimensional SiC nanostructures: Fabrication, luminescence, and electrical properties // Prog. Mater. Sci. 2006. Т. 51, № 8. С. 983–1031. DOI: 10.1016/j.pmatsci.2006.02.001

96. Сохор М.И., Кондаков В.Г., Фельдгун Л.Н. Превращения α - и β - SiC при высоких давлениях // ДАН СССР. 1967. Т. 175. С. 826–828.

97. Вуль А.Я., Шик А.Я., Шмарцев Ю.В. Фотопроводимость гетероструктур с квантовыми ямами // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12, № 5. С. 257–261.

98. Серженко Ф.Л., Шадрин В.Д. Теория фотоэлектрических и пороговых характеристик фотоприемников на основе многослойных структур GaAs-AlGaAs с квантовыми ямами // Физика и техника полупроводников. 1991. Т. 25, № 9. С. 1579–1588.

99. Осипов В.В., Серженко Ф.Л. К теории внутризонного оптического поглощения в гетероструктурах с квантовыми ямами // Физика и техника полупроводников. 1989. Т. 23, № 5. С. 809–812.

100. Kastalsky A., Goldman V.J., Abeles J.H. Possibility of infrared laser in a resonant tunneling structure // Appl. Phys. Lett. 1991. Т. 59, № 21. С. 2636–2638. DOI:

10.1063/1.105922

101. Воробьев С.Н. Фотоэлектрические явления в полупроводниках и размерно-квантованных структурах. 2001. 248 с.
102. Rogalski A. Infrared Physics & Technology. Recent progress in infrared detector technologies // Infrared Phys. Technol. Elsevier B.V., 2011. Т. 54, № 3. С. 136–154. DOI: 10.1016/j.infrared.2010.12.003
103. Козырев С.В., Шик А.Я. Захват носителей в квантовые ямы гетероструктур // Физика и техника полупроводников. 1985. Т. 19, № 9. С. 1667–1670.
104. Gunapala S.D., Bandara S. V. Quantum Well Infrared Photodetector (QWIP) Focal Plane Arrays // Semicond. Semimetals. 1999. Т. 62. С. 197–282. DOI: 10.1016/S0080-8784(08)60307-5
105. Pan J.L., Fonstad C.G. Theory, fabrication and characterization of quantum well infrared photodetectors // Mater. Sci. Eng. R Reports. 2000. Т. 28, № 3. С. 65–147. DOI: 10.1016/S0927-796X(00)00011-5
106. Wu W., Bonakdar A., Mohseni H. Plasmonic enhanced quantum well infrared photodetector with high detectivity // Appl. Phys. Lett. 2010. Т. 96, № 16. С. 4. DOI: 10.1063/1.3419885
107. Levine B.F., Bethea C.G., Hasnain G., Shen V.O. High sensitivity low dark current 10 μm GaAs quantum well infrared photodetectors. 1990. Т. 851. С. 3–6. DOI: 10.1063/1.102682
108. Levine B.F., Choi K. K., Bethea C. G., Walker J., Malik R. J. New 10 μm infrared detector using intersubband absorption in resonant tunneling GaAlAs superlattices // Appl. Phys. Lett. 1987. Т. 50, № 16. С. 1092–1094. DOI: 10.1063/1.97928
109. Du M.H., Zhang S.B. DX centers in GaAs and GaSb // Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys. 2005. Т. 72, № 075210. DOI: 10.1103/PhysRevB.72.075210
110. Yang H., Zheng Y., Li N., Wang J., Chen P. Enhanced terahertz absorption of quantum wells sandwiched between heavily doped contacts based on micro-cavity resonance // J. Appl. Phys. AIP Publishing LLC, 2020. Т. 127, № 053104. DOI: 10.1063/1.5131803
111. Zhou Y., Li Zh., Zhou X., Zhou J., Zheng Y., Li L., Li N., Chen P., Chen X., Lu W. Cut-off wavelength manipulation of pixel-level plasmonic microcavity for long wavelength infrared detection // Appl. Phys. Lett. 2019. Т. 114, № 061104. DOI: 10.1063/1.5082830
112. Jing Y.L., Li Zh. F., Li Q.C., Chen X.S., Wang P.P., Li H, Li M.Y., Wei N.L. Pixel-level plasmonic microcavity infrared photodetector // Sci. Rep. Nature Publishing

Group, 2016. T. 6, № 25849. DOI: 10.1038/srep25849

113. Quach P., Liu S. F., Jollivet A., Wang D., Cheng J. Y., Isac N., Pirotta S., Bouville D., Sheng S. S., Imran A., Chen L., Li D., Zheng X. T., Wang Y. X., Qin Z. X., Tchernycheva M., Julien F. H. Shen, B., Wang X. Q. A GaN/AlN quantum cascade detector with a broad response from the mid-infrared (4.1 μm) to the visible (550 nm) spectral range // *Appl. Phys. Lett.* 2020. T. 116, № 171102. DOI: 10.1063/5.0003615

114. Tong J., Suo F., Wei Z., Qu Y., Yao N., Hu T., Huang Zh., Zhang D.H, Indium antimonide uncooled photodetector with dual band photoresponse in the infrared and millimeter wave range // *Opt. Express.* 2019. T. 27, № 21. C. 30763. DOI: 10.1364/oe.27.030763

115. Albo A., Fekete D., Bahir G. The opportunity of using InGaAsN/AlGaAs quantum wells for extended short-wavelength infrared photodetection // *Infrared Phys. Technol.* Elsevier B.V., 2019. T. 96. C. 68–76. DOI: 10.1016/j.infrared.2018.11.003

116. Penello G.M., Pereira P.H., Guerra L., Pinto L. D., Jakomin R., Mourão R.T., Degani M.H., Maialle M.Z., Sivco D., Gmachl C., Pires M. P., Souza P.L. Progress in Symmetric and Asymmetric Superlattice Quantum Well Infrared Photodetectors // *Ann. Phys.* 2019. T. 531, № 1800462. C. 1–9. DOI: 10.1002/andp.201800462

117. Choi K.K., Allen S. C., Sun, J. G., Endres D., Olver K. A., Fu, R. X.. Small pitch resonator-QWIP detectors and arrays // *Infrared Phys. Technol.* 2018. T. 94. C. 118–125.

118. Jiang F., Shi M., Zhou J., Bu Y., Ao J.-P., Chen X.S. Integrated Photonic Structure Enhanced Infrared Photodetectors // *Adv. Photonics Res.* 2021. T. 2, № 9. C. 2000187. DOI: 10.1002/adpr.202000187

119. Vigneron P.B., Pirotta S., Carusotto I., Tran N.L., Biasiol G., Manceau J.M., Bousseksou A., Colombelli R. Quantum well infrared photo-detectors operating in the strong light-matter coupling regime // *Appl. Phys. Lett.* 2019. T. 114, № 131104. DOI: 10.1063/1.5084112

120. Cao L.Z., Jiang H., Song H., Liu X., Guo W. G., Yu S. Z., Li Z. M., Miao, G.Q. SiC/SiO₂ core-shell nanowires with different shapes: Synthesis and field emission properties // *Solid State Commun.* Pergamon, 2010. T. 150, № 15–16. C. 794–798. DOI: 10.1016/J.SSC.2010.01.008

121. Zhou J., Deng J., Shi M., Chu Z., Li H., Dong R., Chen X. Cavity coupled plasmonic resonator enhanced infrared detectors // *Appl. Phys. Lett.* 2021. T. 119, № 16. C. 160504. DOI: 10.1063/5.0060033

122. Kalchmair S., Detz H., Cole G. D., Andrews A. M., Klang P., Nobile M.,

Gansch R., Ostermaier C., Schrenk W., Strasser G. Photonic crystal slab quantum well infrared photodetector // *Appl. Phys. Lett.* 2011. T. 98, № 011105. C. 3. DOI: 10.1063/1.3537954

123. Anger P., Bharadwaj P., Novotny L. Enhancement and quenching of single-molecule fluorescence // *Phys. Rev. Lett.* 2006. T. 96, № 11. C. 3–6. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.113002

124. Kneipp K., Wang Y., Kneipp H., Perelman L., Itzkan I. Single Molecule Detection Using Surface-Enhanced Raman Scattering (SERS) // *Phys. Rev. Lett.* 1997. T. 78, № 9. C. 1667–1670. DOI: 10.1103/PhysRevLett.78.1667

125. Sobhani A., Lauchner A., Najmaei S., Ayala-Orozco C., Wen F., Lou J., Halas N.J.. Enhancing the photocurrent and photoluminescence of single crystal monolayer MoS₂ with resonant plasmonic nanoshells // *Appl. Phys. Lett.* 2014. T. 104, № 3. C. 11–15. DOI: 10.1063/1.4862745

126. Lee S. C., Sharma Y. D., Krishna S., Brueck S. R. J. Leaky-mode effects in plasmonic-coupled quantum dot infrared photodetectors // *Appl. Phys. Lett.* 2012. T. 100, 011110. DOI: 10.1063/1.3675335

127. Liu L., Chen Y., Huang Zh., Du W., Zhan P., Wang Zh.. Highly efficient metallic optical incouplers for quantum well infrared photodetectors // *Sci. Rep.* 2016. T. 6, C. 30414. DOI: 10.1038/srep30414

128. Hsu W.-C., Ling H.-S., Wang S.-Y., Lee C.-P. Wavelength tuning of surface plasmon coupled quantum well infrared photodetectors // *Opt. Express.* 2018. T. 26, № 1. C. 552–558. DOI: 10.1364/oe.26.000552

129. Liang B.W., Huang C.-C., Kao K.-J., Lan Y.-W., Kuan C.-H. Performance enhanced multicolor quantum grid infrared photodetector with graphene/GaAs heterojunction // *Optics InfoBase Conference Papers.* 2020. T. AF3I. 2 c. DOI: 10.1364/CLEO_AT.2020.AF3I.6

130. Darby B.L., Auguie B., Meyer M., Pantoja A.E., Le Ru E.C. Modified optical absorption of molecules on metallic nanoparticles at sub-monolayer coverage // *Nat. Photonics.* Nature Publishing Group, 2016. T. 10, № 1. C. 40–45. DOI: 10.1038/nphoton.2015.205

131*. Ekimov E.A., Krivobok V.S., Kondrin M.V., Litvinov D.A., **Grigoreva L. N.**, Koroleva A.V., Zazymkina D.A., Khmel'nitskii R.A., Aminev D.F., Nikolaev S. N. Structural and Optical Properties of Silicon Carbide Powders Synthesized from Organosilane Using High-Temperature High-Pressure Method // *Nanomaterials.* 2021. Vol. 11, № 11. P. 402–405. DOI: 10.3390/nano11113111

132. Maryam A., Rasheed M. N., Asghar M., Fatima K., Afzal M., Iqbal F., Rouf

S.A., Syväjärvi M., Zhu B. Preparation and application of LiSiC-oxide for low temperature solid oxide fuel cells // Dig. J. Nanomater. Biostructures. 2021. Т. 16, № 2. С. 501–508.

133. Hu Z., Zheng D., Tu R., Yang M., Li Q., Han M., Zhang S., Zhang L., Goto T. Structural controlling of highly-oriented polycrystal 3C-SiC bulks via halide CVD // Materials (Basel). 2019. Т. 12, № 390. DOI: 10.3390/ma12030390

134. Lu W., Iwasa Y., Ou Y., Jinno D., Kamiyama S., Petersen P.M., Ou H. Effective optimization of surface passivation on porous silicon carbide using atomic layer deposited Al₂O₃ // RSC Adv. Royal Society of Chemistry, 2017. Т. 7. С. 8090–8097. DOI: 10.1039/C6RA27281A

135*. Кривобок В.С., Литвинов Д.А., Николаев С.Н., Онищенко Е.Е., Пашкеев Д.А., Чернопицкий М.А., **Григорьева Л.Н.** Экситонные эффекты и примесно-дефектное излучение в GaAs/AlGaAs-структурах, применяемых для изготовления детекторов среднего ИК-диапазона // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 12. С. 1632–1640. DOI: 10.21883/FTP.2019.12.48617.9214

Krivobok V.S., Litvinov D.A., Nikolaev S.N., Onishchenko E.E., Pashkeev D.A., Chernopittsky M.A., **Grigor'eva L. N.** Excitonic Effects and Impurity-Defect Emission in GaAs/AlGaAs Structures Used for the Production of Mid-IR Photodetectors // Semiconductors. 2019. Vol. 53, № 12, P. 1608–1616. DOI: 10.1134/S1063782619160139

136*. Литвинов Д.А., Пашкеев Д.А., **Григорьева Л.Н.**, Колосов С.А., Аминев Д.Ф. Исследование одноэлектронного спектра GaAs/AlGaAs-гетероструктуры для фотодетекторов среднего ИК-диапазона с помощью измерений низкотемпературной люминесценции // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2020. Т. 47, № 4. С. 9–16. DOI: 10.3103/S1068335620040041

Litvinov D.A., Pashkeev D.A., **Grigoreva L.N.**, Kolosov S.A., Aminev D.F. Study of Single-Electron Spectrum of GaAs/AlGaAs Heterostructure for Mid-IR Photodetectors via Low-Temperature Luminescence // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2020. Vol. 47, № 4. P. 105–109. DOI: 10.3103/S1068335620040041

137*. Кривобок В.С., Пашкеев Д.А., Литвинов Д.А., **Григорьева Л.Н.**, Колосов С.А. Влияние интерфейсных эффектов на электронный спектр структур GaAs/AlGaAs, используемых для создания фотоприемных устройств среднего ИК-диапазона // Письма в «Журнал технической физики». 2020. Т. 46, № 6, С. 3–6. DOI: 10.21883/PJTF.2020.06.49155.18130

Krivobok V.S., Pashkeev D.A., Litvinov D.A., **Grigor'eva L.N.**, Kolosov S.A. The Influence of Interfacial Effects on the Electron Spectrum of GaAs/AlGaAs Structures Used

for the Creation of Mid-IR Photodetectors // Technical Physics Letters. 2020. Vol. 46, № 3, P. 256–259. DOI: 10.1134/S1063785020030256

138*. Кривобок В.С., Кондорский А.Д., Пашкеев Д.А., Екимов Е.А., Шабрин А.Д., Литвинов Д.А., **Григорьева Л.Н.**, Колосов С.А., Чернопицкий М.А., Клековкин А.В., Форш П.А. Гибридный фотоприемник среднего инфракрасного диапазона на основе полупроводниковых квантовых ям // Письма в «Журнал технической физики». 2021. Т. 47, № 8. С. 33–36. DOI: 10.21883/PJTF.2021.08.50851.18656

Krivobok V. S., Kondorskiy A. D., Pashkeev D.A., Ekimov E.A., Shabrin A.D., Litvinov D.A., **Grigoreva L.N.**, Kolosov S.A., Chernopitssky M.A., Klekovkin A.V., Forsh P.A. A Hybrid Mid-IR Photodetector Based on Semiconductor Quantum Wells // Technical Physics Letters. 2021. Vol. 47, № 5, P. 388–391. DOI: 10.1134/S1063785021040210