

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ  
Российской академии наук

---

*на правах рукописи*

**Казанов Дмитрий Робертович**

ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ В  
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ  
МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И ТРУБЧАТЫХ  
НАНОСТРУКТУРАХ

**Специальность:**

01.04.10 - физика полупроводников

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук  
Т. В. Шубина

Санкт-Петербург

2020

# Оглавление

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Введение</b>  | <b>4</b>  |
| <b>1 Микрорезонаторы и их применение (Обзор)</b>   | <b>12</b> |
| 1.1 Теоретические принципы функционирования микрорезонаторов . . .                                 | 12        |
| 1.2 Основные типы полупроводниковых резонаторных структур . . . . .                                | 18        |
| 1.2.1 Резонаторы с модами Фабри-Перо . . . . .   | 18        |
| 1.2.2 Резонаторы с модами шепчущей галереи . . . . .   | 21        |
| 1.2.3 Резонансные фотонные кристаллы . . . . .   | 27        |
| 1.3 Экспериментальные методики исследования оптических свойств резонаторных наноструктур . . . . . | 30        |
| <b>2 Монокристаллические резонаторы на основе АЗ-нитридов</b>                                      | <b>34</b> |
| 2.1 Введение . . . . .   | 34        |
| 2.2 Чашеобразные микрорезонаторы на основе InN и GaN с модами шепчущей галереи . . . . .           | 37        |
| 2.2.1 Структурные свойства чашеобразных микрорезонаторов . . .                                     | 38        |
| 2.2.2 Спектры микро-фотолюминесценции с пиками мод шепчущей галереи . . . . .                      | 41        |
| 2.2.3 Температурное переключение мод в чашеобразных микрорезонаторах . . . . .                     | 43        |

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| 2.2.4    | Моделирование оптических мод в АЗ-нитридных монокристаллических микрорезонаторах . . . . .   | 43        |
| 2.3      | Нанокolonчатые микрорезонаторы GaN с одиночной квантовой ямой InGaN/GaN . . . . .  | 47        |
| 2.3.1    | Характеристики нанокolonн с квантовыми ямами и частоты оптических мод . . . . .  | 47        |
| 2.3.2    | Оптические свойства нанокolonн с квантовыми ямами InGaN/GaN . . . . .  | 51        |
| 2.3.3    | Кольцевые микрорезонаторы на профилированных подложках   | 56        |
| 2.4      | Краткие итоги . . . . .  | 58        |
| <b>3</b> | <b>Резонансные фотонные кристаллы на основе <math>A_2B_6</math> и дихалькогенидов переходных металлов для замедления и распространения сверхкоротких импульсов света</b> | <b>60</b> |
| 3.1      | Введение . . . . .   | 60        |
| 3.2      | Общий принцип прохождения и отражения света от структур с экситонными резонансами . . . . .  | 62        |
| 3.2.1    | Метод матриц переноса . . . . .  | 63        |
| 3.2.2    | Теоретическое описание задержки импульсов света . . . . .  | 65        |
| 3.3      | Расчет замедления света . . . . .  | 65        |
| 3.3.1    | Дисперсия структур с простой и сложной элементарной ячейкой . . . . .  | 66        |
| 3.3.2    | Задержка импульсов света . . . . .   | 69        |
| 3.3.3    | Форма прошедших импульсов света . . . . .  | 70        |
| 3.4      | Замедление света резонансными фотонными кристаллами с экстремально двумерными вставками . . . . .  | 72        |

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| 3.4.1    | Материальные параметры 2D структур . . . . .  | 73         |
| 3.4.2    | Замедление и распространение света в 2D системах . . . . .  | 75         |
| 3.5      | Краткие итоги . . . . .   | 79         |
| <b>4</b> | <b>Нанотрубчатые микрорезонаторы на основе двумерных материа-</b>   |            |
|          | <b>лов.</b>   | <b>80</b>  |
| 4.1      | Введение . . . . .  | 80         |
| 4.2      | Структурные свойства синтезированных нанотрубок на основе 2D<br>дихалькогенидов переходных металлов . . . . . | 82         |
| 4.2.1    | Микро-фотолюминесценция одиночных нанотрубок . . . . .  | 83         |
| 4.3      | Теоретическое описание фотолюминесценции в нанотрубках . . . . .  | 86         |
| 4.3.1    | Моделирование электромагнитных полей . . . . .  | 86         |
| 4.3.2    | Модель излучения из многослойных нанотрубок . . . . .   | 89         |
| 4.3.3    | Моды шепчущей галереи в нанотрубках с прямыми и непря-<br>мыми экситонными резонансами . . . . .              | 92         |
| 4.4      | Экситон-поляритоны в нанотрубках . . . . .  | 95         |
| 4.4.1    | Модификация спектров микро-фотолюминесценции вдоль<br>оси трубки . . . . .                                    | 96         |
| 4.4.2    | Теоретическое моделирование фотолюминесценции с учетом<br>формирования экситон-поляритонов . . . . .          | 99         |
| 4.5      | Краткие итоги . . . . .   | 103        |
|          | <b>Заключение</b>   | <b>105</b> |
|          | <b>Список литературы</b>  | <b>111</b> |



# Введение

Прогресс в области создания полупроводниковых приборов для нанофотонных применений, наблюдаемый в настоящее время, во многом связан с использованием оптических микрорезонаторов, совместимых с интегральными ("чиповыми") технологиями. Принцип действия этих устройств, предназначенных для селективного выделения и усиления оптического сигнала, основан на взаимодействии оптических мод и резонансов в активной среде. Реализация таких микрорезонаторов предполагает развитие физики фотонных наноструктур.

К приборам, использующим фотонные микрорезонаторы, можно отнести такие наноизлучатели, как источники неклассического света (одиночных фотонов) для квантовой криптографии и квантовой обработки информации [1]. Микрорезонаторы зачастую являются составной частью источников лазерного излучения [2], сверхчувствительных детекторов с узкими линиями детектирования, а также биологических и химических сенсоров [3, 4, 5]. Характерно, что активно применяются различные виды резонаторов, поддерживающих как моды Фабри-Перо, так и моды шепчущей галереи (МШГ).

Для ряда применений необходимы резонаторы на основе широкозонных АЗ-нитридов (GaN, AlN). Планарные брэгговские микрорезонаторы были бы вне конкуренции для этих целей, однако они крайне сложны в изготовлении для коротковолновой ультрафиолетовой (УФ) области. С другой стороны, узкозонные АЗ-нитридные соединения с большим содержанием In, перекрывающие важный ближний инфракрасный (ИК) диапазон приемлемый для телекоммуникационных сетей, зачастую не обладают достаточно хорошими структурно-оптическими каче-

ствами [6]. Создание эффективных приборов для этих спектральных диапазонов предполагает разработку нового дизайна микрорезонаторов высокого качества.

Особый интерес представляет возможный переход в системах обработки и передачи информации с электрических компонентов на оптические, создание фотонных квантовых симуляторов [7, 8]. Одним из важнейших компонентов таких систем является элемент для замедления света. В этой области важно умение сверхбыстро управлять прохождением ультракоротких оптических импульсов пико- и фемтосекундной длительности. Для этого могут быть использованы брэгговские резонаторы, фотонные кристаллы и волноводы [9, 10]. Однако такие структуры имеют относительно большие размеры и ограниченную возможность обеспечения неискаженной формы и нужного времени задержки импульсов света. Одним из путей решения проблем является использование резонансных фотонных кристаллов, в которых происходит взаимодействие оптического (связанного с геометрией структуры) и материального (например, экситонного) резонансов. Подбор комбинации материальных систем, геометрии, включая применение активно изучаемых в последнее время двумерных (2D) слоев, открывает дополнительные возможности и обеспечивает гибкость контроля сверхкоротких импульсов света.

В последнее время ведутся активные исследования монослоев и ван-дер-ваальсовых гетероструктур на основе дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ), таких как  $\text{MoS}_2$  и  $\text{WS}_2$ . В монослойном пределе эти материалы обладают прямозонным экситонным переходом с гигантской силой осциллятора. Именно это определяет значительный интерес к их использованию в наноструктурах различного назначения. Нанотрубки из таких материалов были синтезированы более четверти века назад [11], однако проведенные исследования не касались их оптических и резонаторных свойств. Более того, фотолюминесценция (ФЛ) из синтезированных ДПМ трубок была обнаружена и проанализирована совсем недавно [12]. По аналогии с углеродными нанотрубками такие трубчатые системы могут быть использованы для создания поляризационно-чувствительных фотодетекторов или

фильтров [13]. В режиме сильной связи в высококачественных трубках возможно существование экситон-поляритонов, что открывает возможность для создания разновидности поляритонных лазеров [14]. Также на основе нанотрубчатых резонаторов могут быть сформированы специфические фотонные кристаллы [15].

Сказанное выше обуславливает актуальность темы диссертации, посвященной исследованию резонансных эффектов в различных наноструктурах, перспективных для применения в нанофотонике.

Цель настоящего исследования заключается в анализе экспериментальных данных и теоретическом моделировании оптических полупроводниковых резонансных структур нового типа: монокристаллических резонаторов на основе АЗ-нитридных соединений, резонансных фотонных кристаллов со сложной элементарной ячейкой на основе соединений  $A_2B_6$  и 2D слоев и нанотрубчатых микрорезонаторов на основе ван-дер-ваальсовых ДПМ соединений.

Научная новизна работы состоит в решении конкретных задач:

1. Построение модели для численного моделирования собственных оптических мод чашеобразного микрорезонатора на основе АЗ-нитридов. Изучение влияния температуры на частоту собственных мод и на характер распределения электромагнитного поля в микрорезонаторе.
2. Объяснение усиления сигнала от вставки одиночной квантовой ямы (КЯ) InGaN внутри нанокolonки на основе GaN и в области побочного микрокольцевого резонатора, полученного в одном ростовом цикле с нанокolonкой.
3. Построение модели замедления света в резонансных фотонных кристаллах со сложной элементарной ячейкой на основе соединений  $A_2B_6$  и объяснение их преимущества над классическими фотонными кристаллами с простой элементарной ячейкой. Разработка и описание нового типа резонансных фотонных кристаллов со вставками из 2D бислоев ДПМ.
4. Построение модели для объяснения особенностей в спектрах поляризованной микро-ФЛ в одиночных нанотрубках на основе  $MoS_2$ . Рассмотрение перехода от сплошного цилиндра к трубке с конечным числом монослоев в стенке.

Исследование влияния толщины стенки и ее флуктуации, а также неоднородности геометрических параметров вдоль оси нанотрубки на спектры излучения.

5. Определение условий формирования экситон-поляритонов в режиме сильной связи между экситонным резонансом и оптическими модами в нанотрубках на основе  $\text{MoS}_2$ . Прогнозирование особенностей в спектрах излучения, связанных с экситон-поляритонами.

Практическая значимость работы состоит в том, что впервые предложена методика определения комплексного показателя преломления материала монокристаллического микрорезонатора путем моделирования собственных частот оптических мод, наблюдаемых в спектрах микро-ФЛ, с учетом пространственного распределения электромагнитного поля, регистрируемого микрокатолюминесценцией. Полученные монокристаллические оптические микрорезонаторы на основе АЗ-нитридов могут быть использованы для селективного усиления в УФ и ИК диапазонах. Предложен новый дизайн резонансных фотонных кристаллов на основе соединений  $\text{A}_2\text{B}_6$ , а также 2D бислоев дихалькогенидов переходных металлов для замедления сверхкоротких импульсов света с малым искажением формы импульса, что необходимо для систем квантовой фотоники и криптографии. Проанализированы спектры нанотрубчатых структур на основе ДПМ соединений. Продемонстрировано, что они являются микрорезонаторами с модами шепчущей галереи, поляризованными по преимуществу вдоль оси трубки, что может быть использовано как для селективного усиления сигнала, так и для создания поляризационно-чувствительных фотодетекторов и фильтров. Показана возможность формирования экситон-поляритонов с большим расщеплением Раби в высококачественных нанотрубках. Это может служить базисом для создания "трубчатого" поляритонного лазера, совместимого с чиповой технологий.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Монокристаллические оптические микрорезонаторы на основе АЗ-нитридов с модами шепчущих галерей применимы для селективного усиления излу-

чения в инфракрасном (InN, добротность 200) и в ультрафиолетовом (GaN, добротность 900) диапазонах, причем частоты оптических мод в спектрах излучения и характер их пространственного распределения определяются дисперсией комплексного показателя преломления материала микрорезонатора и ее изменением с температурой.

2. Резонансные фотонные кристаллы со сложными элементарными ячейками на основе полупроводников  $A_2B_6$  или 2D бислоев дихалькогенидов переходных металлов, обладающих сильными экситонными резонансами, способны обеспечить задержку сверхкоротких (фемтосекундных, пикосекундных) импульсов света вплоть до 2 пикосекунд, с затуханием в 2-5 раз и малым искажением формы пикосекундного импульса.
3. Многослойные нанотрубки, синтезированные из дихалькогенидов переходных металлов, являются оптическими микрорезонаторами, поддерживающими моды шепчущих галерей, электромагнитная энергия которых локализована по преимуществу внутри стенок нанотрубок, а вектор электрического поля направлен вдоль оси трубки.
4. Частоты мод шепчущей галереи и возможность усиления фотолюминесценции в области экситонных резонансов определяются диаметром  $MoS_2$  нанотрубки и числом монослоев в ее стенке, тогда как взаимодействие между экситоном и оптическими модами, вплоть до прогнозируемого формирования экситон-поляритонов, в основном контролируется дисперсией оптических мод.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на низкоразмерном семинаре ФТИ им. А.Ф. Иоффе, на XIV Российской конференции по физике полупроводников (Новосибирск, 2019), Международной конференции по физике полупроводников (ICPS-2018, Монпелье, Франция), международной конференции «Superlattices, Nanostructures and Nanodevices» (ICSNN-2018, Мадрид, Испания), молодежных конференциях по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектроники (Санкт-Петербург, 2016, 2017), междуна-

родных школах «Saint-Petersburg OPEN» (Санкт-Петербург, 2015, 2016, 2017) и международных симпозиумах «Нанопластика и Наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2015, 2017).

Публикации. По результатам исследований, представленных в диссертации, опубликовано 12 работ в реферируемых журналах. Список работ приведен в Заключении.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, четырех глав, Заключения и списка литературы. Она содержит 130 страниц текста, включая 51 рисунок. Список цитируемой литературы содержит 188 наименований.

Во Введении обоснована актуальность проведенных исследований, сформулированы цель и научная новизна работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту, а также кратко изложено содержание диссертации.

Первая глава диссертации посвящена обзору теоретических принципов функционирования микрорезонаторов. Рассмотрены основные параметры микрорезонаторов; описаны случаи слабой связи (эффект Парселла) и сильной связи (расщепление Раби) между оптическим и материальным резонансами, влияющими на собственные характеристики микрорезонаторов. Представлены основные типы полупроводниковых резонаторных структур с модами Фабри-Перо, модами шепчущей галереи, а также резонансные фотонные кристаллы для нанофотонных применений. Кроме того, описаны основные экспериментальные методики исследования оптических свойств таких резонаторных структур.

Во второй главе диссертации представлены новые типы микрорезонаторов — чашеобразные микрорезонаторы на основе InN и GaN, выращенные с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на специальных подложках, содержащих микро-конусы. Экспериментально и теоретически установлено, что в таких резонаторах формируются квази-моды шепчущей галереи. Проведено моделирование собственных мод таких микрорезонаторов и предложен точный метод поиска показателя преломления, исходя из экспериментальных данных по микро-ФЛ.

Обнаружен эффект переключения оптических мод при изменении показателя преломления с температурой. Описаны наноклончатые микрорезонаторы на основе GaN с одиночными вставками InGaN, выращенные методом МПЭ. Проведено теоретическое моделирование оптических мод в наноклонках и излучательных переходах в квантовых ямах (КЯ) на основе InGaN/GaN для различных составов и толщин ям. Показано значительное усиление сигнала из КЯ за счет эффекта Парселла, обусловленного наличием мод типа Фабри-Перо внутри наноклонн. Проанализирован эксперимент по спектроскопии ФЛ с временным разрешением, показавший усиление сигнала из квантоворазмерной вставки внутри наноклонн. Описано усиление излучения в области побочного микрокольцевого резонатора в основании микро-конусов.

В третьей главе диссертации теоретически описано взаимодействие света с резонансными фотонными кристаллами со сложной элементарной ячейкой и показано их преимущество над обычными структурами с простой элементарной ячейкой. Произведен расчет дисперсии мод, коэффициентов прохождения, отражения света, а также прохождения сверхкоротких (фемтосекундных и пикосекундных) импульсов света через такие структуры. Представлен новый вариант фотонного кристалла, в котором вместо КЯ использовались бислои из ДПМ, и описано прохождение света через такие структуры. Выполнены оценки для замедления света и изучено искажение формы импульса в исследуемых типах резонансных фотонных кристаллах.

Четвертая глава посвящена нанотрубкам на основе ван-дер-ваальсовых слоев MoS<sub>2</sub>. Экспериментально и теоретически показано существование мод шепчущей галереи, поляризованных вдоль оси нанотрубки. Изучены процессы, влияющие на изменение положения и ширины пиков микро-ФЛ. Предложен неразрушающий метод определения толщины стенки нанотрубки путем моделирования пиков оптических мод в экспериментальных спектрах микро-ФЛ. Показано отличие нанотрубчатой геометрии от цилиндрической и влияние этого фактора на оптические

свойства структур. Для высококачественных нанотрубок предсказано формирование сильной связи между экситоном и оптическими модами с формированием экситон-поляритонов. Описано, как их формирование будет влиять на излучение нанотрубок.

Каждая глава содержит вводный раздел и краткий список основных результатов. В Заключении обобщены основные результаты работы.

Формулы и рисунки в диссертации нумеруются по главам, нумерация литературы единая для всего текста.



# Глава 1

## Микрорезонаторы и их применение (Обзор)

### 1.1 Теоретические принципы функционирования микрорезонаторов

Микрорезонаторами в физике твердого тела называют оптические резонаторы, чьи размеры сопоставимы с длиной волны изучаемого света. Их можно подразделить на две основные категории по принципу действия: в одних электромагнитное поле отражается от границы интерфейса за счет, например, эффекта полного внутреннего отражения; в других свет отражается от периодического набора интерфейсов, например, многослойных структур или периодических массивов отверстий, находящихся друг от друга на масштабах длины волны света. К первой категории можно отнести резонаторы с модами типа Фабри-Перо и резонаторы с модами шепчущей галереи. Они могут быть в планарных, сферических, цилиндрических, и других модификациях. Ко вторым относят брэгговские микрорезонаторы и фотонные кристаллы. Их отличительной чертой является периодичность в одном, двух или трех направлениях. Для локализации световой энергии в небольшом объеме в таких резонаторах формируются дефекты. Материал микрорезонатора также немаловажен. Есть несколько существенных отличий между металлическими, диэлектрическими и полупроводниковыми микрорезонаторами. Металлические микрорезонаторы достаточно подробно изучались в последние де-

сятилетия как способ реализации усиления оптического сигнала плазмонными резонансами. Однако металл имеет высокий коэффициент поглощения в оптическом диапазоне, что ограничивает их применение. Этот тип резонаторов не рассматривается в диссертации. Диэлектрический микрорезонатор взаимодействует со светом, который генерируется излучателем, расположенным либо внутри, либо рядом с ним. Полупроводниковые микрорезонаторы могут нести в себе сразу обе функции — излучателя и микрорезонатора, тем самым являясь интересными объектами для исследования. В диссертации будет идти речь о полупроводниковых микрорезонаторах и их применении. Но прежде чем переходить к описанию конкретных явлений и эффектов в последующих главах, рассмотрим самые распространенные типы микрорезонаторов, их свойства и возможные применения.

Классическими материалами для создания высококачественных микрорезонаторов, способных сильно взаимодействовать со светом являются материалы группы  $A_3B_5$ . Процесс роста слоев этой системы хорошо изучен и выполняется с атомной точностью. В основном для создания брэгговских зеркал используются системы  $InGaAs/GaAs$  или  $AlGaAs/GaAs$ . При сильном взаимодействии между светом и веществом в системах III-V при низких температурах наблюдаются поляритонные эффекты. Однако существует температурное ограничение для их наблюдения, связанное с малым расщеплением по энергии взаимодействующих мод. Для преодоления этого ограничения требуются материалы с большей силой осциллятора экситона. Такими материалами являются широкозонные полупроводники ( $GaN$ ,  $ZnO$ ) и популярные ныне дихалькогениды переходных металлов ( $MoS_2$ ,  $WS_2$  и др.).

При описании микрорезонаторов важным является распределение электромагнитного поля внутри них. Для его определения требуется решать уравнения Максвелла в отсутствие токов и зарядов с учетом правильных граничных условий,

которые напрямую зависят от геометрии исследуемой структуры:

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \mathbf{D} &= 0, \\
 \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, \\
 \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\
 \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}.
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

Здесь  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля,  $\mathbf{H}$  — напряженность магнитного поля.  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{B}$  — электрическая и магнитная индукция, которые в простейшем случае изотропной среды связаны  $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ , где  $\epsilon$  и  $\mu$  — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды. Сразу отмечу, что исследуемые далее материалы являются немагнитными и поэтому  $\mu = 1$ . Кроме того, дополним эти уравнения вектором электрической поляризации, которую необходимо использовать в том случае, если понятие диэлектрической проницаемости недопустимо использовать, например для 2D материалов,  $\mathbf{P} = \chi \mathbf{E}$ . В таком случае индукция и электрическое поле связаны как  $\mathbf{D} = (1 + 4\pi\chi)\mathbf{E}$ . Таким образом, для описания электромагнитного поля в микрорезонаторе его представляют набором кусочно-непрерывных областей (в случае сложной геометрии или неоднородностей), разделенных бесконечно тонкими границами. В каждой такой области решаются уравнения Максвелла и решения сшиваются на границе. Также учитывают и границу раздела объема микрорезонатора и окружающего пространства. Для электрического поля на границе должны выполняться следующие условия:  $E_{1\tau} = E_{2\tau}$ ,  $\epsilon_1 E_{1n} = \epsilon_2 E_{2n}$ . Для магнитного поля в немагнитном материале все аналогично.

Преобразовав уравнения 1.1 и подставив временную зависимость электрического поля в виде  $e^{-i\omega t}$ , можно получить важнейшее векторное уравнение Гельмгольца для электрического и магнитного полей:

$$\begin{aligned}
 \Delta \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} &= 0, \\
 \Delta \mathbf{H} + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H} &= 0,
 \end{aligned} \tag{1.2}$$

где  $\omega$  — частота электромагнитного поля. При описании микрорезонаторов это — резонансная собственная частота, которая является важнейшей характеристикой, также как и расстояние между соседними собственными частотами. Эти параметры напрямую зависят от размеров, геометрии и внутреннего качества созданных микрорезонаторов. Для решения базовых уравнений обычно переходят в подходящую систему координат, которая зависит от симметрии микрорезонатора — цилиндрической, сферической и др. В самом общем виде определяемые частоты зависят от волнового вектора  $\omega = \omega(k)$ , что дает дисперсию оптических мод. В резонаторных системах могут существовать зоны, где при определенных волновых векторах нет решений — это так называемые запрещенные или стоп-зоны. В них электромагнитная волна распространяться не может. Кроме того, дисперсионная зависимость обуславливает такие понятия, как групповая скорость  $v_g = d\omega/dk$ , которая может отвечать за замедление света, которое будет описано в разделе 3.

За спектральное разрешение резонатора, важное при разделении собственных частот друг от друга, отвечает величина, которая является отношением так называемого свободного спектрального диапазона (FSR) к ширине пика резонансной собственной моды на полувысоте (FWHM). Как правило, для многих микрорезонаторов расстояние между модами уменьшается с увеличением характерного размера  $R$ , будучи пропорционально  $1/R$ .

Важнейшим параметром является добротность  $Q$ , которая экспериментально может быть определена как:

$$Q = \frac{\omega}{\Delta\omega}, \quad (1.3)$$

где  $\omega$  — частота пика узкой линии излучения (мода резонатора),  $\Delta\omega$  — ширина пика на полувысоте. Добротность является характеристикой того, как быстро затухает энергия оптической моды при проходе света по микрорезонатору. На самом деле, для большого числа применений в видимом и УФ-диапазоне добротность может варьироваться в диапазоне  $10^2 - 10^6$ .

Необходимо обратить внимание на случай взаимодействия материального ре-

зонанса самой системы (излучательный диполь) с оптической модой микрорезонатора. В случае их взаимодействия может реализоваться два различных режима. Обычно, когда говорят про слабое взаимодействие, имеют в виду динамику спонтанного излучения системы, которая влияет на усиление излучения. Если представить, что излучательный диполь находится в резонансе с оптической модой, плотность состояний для фотона будет выше по отношению к плотности состояния вакуума. Тем самым скорость спонтанного излучения будет увеличена, что означает, что диполь будет быстрее затухать в микрорезонаторе, чем в вакууме. С другой стороны, если диполь будет расположен не в резонансе с оптической модой, например в запрещенной зоне, скорость излучательной рекомбинации будет снижена. Это влияние микрорезонатора на фотонную плотность состояний описывают фактором Парселла. Фактор Парселла  $F_P$  — характеристика резонатора, которая отвечает за скорость спонтанной рекомбинации на частоте  $\omega$  [16]:

$$F_P = 6\pi \left(\frac{c}{n\omega}\right)^3 \frac{Q}{V_{\text{eff}}}, \quad (1.4)$$

где  $V_{\text{eff}}$  — эффективный объем моды, занимаемый внутри микрорезонатора,  $Q$  — добротность на данной частоте  $\omega$ ,  $c$  — скорость света,  $n$  — показатель преломления. Как видно, фактор Парселла обратно пропорционален эффективному объему моды. Поэтому в чем более узком объеме содержится оптическая мода резонатора, тем больше будет его значение. Эта характеристика обычно определяется как отношение полной энергии моды внутри микрорезонатора к максимуму плотности энергии данной моды. Формула выше определена для идеального резонатора без потерь. Более точная формулировка фактора Парселла для резонатора с потерями рассматривается в статье [17]. Контроль скорости спонтанного излучения является одним из способов уменьшения порога лазерной генерации, усиления излучения из квантовых точек в наноклонках, микродисках и фотонных кристаллах. Обратный эффект, при котором происходит понижение темпа спонтанного излучения, впервые был продемонстрирован в 1981 [18]. Было показано, что если плотность конечных фотонных состояний слишком мала из-за недостаточного

размера микрорезонатора, то будет наблюдаться гашение спонтанного излучения. Позже, в работе [19] был продемонстрирован похожий эффект в нерезонансных условиях накачки квантовых точек. В режиме слабой связи скорость спонтанного излучения  $1/\tau$  на длине волны излучателя  $\lambda_e$  внутри микрорезонатора связана со скоростью спонтанного излучения в вакууме  $1/\tau_{\text{vacuum}}$  следующим образом [20]:

$$\tau_{\text{vacuum}}/\tau = \frac{2}{3} F_P \frac{|E(r)|^2}{|E_{\text{max}}|^2} \frac{\Delta\lambda^2}{\Delta\lambda^2 + 4(\lambda - \lambda_e)^2} + \alpha, \quad (1.5)$$

где  $\alpha$  — канал затухания. Как видно, скорость излучательной рекомбинации зависит от ширины резонансной линии  $\Delta\lambda$ , отстройки от резонанса и от распределения электрического поля  $E(r)$ , нормализованного на максимум  $E_{\text{max}}$ . Соответственно, этот эффект напрямую зависит от того, где пространственно находится излучатель и насколько близки по энергиям оптическая мода и материальный резонанс.

В описании выше не рассматривался случай, когда излучение диполя перепоглотится с возбуждением очередного излучательного диполя. Если бы диполь находился в вакууме, то этот эффект был бы очень мал; он называется лэмбовским сдвигом, который на порядок меньше радиационного уширения. В квантовой электродинамике этот эффект объясняется влиянием виртуальных фотонов, которые излучаются и поглощаются диполем. Ситуация серьезно меняется при учете перепоглощения в микрорезонаторе. Фотон, излученный внутри микрорезонатора, отражается от зеркал или стенок и остается внутри, тем самым увеличивая вероятность перепоглотиться. Если вероятность перепоглотиться выше по сравнению с вероятностью вылететь из микрорезонатора, то реализуется режим сильной связи. Это означает, что собственная частота диполя и оптической моды больше не являются несвязанными, то есть реализуются гибридные поляритонные моды. Гамильтониан при сильном взаимодействии двух мод представляется следующим образом

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} \hbar\omega_0 & \hbar\Omega_R/2 \\ \hbar\Omega_R/2 & \hbar\omega_1 \end{pmatrix}, \quad (1.6)$$

где сила взаимодействия между двумя модами определяется параметром под на-

званием расщепление Раби. Случай сильного взаимодействия будет описан в главе 4 при рассмотрении нанотрубчатого микрорезонатора.

## 1.2 Основные типы полупроводниковых резонаторных структур

Существует огромное множество различных типов микрорезонаторов, которые можно разделить по их геометрическим формам: планарные микрорезонаторы, резонаторы типа Фабри-Перо, сферические, наноклончатые, микродисковые, кольцевые, гексагональные и многие другие микрорезонаторы. Также к ним относятся фотонные кристаллы и брэгговские микрорезонаторы (1D фотонный кристалл). В подразделах ниже будут описаны некоторые реализации и особенности самых распространённых в мире микрорезонаторов.

### 1.2.1 Резонаторы с модами Фабри-Перо

Простейшим случаем оптического резонатора является планарный резонатор, в котором реализуются моды типа Фабри-Перо. Впервые понятие мод Фабри-Перо появилось при разработке спектроскопических методов в работе [21]. Первые такие резонаторы состояли из двух плоских зеркал, расположенных таким образом, чтобы падающая волна отражалась и оставалась внутри. Из условий интерференции ясно, что при реализации стоячей волны между зеркалами может уложиться только целое число длин волн падающего света. Если зеркала обладают коэффициентом отражения  $R$ , то добротность такого резонатора можно вычислить как

$$Q = \frac{\sqrt{R}}{1 - R} kd, \quad (1.7)$$

где  $k$  - квазиволновой вектор, который соотносится с длиной волны как  $k = 2\pi/\lambda$ . Как видно, добротность прямо пропорциональна длине и это является достаточно большим недостатком при миниатюризации опто-электрических компонентов.

Интенсивность прошедшего света выражается как

$$I_{\text{out}} = I_{\text{in}} \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{2\pi d}{\lambda}\right)}, \quad (1.8)$$

где  $R$  — интенсивность отражения,  $d$  — расстояние между зеркалами,  $\lambda$  — длина волны изучаемого света. Таким образом, в зависимости от качества зеркал и длины волны света и размера, будет происходить (конструктивная или деструктивная) интерференция внутри микрорезонатора и будет наблюдаться повышенный коэффициент пропускания на определенных частотах. Расстояние между собственными модами микрорезонатора типа Фабри-Перо составляет  $c/2d$ .

За счет достаточно простого принципа действия эти резонаторы нашли широкое применение во многих областях физики. А.М. Прохоров в 50-е годы [22] предложил использовать одномерный резонатор, в котором электромагнитное поле переотражается от системы зеркал для концентрации энергии света и создания квантового генератора. Одно из самых распространенных применений микрорезонаторов на модах Фабри-Перо — это интерферометрия. Такие приборы, как анализаторы спектра, используют в своей основе интерферометры типа Фабри-Перо для точнейшего определения длины волны изучаемого света. Дихроичные фильтры [23], которые отражают и пропускают выбранные частоты за счет такого же принципа, как в интерферометре Фабри-Перо, часто используются в таком оборудовании как источники света, регистрирующие камеры, лазерные системы и системы для наблюдения и анализа в астрономии [24]. При изучении гравитационных волн такие резонаторы используются для задержки фотонов. Необходимо отметить, что прогресс в создании резонаторов с ультра-качественными зеркалами продолжается — за последнее время была достигнута высочайшая добротность  $\sim 10^6$  [25].

Более сложным случаем являются нанокolonчатые микрорезонаторы с фотонными модами типа Фабри-Перо, представляющие собой набор планарных слоев (рисунок 1.1). Поля в таких резонаторах, имеющих конечную площадь в поперечном сечении, заквантованы в латеральном направлении вследствие эффекта пол-



ного внутреннего отражения от стенок. В вертикальном направлении квантование зависит от внешних зеркал, например брэгговских. Оптические моды такого мик-

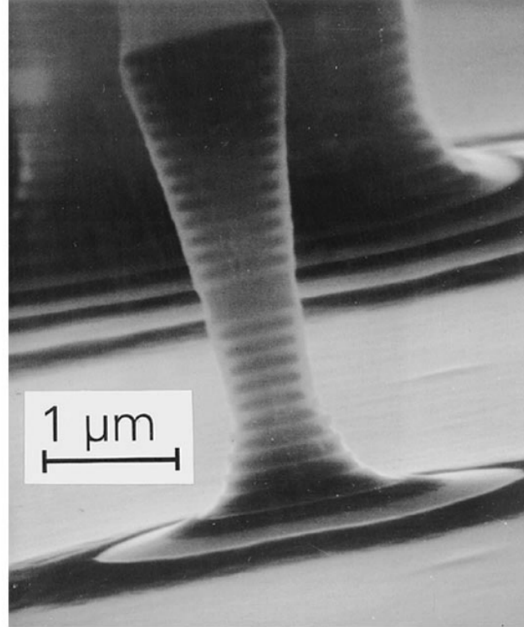


Рис. 1.1: СЭМ изображение GaAs/AlAs микрорезонатора диаметром  $1.3 \mu\text{m}$  с одиночной вставкой InAs (не видно на изображении) [26].

рорезонатора имеют дискретные уровни энергии и могут быть описаны как моды в оптическом волокне с ограничением в вертикальном направлении. В общем виде энергия выражается следующим образом:

$$E = \frac{\hbar c}{n} \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}, \quad (1.9)$$

где компоненты волнового вектора  $k_x, k_y, k_z$  - зависят от граничных условий и  $n$  - показатель преломления микрорезонатора (в простейшем случае изотропной среды).

Классическим способом создания таких микрорезонаторов является вытравление дискретных мез из плоских слоев. Другим альтернативным способом является создание с помощью эпитаксиальных методов (МПЭ и других) нанокколонок на основе GaN или ZnO. Реальная геометрия нанокколонок может варьироваться

от цилиндрических до гексагональных в зависимости от метода формирования и симметрии объемного материала.

Типичные наноклончатые микрорезонаторы имеют диаметр около 2-5 мкм и обладают добротностью вплоть до  $10^4$ . Основными каналами потерь являются неидеальность брэгговских зеркал и потери излучения на боковой поверхности наноклонки. Для уменьшения утечек поля через боковые стенки их иногда покрывают слоем из металла. Основным применением наноклончатых микрорезонаторов являются вертикально-излучающие лазеры. Кроме того, их используют для усиления излучения из вставок с квантовыми точками за счет эффекта Парселла, что может быть использовано, например, для получения более мощного источника одиночных фотонов [27].

## 1.2.2 Резонаторы с модами шепчущей галереи

Известно, что в начале 20 века Лорд Рэлей разработал теорию мод шепчущей галереи для объяснения резонансных эффектов в соборе Святого Павла [28]. В те времена речь шла о звуковых волнах, которые отражались от стен собора. Такой же принцип реализуется в некоторых диэлектрических и полупроводниковых микрорезонаторах для электромагнитных волн. Многократное переотражение хорошо реализуется в структурах со сферической и цилиндрической геометрией. Принцип действия аналогичен звуковым волнам: оптические моды шепчущей галереи многократно переотражаются от стенок микрорезонатора за счет принципа полного внутреннего отражения. Критический угол падения между двумя средами для выполнения условия полного внутреннего отражения равен  $\theta_c = \arcsin(n_2/n_1)$ , где  $n_1 > n_2$ . В те же времена впервые появились исследования, касающиеся существования электромагнитных волн внутри диэлектрических шаров с комплексным показателем преломления [29, 30]. Основным принципом подобных исследований является поиск матрицы рассеяния плоской волны при падении на сферы. Полюсами такой матрицы рассеяния являются собственные моды. Возможность создания электромагнитных резонаторов с модами шепчущей галереи было показано Ро-

бертом Рихтмайером в 1939 [31]. В 1961 при использовании небольших шариков  $\text{CaF}_2$  1-2 мм с ионами  $\text{Sm}^{2+}$  с модами шепчущей галереи наблюдалось практически важное снижение порога лазерной генерации [32]. Существует достаточно большое число преимуществ резонаторов с МШГ по сравнению с резонаторами с модами типа Фабри-Перо, в частности добротность может быть выше при тех же размерах. Кроме того, интервал частот, в которых работают резонаторы с МШГ значительно шире, чем у резонаторов Фабри-Перо.

Для более высокого контроля фотонных мод в микрорезонаторе, электромагнитное поле лучше квантовать не только в одном, но и в двух других направлениях. Первым достаточно базовым методом для квантования света в 3х направлениях является использование сферических зеркал. Ультрагладкие зеркала могут обладать высочайшим коэффициентом отражения  $R > 0.9999984$ . Добротность таких зеркал может достигать величин  $\sim 10^8$ . Похожего эффекта можно получить при помощи сферических микрорезонаторов. Впервые такие оптические резонаторы были разработаны в 1989 [33]. В данном сферически симметричном случае оптический спектр становится сильно заквантованным вдоль всех трех направлений (в сферической системе координат). В таких микрорезонаторах распространяются моды типа МШГ высокого порядка. Сферические микрорезонаторы обладают особой ценностью за счет того, что они достаточно просты в создании и имеют высокое качество. Изменение геометрии до дисковой, кольцевой, тороидальной или бутылочной (рис. 1.2) также позволяет создавать высокодобротные структуры. Например, прогресс в области создания тороидальных микрорезонаторов позволил получать структуры с добротностью до  $10^8$  с заданными частотными характеристиками [34, 35].

Поскольку такие микрорезонаторы зачастую имеют ультравысокую добротность и могут быть изготовлены прямо на чипе из кремния, они являются очень привлекательными для создания нано-лазеров [36], использования в сверхчувствительных сенсорах или фильтрах [37, 38] и применений в области квантовых теле-

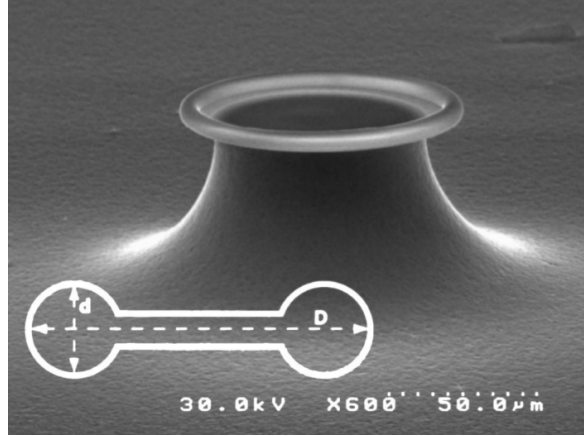


Рис. 1.2: СЭМ изображение тороидального микрорезонатора [35].

коммуникациях [39]. Причем для лазерной генерации часто используют бутылочные микрорезонаторы [40, 41].

Однако необходимо отметить, что ультравысокие добротности не позволяют свету выходить из таких микрорезонаторов и, равносильно, свету достаточно сложно туда проникать. Для этого используют особые подходы с участием дополнительных систем на основе затухающих полей (каплеров) [42]. Микрорезонаторов средней добротности позволяет легко накачивать, усиливать и извлекать излучение.

Стандартным способом поиска собственных частот  $\omega$ , отличным от задачи рассеяния, является численное решение уравнений Максвелла в самом общем случае с учетом граничных условий, которые меняются в зависимости от геометрии микрорезонаторов. В итоге можно получить распределение электромагнитного поля (собственные вектора) и собственные частоты. Однако аналитические методы не только позволяют делать оценки, но и разобраться в физике оптических процессов. Для цилиндрических микрорезонаторов моды шепчущей галереи можно классифицировать двумя целыми числами, которые связаны с их симметрией:  $j$  — радиальное квантовое число,  $m$  — азимутальное квантовое число. При рассмотрении цилиндрических микрорезонаторов без учета затухания волны и в предположении, что их радиус много больше, чем эффективная длина волны рассматриваемого

света  $\lambda/n$ , где  $n$  — показатель преломления материала резонатора, частоту моды можно оценить как [43]

$$\omega R = \frac{\pi c}{2n}(2j + m \pm 1/2). \quad (1.10)$$

Здесь — это скорость света в вакууме,  $j$  и  $m$  — радиальное и азимутальное квантовые числа, характеризующие моду, а знаки  $+$  ( $-$ ) относятся к модам ТМ (ТЕ) поляризации. Структуры, обладающие не полной цилиндрической симметрией типа  $C_\infty$ , а симметрией типа  $C_6$ , например гексагональные микрорезонаторы, о которых пойдет речь в следующей главе диссертации 2, тоже можно описывать на похожем языке с небольшим отклонением от случая цилиндрической симметрии [44, 45]

$$\omega R = \frac{2\pi c}{3\sqrt{3}n} \left[ m + \frac{6}{\pi} \arctan(\beta\sqrt{2n^2 - 4}) \right], \quad (1.11)$$

где  $\beta$  зависит от поляризации света и равняется  $n$  для ТМ и  $n^{-1}$  для ТЕ. Основным принципом является то, что длина волн света должна укладываться целое число раз по окружности внутри микрорезонатора. Соответственно, самым простым способом поиска собственной частоты для самой близкой к внешней границе является выражение

$$2\pi R = m \frac{\lambda}{n}. \quad (1.12)$$

Отдельно хочется обсудить такой тип микрорезонаторов как нанотрубчатые микрорезонаторы. Они отчасти похожи на близкие по геометрии цилиндрические микрорезонаторы за одним исключением — поперечное сечение таких микрорезонаторов представляет из себя не окружность, а кольцо. Трубочатые микрорезонаторы, которые поддерживают моды шепчущей галереи привлекают внимание за счет своих уникальных свойств таких как малый размер, особая поляризация света и сильное оптическое квантование света внутри стенки нанотрубки и отсутствия радиальных мод высокого порядка. Это делает их уникальными для нанофотонных применений, включая лазерную генерацию [46].

Существует большое множество подходов для создания трубчатых структур. К ним можно отнести сочетание эпитаксиальной технологии с методами фотоли-

тографии, к примеру, когда ядро вытравливается в колонке типа ядро-оболочка [47, 48]. Другим подходом является скручивание тонких пленок или мембран за счет внутренних напряжений [49]. Например, созданные мембраны из InGaN/GaN КЯ могут скручиваться в нанотрубки с большим диаметром около 6 мкм и толщиной стенки до 50 нм [50]. Свертки (свитки) из широкозонного полупроводника ZnO являются перспективными для применений в ультрафиолетовом диапазоне [51]. Высокое качество таких свитков подтверждается наблюдением узких пиков в спектрах излучения, связанных с оптическими модами [52]. Особыми микрорезонаторами являются бутылочные резонаторы с разным числом слоев в стенке, которые позволяют изучить эффекты квантования света, расщепления мод и киральности [53, 54, 55]. Также важно упомянуть, что изучаемые нанотрубки и свитки в качестве микрорезонаторов в основном касаются трубчатых структур, сделанных из традиционных полупроводниковых материалов.

Другой класс материалов – 2D материалы, к которым относится графен и ди-халькогениды переходных металлов, интересны за счет своих уникальных оптических свойств, а также их способностью скручиваться, т.е. существовать в виде трубчатых аллотропов. Так углеродные нанотрубки, впервые созданные в 1991 году [56, 57], вызвали большой интерес после открытия их люминесценции [58] и возможности получения квантового света (наблюдение антибанчинга в спектрах излучения одиночных нанотрубок) [59]. Эти эффекты перспективны для применений в нанофотонике и квантовых технологиях [60]. Однако углеродные нанотрубки в основном исследовались как часть оптомеханических или гибридных микрорезонаторных структур [61, 62].

Практически в то же время, что и углеродные нанотрубки, а именно в 1992 году, возник другой тип нанотрубок – синтезированные нанотрубки на основе 2D ван-дер-ваальсовых монослоев ДПМ [11] (рис. 1.3). Синтезированные ДПМ нанотрубки были использованы в механике [63], в оптоэлектронике в качестве детекторов [64], в электронике в виде транзисторов [65], а также в трибологии [66]. Было

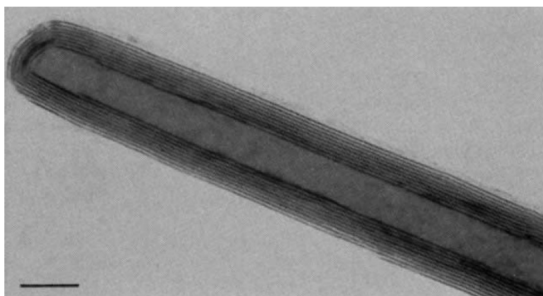


Рис. 1.3: СЭМ изображение микротрубки на основе  $WS_2$  [11].

показано, что они могут быть использованы в нанофлюидике для неразрушительного взаимодействия с живыми клетками [67]. Однако во всех работах выше не рассматривались оптические (кроме поглощения) свойства трубок. В наших работах, описанных в 4 главе этой диссертации, впервые проведены исследования экситонного излучения нанотрубок [12], а также их свойств как полупроводниковых микрорезонаторов [68].

Уникальная структура, позволяющая поддерживать МШГ в таких нанотрубках и, одновременно, существование сильного экситонного резонанса открывает возможность формирования экситон-поляритонов. Работы в этом направлении ведутся с использованием ансамблей нанотрубок на основе  $WS_2$  [69]. Естественным препятствием для этого служит сравнительно большое неоднородное уширение экситонного резонанса, связанное напрямую с технологией изготовления нанотрубок. Отметим, что не прямое подтверждение с помощью теоретико-экспериментального анализа спектров экстинкции ансамблей толстостенных нанотрубок маленького радиуса [70] не позволяет с должной уверенностью говорить о возможности формирования экситон-поляритонов. По этой причине мы провели теоретический анализ условий формирования экситон-поляритонов и их влияния на спектры фотолюминесценции одиночных нанотрубок [71].

### 1.2.3 Резонансные фотонные кристаллы

Фотонными кристаллами обычно называют структуры состоящие из набора чередующихся слоев с изменяющейся диэлектрической проницаемостью. Такая формулировка впервые была предложена Яблоновичем [72] и Джоном [73]. Они могут быть одномерные, двумерные и трехмерные в зависимости от направлений чередования слоев. Чаще всего изучают одномерные фотонные кристаллы. В них

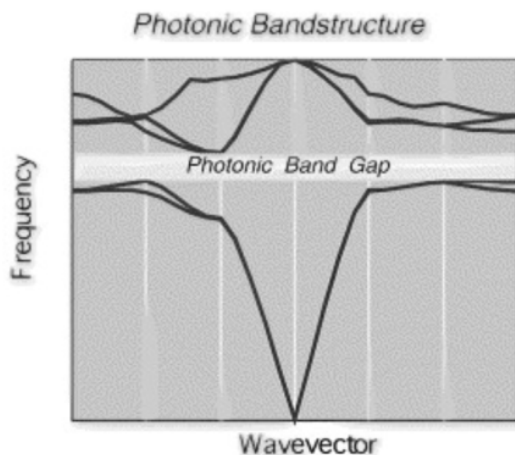


Рис. 1.4: Пример зонной структуры с фотонной запрещенной зоной в трехмерном фотонном кристалле [74].

коэффициент преломления периодически чередуется в одном направлении. Такая структура позволяет создавать материалы с фотонными запрещенными или, как говорят, "стоп-зонами" на желаемой частоте (рис. 1.4) [75]. Фотоны с энергиями, лежащими в запрещенной зоне не могут распространяться через такой фотонный кристалл и отражаются от его поверхности.

В природе фотонные кристаллы встречаются достаточно часто: опалы, крылья африканских бабочек-парусников [76] (рис. 1.5), перламутровое покрытие раковин моллюсков, усы морской мыши, окрас павлина [77]. Примером искусственных кристаллов является структура, состоящая из параллельных слоев различных материалов. Классическим одномерным фотонным кристаллом можно на-



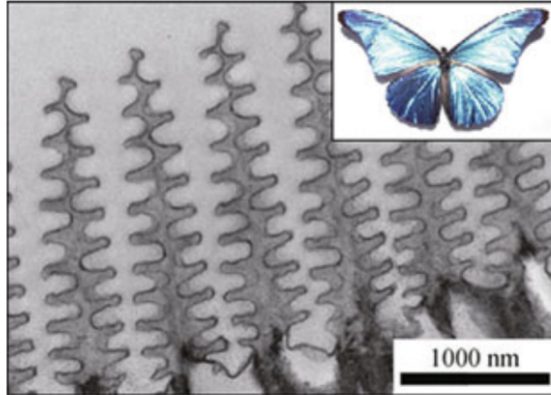


Рис. 1.5: Пример фотонного кристалла из природы — хитиновая структура крыльев бабочки *Morpho rhetenor* [77].

зывать брэгговскую структуру. Такие структуры обычно формируют с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии. Эта технология позволяет создавать высококачественные низко-дефектные слои. Классический спектр отражения от периодического набора слоев представлен на рисунке 1.6. Как видно, широкая полоса отражения ведет себя как высококачественное зеркало. С другой стороны, отмечается наличие запрещенной зоны. Поэтому применение таких зеркал нашло широкое применение в оптических волокнах, сенсорах, а также в лазерной физике [78, 79, 80]. Если создать одиночную вставку между двумя брэгговскими структурами, то можно получить так называемый брэгговский микрорезонатор с активной областью в центре, который в спектре отражения будет выражаться как провал в центре стоп-зоны. Такие структуры могут работать как резонатор Фабри-Перо с высококачественными зеркалами.

По закону Брэгга достаточно просто оценить условие, при котором волны, отраженные от границ раздела сред с разными показателями преломления, будут находиться в фазе [81]:

$$\Lambda = \frac{l\lambda}{2n_{\text{eff}}}, \quad (1.13)$$

где  $\Lambda$  — период периодической структуры,  $l$  — порядок дифракции,  $\lambda$  — длина волны и  $n_{\text{eff}}$  — эффективный показатель преломления. Обычно используют чет-

вертьволновые брэгговские отражатели (толщина каждого слоя равна четверти длины волны). Таким образом, максимум в спектре отражения будет приходиться на длину волны  $\lambda$ .

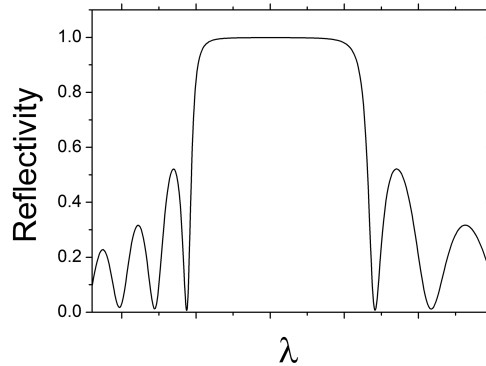


Рис. 1.6: Типичный спектр отражения от брэгговского отражателя.

Важной разновидностью фотонных кристаллов являются резонансные фотонные кристаллы. В этих периодических структурах диэлектрическая проницаемость одного из материалов имеет полюс на одной из резонансных частот. Если создать дизайн структуры таким образом, чтобы частота резонансного перехода в материале совпала с брэгговской частотой, в оптических спектрах появляются особенности, связанные с взаимодействием оптических и материальных резонансов [82]. Было показано, что в резонансных фотонных кристаллах наблюдается формирование экситон-поляритонов и усиление взаимодействия света с экситонным резонансом [83, 84, 85, 86].

Важным эффектом является замедление света при прохождении через такой резонансный фотонный кристалл. К примеру, при взаимодействии света с экситонным резонансом происходит формирование медленной поляритонной ветви [87, 88]. При прохождении светового сигнала вблизи соответствующей частоты групповая скорость света уменьшается. Этот эффект немаловажен при использовании сверхкоротких импульсов [89], которые требуется задержать, хранить и высвободить в нужный момент. Более подробно эффекты замедления сверхкорот-

ких импульсов света будут описаны в главе 3.

С помощью фотонных кристаллов можно достаточно точно контролировать свет, его движение и взаимодействие с материей. Например, если в оптоволокно добавить [90] вставку из фотонного кристалла, можно получить узкую линию пропускания на выходе. Создав в фотонном кристалле искусственные дефекты, появляется возможность контролировать как направление света, так и его групповую скорость [91, 92, 93, 94, 95].

### **1.3 Экспериментальные методики исследования оптических свойств резонаторных наноструктур**

Для изучения оптических свойств микро- и наноструктур требуются тщательные экспериментальные исследования. В диссертации использовались разные подходы для изучения структурных и оптических особенностей полученных структур. "Глазами" при характеристике морфологии можно считать исследования с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), который позволяет визуализировать объекты с высоким пространственным разрешением вплоть до 0.4 нм. В нашем случае использовался LEO 1550 Gemini аналитический электронный микроскоп. Для изучения состава микрокристаллов используется такой метод, как энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия (EDX). Основным принципом этого метода является то, что с помощью пучка электронов атомы исследуемого образца возбуждаются, испуская характерное рентгеновское излучение. На основе полученного энергетического спектра делается вывод о качественном и количественном составе кристалла. Модуль EDX был в составе используемого электронного микроскопа. Уменьшение погрешности до 0.5 % достигалось за счет предварительных калибровок по известным, ранее проверенным материалам.

Для изучения оптических свойств в электронный микроскоп можно встраивать оборудование для низкотемпературной микро-католюминесценции (микро-КЛ).

Принцип действия этой методики состоит в том, что при накачке материала быстрыми электронами происходит неупругое взаимодействие с веществом, под действием которого возникают электрон-дырочные пары, которые рекомбинируют с излучением фотонов. Этот метод позволяет изучать спектр излучения в различных точках микрорезонатора при условии, что подвижность носителей, генерируемых светом, не слишком велика [44, 96]. Он позволяет также рассматривать реальное распределение внутри микрокристаллов электромагнитных полей оптических мод, например мод шепчущей галереи [97] (рис. 1.7). В нашем случае использова-

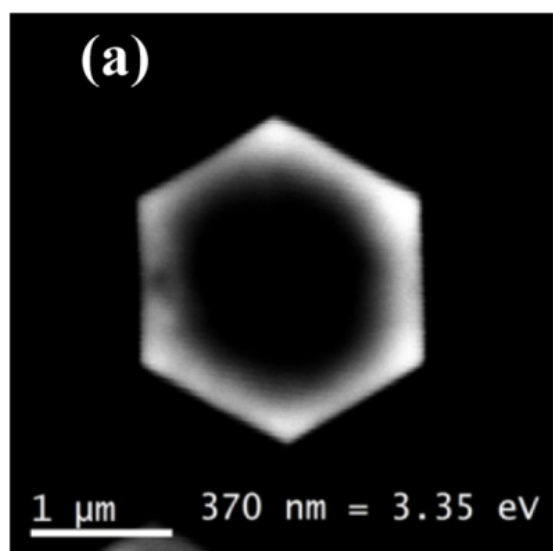


Рис. 1.7: Катодолюминесценция индивидуального ZnO микродиска с модами шепчущей галереи (яркая часть у края) [97]

лась приставка для регистрации низкотемпературной микро-КЛ Ge-детектором, охлаждаемым до температуры жидкого азота. Микро-КЛ возбуждалась при помощи электронного пучка (10 кВ) в диапазоне температур от 5 К до 300 К; сбор сигнала происходил по нормали к поверхности. Использовались как панхроматический, так и моно-КЛ режимы. В последнем случае сигнал регистрировался на конкретных длинах волн.

Метод микро-Рамановской спектроскопии также является достаточно точным

способом определения внутренней структуры материала и симметрии по появлению фононных реплик вблизи линии лазерного возбуждения. В основе метода лежит то, что при неупругом рассеянии фотонов на веществе происходит переизлучение на частоте, сдвинутой в сторону больших (анти-стоксово комбинационное рассеяние света ) или меньших энергий.

Основным методом исследования является спектроскопия ФЛ, микро-ФЛ и ФЛ с временным разрешением. Принцип фотолюминесценции заключается в том, что структура накачивается лазером с определенной длиной волны и поляризации (выбор зависит от ширины запрещенной зоны и общей зонной структуры изучаемого материала). В этом процессе генерируются электрон-дырочные пары, которые через определенное время (радиационное время жизни) рекомбинируют с излучением фотонов. Излучение направляется на щель монохроматора и детектируются. Микро-ФЛ, т.е. спектроскопия фотолюминесценции с пространственным разрешением, позволяет изучать отдельно стоящие объекты (рис. 1.8). В спектрах микро-ФЛ качественных микрорезонаторов с МШГ, как правило, наблюдаются острые пики, связанные с оптическими модами высокой добротности [96].

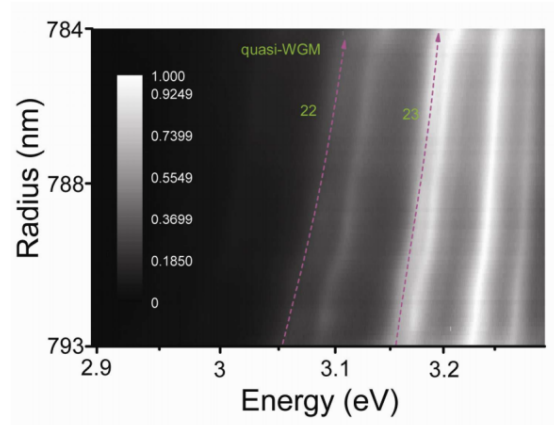


Рис. 1.8: Микро-ФЛ вдоль микроколонки и детектированием излучения в ТМ поляризации. Квазимоды шепчущей галереи с угловыми номерами 22 и 23 показаны пунктирными линиями) [98]

В наших экспериментах микро-ФЛ изучалась в температурном диапазоне от 77 К до 300 К, используя Horiba Jobin Yvon T64000 и LabRAM HR спектрометры, обо-

рудованные Linkam THMS600 микроскопом. Измерения проводились при непрерывной накачке 523 нм или 325 нм лазерными линиями. При измерении спектров структур на основе GaN со спектральным разрешением 0.5 мэВ использовался объектив Mitutoyo 50x UV ( $NA = 0.40$ ) и CCD камера, охлаждаемая жидким азотом. Для измерения спектров микрорезонаторов на основе InN со спектральным разрешением 1.0 мэВ использовался объектив Mitutoyo 100x NIR ( $NA = 0.50$ ) и InGaAs фотодиод с термоэлектрическим охлаждением. Падающее излучение было направлено по нормали к поверхности и фокусирувалось объективом в пятно радиусом  $\sim 1$  мкм, что достаточно для измерения отдельно стоящих объектов. Тот же объектив использовался для собирания ФЛ с поверхности образца. Это же оборудование использовалось для регистрации излучения отдельных нанотрубок на основе ДПМ при возбуждении лазерной линией с длиной волны 532 нм и регистрацией в различных поляризациях.

ФЛ с временным разрешением позволяет определять характерные времена затухания возбуждения на разных частотах и выявлять особенности излучения, связанные с зонной структуры: наличием прямых и непрямых переходов, поляризационных полей, дефектов и т.д. Измерения ФЛ с временным разрешением проводилось в He-криостате замкнутого цикла, используя лазерную линию 710 нм в импульсном режиме. Интегральные характеристики ФЛ с временным разрешением описывают пятно размером  $\sim 1$  мм, в которую попадает как сами микрокристаллы, так и окружающая их область. Спектры прохождения и отражения, нужные для определения параметров, определяющих замедление света и дисперсию в материалах, измерялись с использованием установки из двух монохроматоров и возбуждением при помощи вольфрамовой лампы.

## Глава 2

# Монокристаллические резонаторы на основе АЗ-нитридов

### 2.1 Введение

Оптические микрорезонаторы играют ключевую роль в области нанофотоники. Они могут использоваться в качестве важнейших частей в приборах нового поколения [1, 4, 99, 100]. Основным преимуществом является то, что локальная концентрация электромагнитного поля (плотности фотонных мод) в микрорезонаторах позволяет увеличивать рекомбинационную скорость квантовых переходов между уровнями благодаря эффекту Парселла [16].

Из всех типов микрорезонаторов особенно привлекают внимание микрорезонаторы с модами шепчущей галереи. Структуры на основе широкозонных соединений АЗ-нитридов оказываются наиболее востребованными для применения такого типа мод [5, 101, 102, 103, 104], поскольку создание планарных брэгговских микрорезонаторов для ультра-фиолетового (УФ) диапазона очень сложно при необходимом уменьшении толщины составляющих слоев. Такой проблемы не возникает для микрорезонаторов с МШГ, поскольку в этом случае рабочие длины волн определяют характерный размер резонатора как целого. Основными и наиболее популярными материалами, которые используют моды шепчущей галереи являются GaN, AlN и InGaN с малым содержанием In. Узкозонные АЗ-нитридные микрорезонаторы, которые могли бы быть полезны в телекоммуникационной спектральной

области вблизи 1.5 мкм все еще недостаточно изучены. Структурное качество узкозонных АЗ-нитридных материалов по сей день не совершенно. Прорыв в этой области может быть связан с созданием новых дизайнов микрорезонаторов и развитием эпитаксиальных технологий.

Традиционно, микродисковые резонаторы формируются с помощью пост-ростового травления [105], когда размер диска определяется фото- или электронной литографией. Часть материала под микрорезонатором удаляется, чтобы обеспечить вертикальное ограничение света. Такие технологии позволяют получать большие резонаторы с высокой добротностью. Однако они характеризуются неоднородностью в распределении интенсивности оптических мод. Также в них уменьшается энергетический зазор между модами, что снижает селективность. Причем тонкая настройка частоты оптических мод к энергии оптических переходов требует очень точной пост-ростовой технологии [106].

Первые GaN микродисковые лазеры использовали вертикальное ограничение света. В них реализовывались моды Фабри-Перо, которые отражались от сапфировой подложки. Соответствующие приборы могли работать при комнатной температуре только при импульсной накачке [107]. Одиночно-стоящие диски размером в 4 мкм были впервые созданы с помощью фотоэлектрохимического травления [108] и отличались шероховатой поверхностью. Формирование с помощью электронно-лучевой литографии позволило создать более совершенные диски размером  $\sim 1-2$  мкм, которые могли поддерживать всего несколько оптических мод.

В последнее время ведутся активные исследования технологии создания микрорезонаторов эпитаксиальными методами [109, 110]. Резонатор и активная область в идеальном случае сразу формируются в едином ростовом процессе без использования пост-ростовых технологий [111]. Размеры таких резонаторов соответствуют условиям поддержания мод низкого порядка [96]. Обычно такими структурами являются наноклонны, наностержни и т.п. Важный недостаток эпитаксиальных резонаторов - это большой разброс по размерам и форме [110], который в ито-



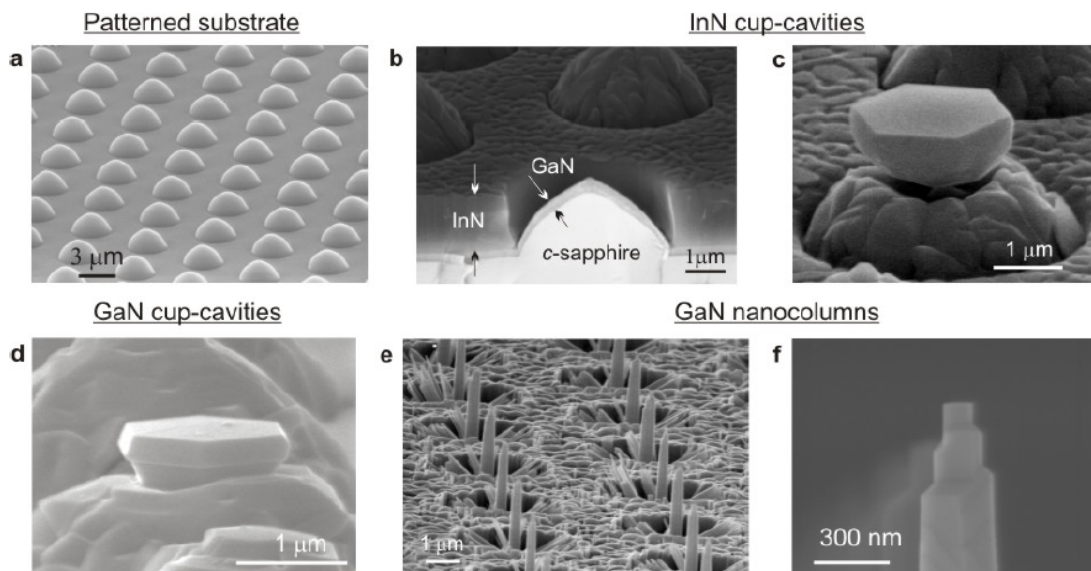


Рис. 2.1: СЭМ изображения, иллюстрирующие рост АЗ-нитридных микрокристаллов. (а) с-сапфировая профилированная подложка с полусферическими выступами. (b) Вид сбоку на конусо-образный выступ, покрытый буферным слоем GaN. (c) InN микрорезонатор, сформированный на выступе. (d) GaN микрорезонатор, сформированный на выступе. (e-f) Нанокolonны на основе GaN.

ге может привести к уменьшению добротности системы и невоспроизводимости оптических мод в нужном спектральном диапазоне.

В данной главе рассматриваются новые типы разработанных микрорезонаторов — чашеобразные микрорезонаторы, которые могут использоваться в широком спектральном диапазоне от УФ до ближнего ИК. Монокристаллы из GaN и InN были созданы с помощью МПЭ. В этой главе подробно рассмотрены InN микрорезонаторы и приведены выборочные данные по микрорезонаторам на основе GaN. Будет показано, что InN резонаторы поддерживают квази-МШГ низкого порядка, энергию которых можно подстраивать, изменяя температуру за счет сильной оптической дисперсии полупроводникового материала вблизи края поглощения. Будет также описан сопутствующий эффект переключения мод, который характеризуется изменением пространственного распределения электромагнитного поля.

| Structure        | Buffer           | Buffer growth parameters                                 | Basic growth parameters                                  |
|------------------|------------------|--|--|
| InN cup-cavities | 200-nm-thick GaN | MBE, $F_{Ga}/F_N \simeq 1.6$ , $T_s = 700^\circ\text{C}$ | MBE, $F_{In}/F_N \simeq 1.4$ , $T_s = 470^\circ\text{C}$ |
| GaN cup-cavities | 70-nm-thick AlN  | MEE, $F_{Al}/F_N \simeq 1$ , $T_s = 784^\circ\text{C}$   | MBE, $F_{Ga}/F_N \simeq 1.3$ , $T_s = 650^\circ\text{C}$ |
| GaN nanocolumns  | 40-nm-thick GaN  | MBE, $F_{Ga}/F_N \simeq 1.2$ , $T_s = 605^\circ\text{C}$ | MBE, $F_{Ga}/F_N \simeq 0.8$ , $T_s = 750^\circ\text{C}$ |

Рис. 2.2: Таблица типичных параметров роста МПЭ для роста InN и GaN монокристаллических структур.

## 2.2 Чашеобразные микрорезонаторы на основе InN и GaN с модами шепчущей галереи

Новые типы микрорезонаторов — чашеобразные микрорезонаторы — были созданы низко-температурной МПЭ с плазменной активацией азота, используя установку Compact 21T (Riber) с источником HD25 (Oxford AR) для плазменной активации азота. Ключевым подходом было использование профилированных  $c\text{-Al}_2\text{O}_3$  подложек с регулярно расположенными конусо-образных микровыступами, имеющими диаметр и высоту 3 и 1.5 мкм, соответственно. Таким образом, позиция микрорезонаторов контролировалась расположением этих выступов (рис. 2.1а).

Микрокристаллы формируются на концах конусов за счет разной скорости роста вдоль различных кристаллографических направлений [112, 113]. Такое различие в скоростях достигается правильным выбором технологических параметров. Важными факторами, которые контролируют форму кристалла являются температура подложки  $T_s$ , соотношение потоков  $F_{\text{Ga,In}}/F_N$  и полярность N или Ga(In), которая определяется тонким буферным слоем (металл-полярная для InN или N-полярная для GaN).

Процесс формирования кристаллов включает в себя последовательный рост буферного слоя и основной структуры при различных параметрах. В таблице 2.2 собраны различные варианты роста микрокристаллов InN, GaN, а также GaN наноколонн (будут рассмотрены позднее). MEE - эпитаксия с повышенной миграцией. Необходимо отметить, что метал-обогащенные условия важны для формирования микрокристаллов как InN, так и GaN.

## 2.2.1 Структурные свойства чашеобразных микрорезонаторов

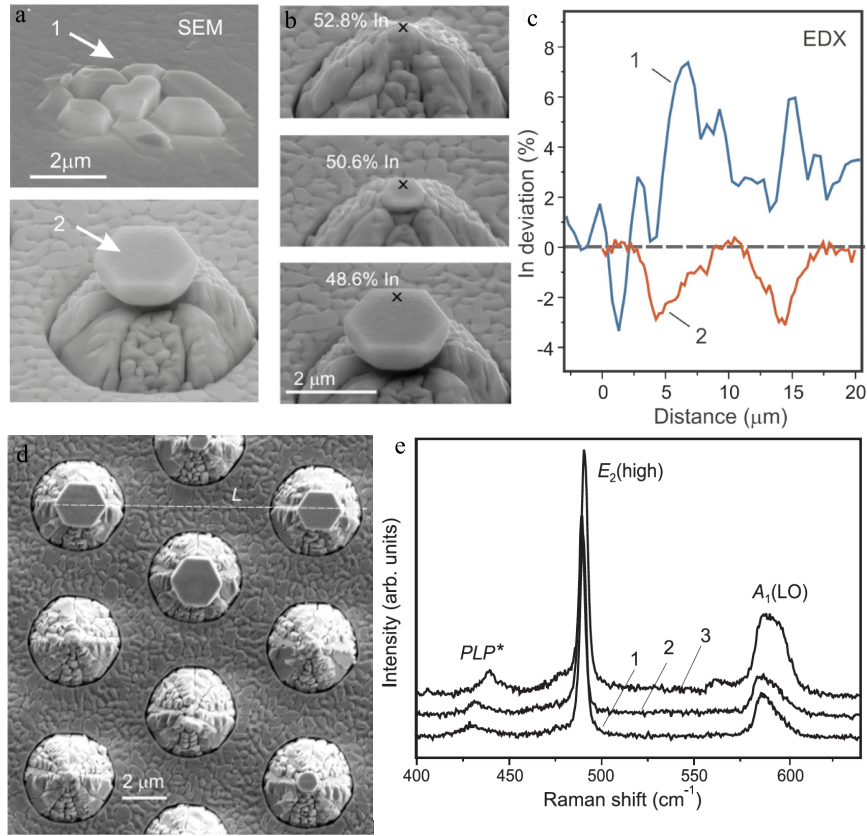


Рис. 2.3: (а) Изображения сканирующей электронной микроскопии (СЭМ): (1) кристаллические агломераты, спонтанно сформированные на референсном планарном слое InN, и (2) чашеобразный InN микрорезонатор на конусообразном выступе. (b) и (c) EDX профили In, зарегистрированные от агломерата (голубая линия) и от микрокристалла InN (красная линия); пунктиром показан профиль стехиометрической концентрации In в кристалле. (d) СЭМ изображение: вид сверху на поверхность со сформированными микрорезонаторами из InN. (e) Микро-рамановские спектры первого порядка: 1 — микрокристалл, 2 — планарная структура, 3 — референсный слой InN, выращенный на планарной подложке в тех же ростовых условиях.

InN микрорезонаторы имеют форму перевернутой гексагональной пирамиды (чаши) высотой около 0.5 мкм и характерным диаметром, который варьируется от 0.5 до 2.2 мкм. Около 20 % сформированных кристаллов имеют размер  $\sim 2$  мкм. Кристаллы GaN имеют форму, больше похожую на гексагональные призмы. Их размеры варьируются от 1 до 1.3 мкм. Длина волны внутри материала вблизи

края поглощения в GaN ( $\sim 0.12$  мкм) меньше, чем у InN ( $\sim 0.55$  мкм), однако оптические моды низких порядков могут реализовываться в обоих случаях.

На изображениях СЭМ (рис. 2.3а – с) видно, что верхняя и боковые части микрокристалла заметно более гладкие, чем у окружающих слоев и конусов. Гофрировка, типичная для вытравливленных дисков [5], не обнаруживается.

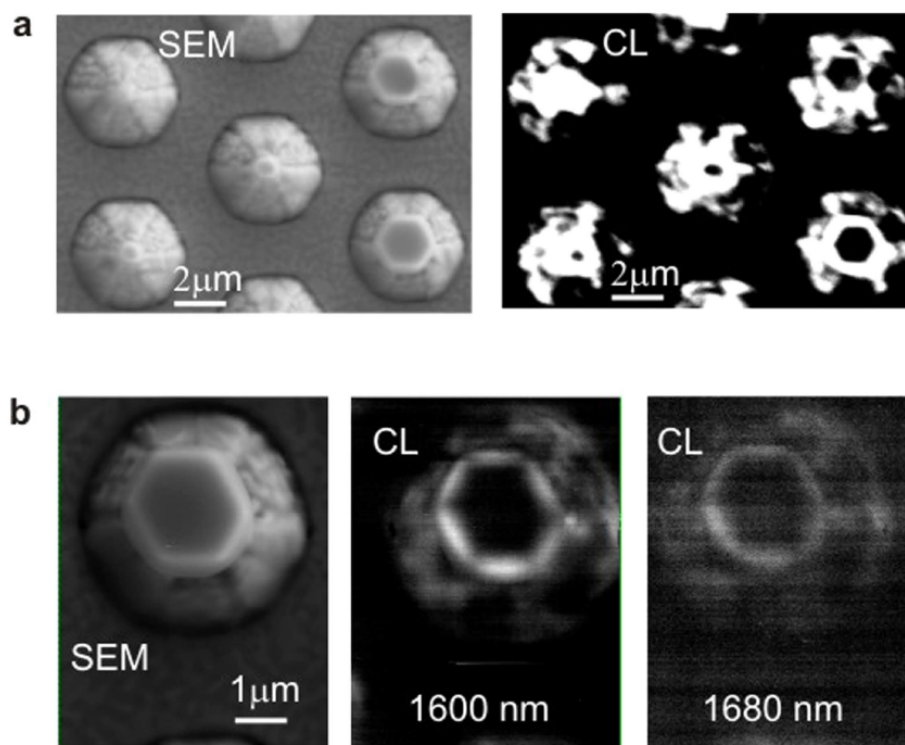


Рис. 2.4: СЭМ и микро-КЛ изображения, зарегистрированные при 5 К от InN образца в чашеобразных микрорезонаторах в разных режимах. (а) СЭМ (слева) и панхроматическое изображения КЛ из той же области (справа) на кристаллах разных размеров. (б) СЭМ и моно-КЛ изображения, снятые от одного и того же образца при детектировании на 1600 нм (0.775 эВ) и 1680 нм (0.738 эВ).

Гладкость поверхности является ключевым параметром для создания высокооборотных микрорезонаторов. Кроме того, EDX анализ (рис. 2.3d) показывает, что состав крупных микрокристаллов InN несколько обеднен In, несмотря на металл-обогащенные условия роста, что исключает формирование металлических кластеров.

Согласно микро-рамановским исследованиям (рис. 2.3e), структурное качество

материала лучше при росте на профилированных подложках, чем у планарных структур. Ширина разрешенных рамановских мод  $E_2$  и  $A_1$  (LO) в микрокристаллах InN составляет  $3.5 \text{ см}^{-1}$  и  $14 \text{ см}^{-1}$  против  $5.4 \text{ см}^{-1}$  и  $18 \text{ см}^{-1}$  у референсного планарного слоя, где уширение линии  $A_1$  соответствует множественным структурным дефектам. Линия PLP\* смешанного плазмон-фонона (LO) сдвигается к меньшим частотам при уменьшении плотности носителей заряда [114]. Плотность носителей заряда в InN микрокристаллах, определяющая этот сдвиг, оценивается как  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Обычно InN стремится к нестехиометрическому росту и спонтанному формированию металлических наночастиц [115, 116]. Известно, что плазмонные резонансы могут вести себя двояко. В одних условиях они могут усиливать излучение из полупроводниковой матрицы вблизи плазмонных частиц, в других могут внести дополнительные потери. Этот эффект напрямую зависит от их размеров [117]. Однако, в микрокристаллах на основе InN не наблюдается In кластеров и, соответственно, вышеописанных плазмонных эффектов.

Эксперименты по микро-КЛ показали, что яркое пятно излучения всегда присутствует на микрокристаллах 2.4а, что говорит о высоком оптическом качестве материала. Однако, излучение из такого кристалла неоднородно и отражает пространственное распределение электромагнитного поля внутри кристалла. При низких температурах и малых размерах интенсивность излучения света увеличивается. Такое поведение согласуется с работой [45]. В режиме моно-КЛ (2.4b) самые яркие точки совпадают по энергиям с пиками, полученными в микро-ФЛ 2.5.

При увеличении температуры излучение от маленьких кристаллов быстро пропадает за счет малой добротности таких кристаллов, в то время как у больших кристаллов оно сохраняется. По данным спектроскопии ФЛ с временным разрешением среднее время затухания излучения составляет около 150 пс при низких температурах (10 К). Это время укорачивается до  $\sim 100$  пс при увеличении температуры до 100 К. Дальнейшее увеличение температуры слабо влияет на излучательную способность микрорезонаторов, что частично возможно за счет ускорения

скорости рекомбинации при помощи эффекта Парселла.

### 2.2.2 Спектры микро-фотолюминесценции с пиками мод шепчущей галереи

Спектры микро-ФЛ, показанные на рисунке 2.5, были измерены в InN микрорезонаторах. Они промодулированы узкими пиками, обусловленными модами шепчущей галереи. Эти пики отсутствуют в планарных областях, где нет микрорезонаторов. Полуширина и высота этих узких линий излучения сравнимы с таковыми в дисковых резонаторах, изготовленных с помощью травления [5, 102]. В окрестности максимума интенсивности ФЛ FSR варьируется от 13 мЭВ до 30 мЭВ, что может позволить селективно усиливать оптические переходы. Стоит отметить, что классическое выражение для FSR у дисковых микрорезонаторов в этом случае не применимо за счет более сложной траектории оптических лучей внутри чашеобразных резонаторов. Ширина этих пиков слабо меняется для разных микрокристаллов InN. Исходя из экспериментальных данных по микро-ФЛ можно рассчитать добротность по формуле 1.3. Она варьируется от 200 до 800 для оптических мод в InN и в GaN микрорезонаторах, соответственно. Уменьшенное значение добротности в InN микрорезонаторах частично вызвано худшим спектральным разрешением в ближней ИК области.

В чашеобразных микрорезонаторах узкие пики обнаруживаются как в максимуме ФЛ, так и в низко-энергетичной части спектра ФЛ. Для больших энергий эти пики подавлены в основном за счет оптических потерь, которые связаны с краем поглощения. При увеличении температуры уширенный край поглощения подавляет моды, находящиеся в максимуме интенсивности ФЛ. Новые моды появляются на низко-энергетическом краю за счет температурного смещения спектра ФЛ как целого. Между этими двумя границами наблюдается набор узких линий, причем их энергия слабо меняется при изменении температуры от 77 К до 300 К (рис. 2.5с). Важно, что уширение узких линий также достаточно слабое в широком температурном диапазоне.

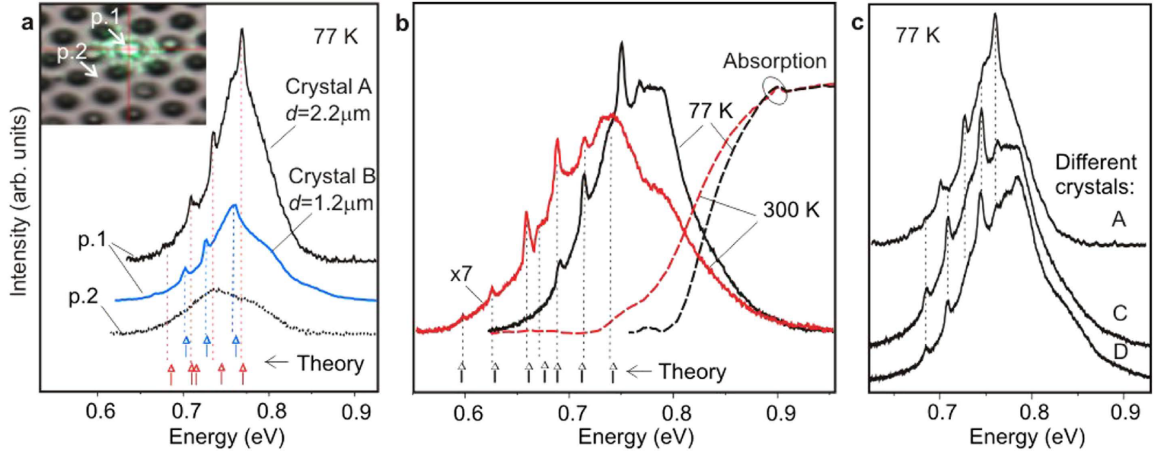


Рис. 2.5: Узкие линии в спектрах, связанные с МШГ в кристаллах InN. (а) На вставке показано пятно лазерного луча (523 нм), которое может фокусироваться либо на поверхность микрокристалла (р. 1), либо в область между ними (р. 2). Узких пиков не наблюдалось в области р. 2. Энергии, соответствующие узким линиям в спектрах, варьируются в зависимости от латерального размера резонатора  $d$ : А –  $d = 2.2$  мкм и В –  $d = 1.2$  мкм. (б) Спектр микро-ФЛ микрорезонатора С ( $d = 2.2$  мкм), измеренный при 77 К и 300 К, показанный вместе с интегральными спектрами поглощения при тех же температурах (пунктирные линии). Теоретический расчет характерных энергий мод показан тонкими линиями. (с) Спектр микро-ФЛ, измеренный у различных кристаллов с размером  $d \sim 2.2$  мкм. Пики практически совпадают.

Удивительной находкой является идентичность модовых частот, регистрируемых во всех сформировавшихся кристаллах наибольшего размера, которые были выбраны из разных частей пластины (рис. 2.5с). Эта идентичность, существующая в пределах экспериментальной точности, означает, что изменение формы и характерных размеров крупных микрокристаллов незначительно. Такое сходство подразумевает, что при длительном росте МПЭ происходит самоограничение (насыщение) размеров кристаллов. Следует обратить внимание на то, что стандартизированные частоты мод являются необходимым условием для создания хорошего резонатора.

### 2.2.3 Температурное переключение мод в чашеобразных микрорезонаторах

При изменении температуры от 5 К до 300 К с помощью микро-КЛ можно заметить интересный эффект переключения оптических мод с изменением пространственного распределения интенсивности поля. Например, при низких температурах пространственное распределение отвечает азимутальному типу мод, когда максимальная амплитуда электромагнитного поля находится на периферии кристалла. Такой тип мод наблюдается в достаточно больших кристаллах 2.4. Когда температура увеличивается до 100-150 К вид пространственного распределения начинает меняться. При комнатной температуре это распределение начинает отвечать радиальному типу с максимумом интенсивности в центре кристалла 2.7. Если проводить аналогию с МШГ с угловым моментом  $m$ , частоту такой моды можно оценить по формуле 1.12. За счет того, что размер кристалла изменяется очень слабо из-за термического расширения и вносит очень малую поправку к энергии оптических мод, то основной эффект переключения мод возможен только за счет изменения показателя преломления структуры. Также сдвиг спектров поглощения от температуры влияет таким образом, что моды с большим  $m$  на верхне-энергетическом краю будут подавлены.

### 2.2.4 Моделирование оптических мод в AlN-нитридных монокристаллических микрорезонаторах

Для ясности эффекта переключения мод было проведено численное моделирование квази-МШГ (для InN чашеобразного микрорезонатора и для GaN призмобразного микрорезонатора) для того, чтобы показать основной вклад в эффект, связанный с изменением показателя преломления. Для этого решались уравнения Максвелла с подходящими граничными условиями, которые устанавливаются в самом общем случае для поиска оптических мод микрорезонаторов [118]. Они выбирались таким образом, чтобы свет, вышедший из резонатора, достаточно быстро затухал. Поиск оптических мод производился в пределах излучательной области



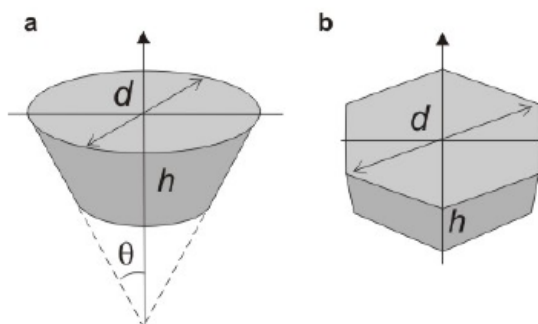


Рис. 2.6: Геометрия образцов InN и GaN при численном моделировании

полупроводникового материала. Численное решение уравнений производилось с помощью программного обеспечения Comsol Multiphysics для решения трехмерных уравнений Максвелла с помощью метода конечных разностей. Размеры кри-

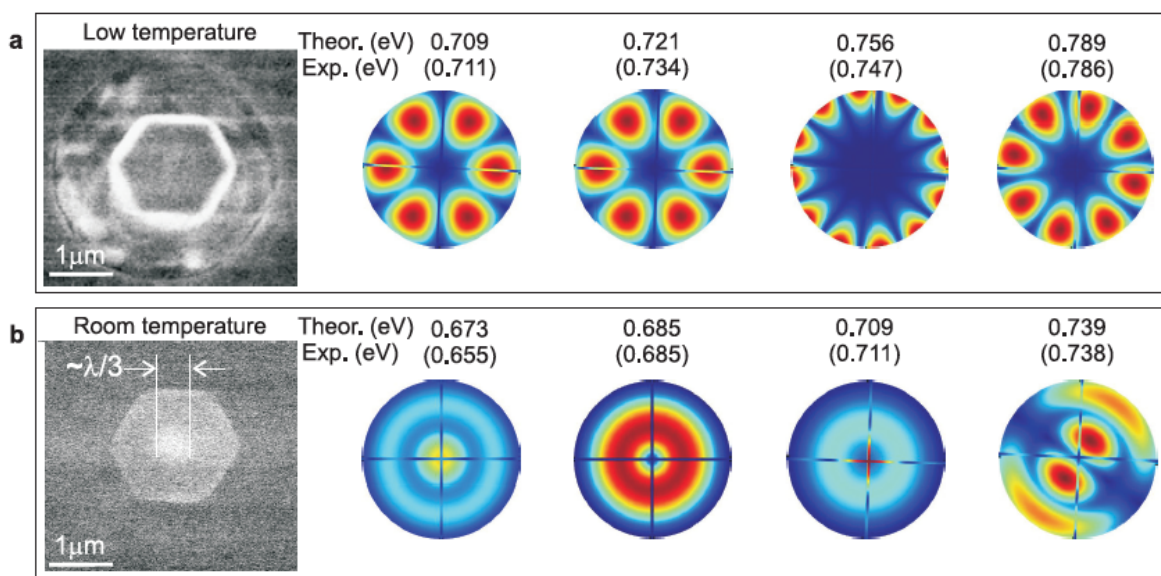


Рис. 2.7: Модовый состав микрокристалла InN при разных температурах.

сталлов выбирались на основании данных СЭМ. Кроме того, для упрощения расчетов эти гексагональные перевернутые чашеобразные пирамиды аппроксимировались в первом приближении усеченным конусом (см. рис. 2.6).

Однако для проведения численных расчетов нужно было определить дисперсию показателя преломления. Для этого были измерены интегральные спектры

отражения и пропускания при разных температурах. Комплексная диэлектрическая функция в прикраевой спектральной области определялась из совместного анализа спектров, используя соотношение Крамерса-Кронига:

$$\varepsilon_1(\omega) - 1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega' \varepsilon_2(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega', \quad (2.1)$$

где

$$\begin{cases} \varepsilon_1 = n^2 - \kappa^2, \\ \varepsilon_2 = 2n\kappa. \end{cases} \quad (2.2)$$

Здесь  $\kappa$  отвечает за поглощение (коэффициент экстинкции), который связан с коэффициентом поглощения простым соотношением

$$\alpha = \frac{2\omega\kappa}{c} = \frac{\omega\varepsilon_2}{cn}. \quad (2.3)$$

Коэффициент  $\alpha$  ищется из простого затухания по закону Бугера-Ламберта-Бера  $I = I_0 e^{-\alpha(\omega)z}$ . Рассчитанные зависимости достаточно хорошо коррелируют с ранее

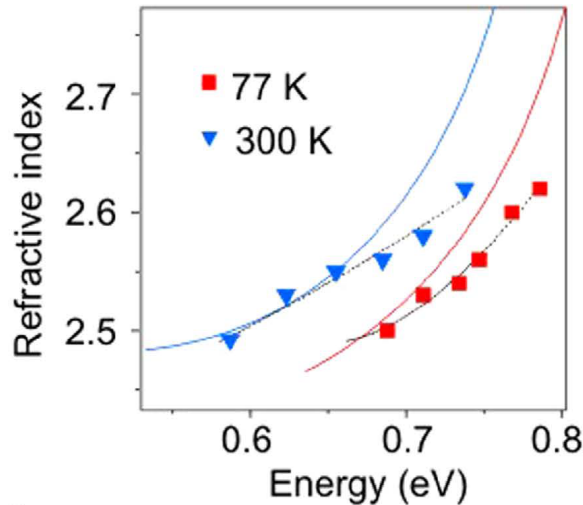


Рис. 2.8: Показатель преломления, вычисленный для двух температур двумя способами. Сплошные линии - дисперсия показателя преломления, вычисленная из интегральных характеристик. Квадраты и прямоугольники - путем подгонки энергии оптических мод.

опубликованными данными [119]. На рисунке 2.8 сплошными линиями показаны полученные дисперсии показателя преломления для двух температур.

Более точное определение показателя преломления можно осуществить при помощи численных расчетов, путем моделирования экспериментальных спектров микро-ФЛ с узкими линиями. Для этого производилось сопоставление энергий наблюдаемых пиков в спектрах микро-ФЛ с рассчитанными энергиями оптических мод. На рисунке 2.8 точками показаны эти расчетные данные. Они заметно отклоняются от сплошных линий, полученных, используя интегральные оптические спектры, которые регистрируются с больших площадей, включающих микрокристаллы и планарные области между конусами. Такое отличие возникло за счет того, что эффективный край поглощения в планарных слоях InN может сдвигаться в сторону низких энергий из-за оптических потерь, вызванных Ми резонансами в металлических In наночастицах. Сдвиг в противоположную сторону ожидается, когда материал обеднен In [116]. Учитывая эти два возможных эффекта, можно сделать вывод, что моделирование оптических мод является уникальным способом определения оптических параметров собственно материала микрокристалла.

Сравнение теоретических и экспериментальных энергий представлены на рисунке 2.5а для кристаллов разных размеров, а также при разных температурах (2.5b). Модовый состав для гексагональных призм на основе GaN менее представительен по той причине, что количество мод, попадающих в сравнительно узкую линию излучения GaN, не превышает 1-3, что не представляет интерес для обсуждения. Пример пространственного распределения электромагнитного поля внутри микрорезонатора на основе InN приводится на рисунке 2.7b. Видно, что при изменении температуры тип моды меняется. Аналогичный эффект проявляется в моделировании при изменении показателя преломления от температуры, полученного выше. Наблюдаемый эффект переключения мод можно анализировать и в другой спектральной области - в ТГц. Переключение между двумя соседними модами означает изменение энергии на несколько мэВ. При таком резком переключении разница энергии будет излучаться в терагерцовом диапазоне. Этот факт был подтвержден в проведенных экспериментах [120].

## 2.3 Нанокolonчатые микрорезонаторы GaN с одиночной квантовой ямой InGaN/GaN

В предыдущей главе подробно изучались чашеобразные микрорезонаторы на основе АЗ-нитридов. Однако еще одним интересным вариантом резонаторов на основе АЗ-нитридов являются нанокolonны или нанороды. Их размеры могут варьироваться от десятков до сотен нанометров в диаметре при высоте более нескольких микрон. В последнее время они весьма популярны для применений в области трехмерной нанофотоники [121]. Например, можно использовать массив нанокolonн со вставками квантовых точек или квантовых дисков в качестве источников одиночных фотонов, работающих при комнатной температуре [122]. Нанокolonны являются хорошими микрорезонаторами для реализации источников поляризованных одиночных фотонов, управляемых электрическим полем [123, 124]. Кроме того, микрорезонаторы, поддерживающие моды шепчущей галереи, позволяют создавать чувствительные детекторы [125]. В таких микрорезонаторах появляется уникальная возможность связать оптические переходы с модами микрорезонаторов для усиления сигнала. Однако получение одинаковых нанокolonн с заданной энергией сигнала сложно было бы достичь с помощью стандартных пост-ростовых методов, таких как электронная и ионная литографии. Важным фактом является то, что колончатые резонаторы можно выращивать с помощью эпитаксиальных технологий, таких как МПЭ, что позволяет добиться достаточно высокой добротности.

### 2.3.1 Характеристики нанокolonн с квантовыми ямами и частоты оптических мод

Как уже было описано в предыдущей главе, нанокolonны на основе GaN можно вырастить с помощью МПЭ на специально подготовленных сапфировых подложках, которые имеют регулярно расположенные полусферические или конические выступы. Подробно технология их формирования описана в статье [113].

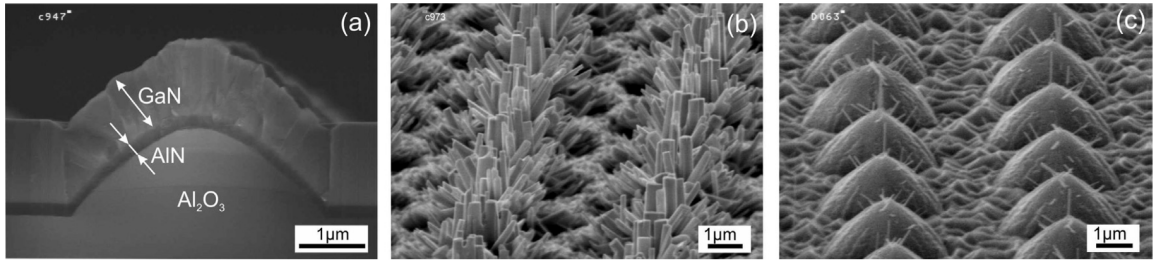


Рис. 2.9: СЭМ изображения наноструктур, выращенных с разным соотношением потоков Ga/N и при разной температуре подложки. На рисунке (с) показан массив одиночных наноколонн, сформированных на вершинах выступов.

Рост таких наноколонн является достаточно сложной процедурой, потому что любое изменение технологических параметров сильно влияет на процесс их формирования. На рисунках 2.9, 2.10, 2.11 представлены варианты получения GaN наноколонн [113]. Сначала подложки обрабатываются при высокой температуре  $\sim 800^\circ\text{C}$  в потоке плазменно-активированного азота. Затем наноколонны выращивают, используя двух-стадийный процесс. Первая стадия включает в себя создание нуклеационного слоя (либо AlN, либо GaN) с помощью эпитаксии с повышенной миграцией [126]. Вторая стадия заключается в росте образцов в азот-обогащенных условиях. Также можно использовать стехиометрические потоки Ga и N, что приводит к формированию наноколонн, как на рисунке 2.9с. Ближе к концу роста на вершине наноколонны производится рост одиночной квантовой ямы InGaN/GaN толщиной 3 нм 2.11 стандартным способом при понижении температуры подложки до  $620^\circ\text{C}$ . Диаметр сформированных наноколоннок составляет  $\sim 100$  нм, тогда

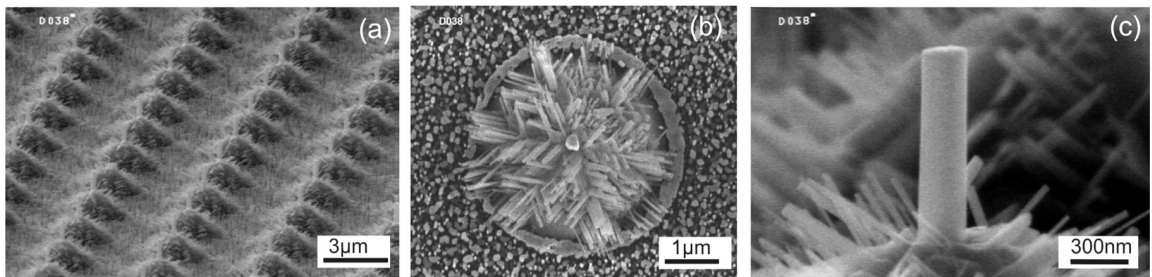


Рис. 2.10: Различные изображения СЭМ выращенных наноколонн. В этом случае рост производился без первой стадии.

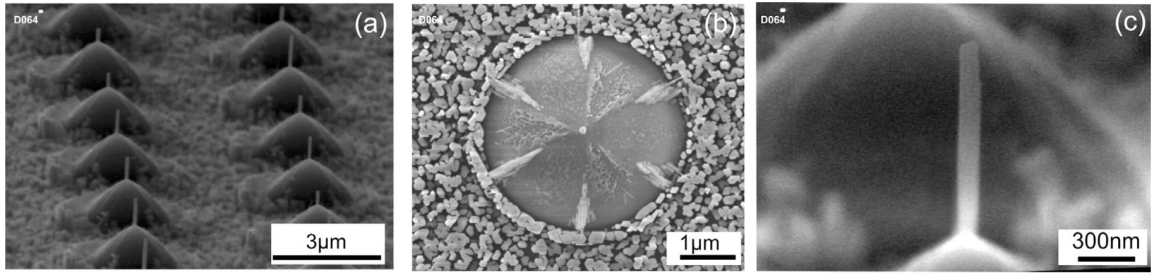


Рис. 2.11: Различные изображения СЭМ выращенных наноколонн. Здесь в наноколонну была произведена одиночная вставка тонкого слоя InGaN.

как высота может достигать 1 мкм.

Оптические переходы между зоной проводимости и валентной зоной в InGaN КЯ зависят не только от ширины запрещенной зоны и толщины барьеров, но и от встроенного электрического поля, характерного для АЗ-нитридных наноструктур. Это связано с симметрией материала  $C_{6v}$ , которая вызывает пьезоэлектрической и спонтанной поляризации. Пьезоэлектрическая поляризация зависит от рассогласования параметров решетки между InGaN КЯ и барьерами GaN, тогда как спонтанная поляризация связана со встроенным дипольным моментом ионов в структуре вюрцитного кристалла. На рисунке 2.12 схематически показан оптический переход в GaN/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN КЯ.

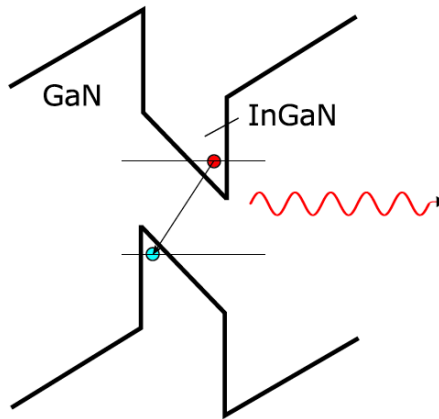


Рис. 2.12: Схематическое изображение оптического перехода в InGaN/GaN КЯ.

Для расчета энергий переходов можно использовать приближение эффектив-

ной массы. Одночастичные состояния электронов и дырок можно найти численно, используя модель Харрисона: с помощью метода конечных разностей решить одномерное уравнение Шредингера, которое выглядит следующим образом:

$$\frac{\psi(z+h)}{m^*(z+h/2)} - \left( \frac{2h^2}{\hbar^2} [V(z) - E] + \frac{1}{m^*(z+h/2)} + \frac{1}{m^*(z-h/2)} \right) \psi(z) + \frac{\psi(z-h)}{m^*(z-h/2)} \approx 0, \quad (2.4)$$

где  $\psi$  - волновая функция,  $m^*$  - эффективная масса,  $z$  - расстояние вдоль оси роста,  $V$  - высота барьера и  $E$  - собственная энергия. На рисунке 2.13 показаны расчеты оптических переходов для двух различных температур 300 К (сплошные линии) и 77 К (пунктирные) в зависимости от содержания In в InGaN КЯ. Расчет был проведен с учетом наличия встроенных электрических полей. Кроме того, на рисунке показана энергия одной из оптических мод. Видно, что для достижения условия равенства энергий оптических переходов с энергией оптической моды (необходимое условие для усиления излучения) требуется точное попадание в ширину и состав InGaN КЯ вместе с необходимым диаметром нанокolonки. Такое оказывается возможным в изучаемых нанокolonках.

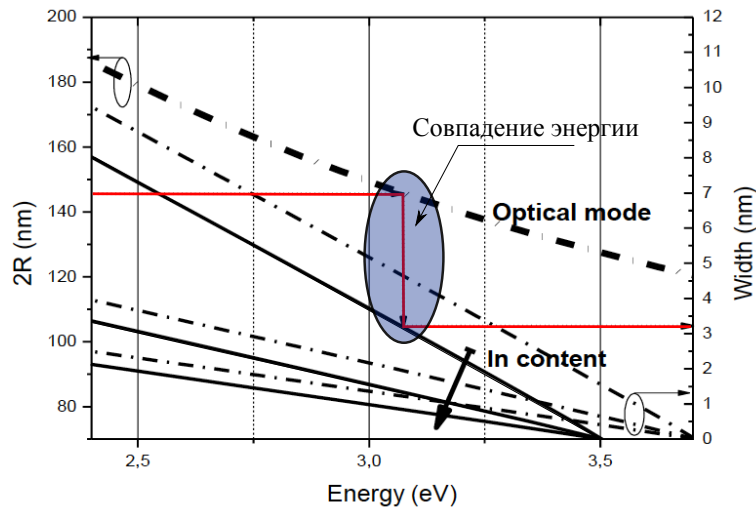


Рис. 2.13: Энергии оптических переходов в КЯ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  как функция ширины КЯ в зависимости от концентрации In и температуры (300 К – сплошные линии; 77 К – пунктирные линии), приведенные в сопоставлении с оптической модой в резонаторе диаметром  $2R$  с энергией в исследуемом спектральном диапазоне.



### 2.3.2 Оптические свойства наноколонн с квантовыми ямами InGaN/GaN

Аналогично разделу 2, для исследования структурных и оптических свойств использовались те же самые экспериментальные методики. Микро-КЛ исследования выполнялись при 15 К с ускоряющим напряжением 10 кВ. Сигнал собирался по нормали к поверхности. На рисунке 2.14 показано изображение микро-конуса (красный цвет) и наноколонны, которую отделили и положили горизонтально (оранжевый цвет). По данным СЭМ ее диаметр равен 100 нм, а длина составляет примерно 850 нм. Как видно из рисунка, на конусе и на плоском слое присутствуют более мелкие наноколонны и структурные неоднородности (такие же как и на рисунках выше).

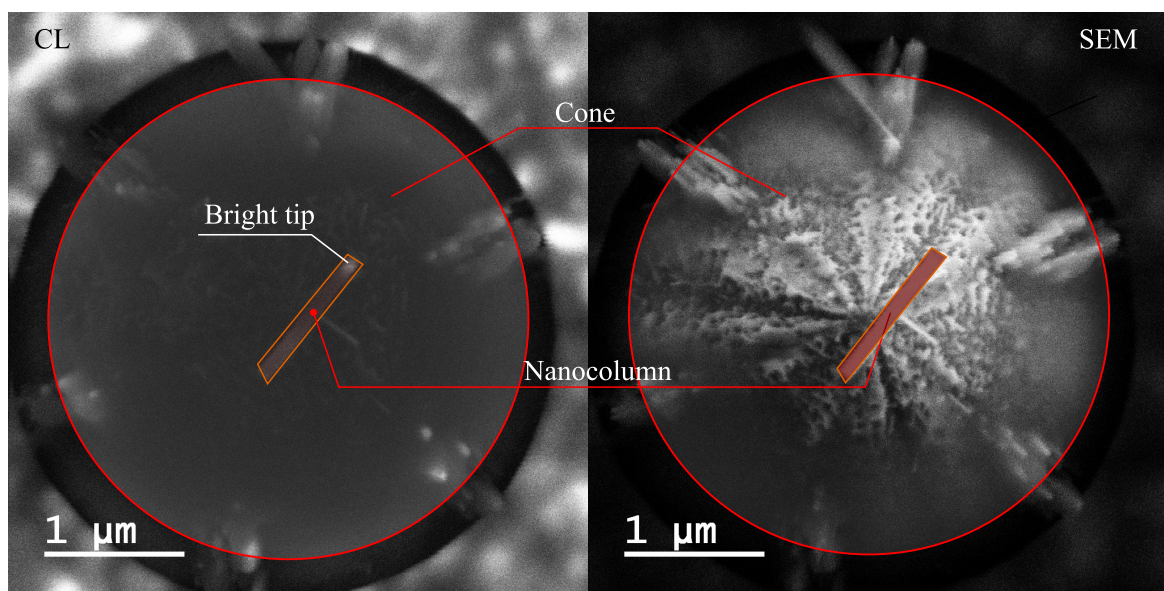


Рис. 2.14: Изображения микро-КЛ (слева) и СЭМ (справа), зарегистрированные при 15 К от отдельной наноколонны. Красным контуром обозначен микроконус на подложке, оранжевым показана отделенная наноколонна, положенная горизонтально на центр микроконуса. Светящаяся точка (bright tip) показывает то место, в которое была вставлена InGaN КЯ.

Для общего понимания оптических свойств наноколонн GaN с одиночной вставкой InGaN требуется измерение микро-КЛ из различных точек выбранной наноколонны. На рисунке 2.16 представлены спектры микро-КЛ, измеренные вдоль оси



нанокolonны. Точка А соответствует области, где расположена InGaN КЯ. Пик на спектре, соответствующий  $\sim 2.7$  эВ соотносится с предыдущими расчетами. Точки В и С соответствуют материалу InGaN, который расположен в окружении этой нанокolonны и излучает из более толстых КЯ, которые в основном сгруппировались в прилегающем планарном слое и боковых частях конусов.

Также были проведены исследования ФЛ с временным разрешением (рисунок 2.15). Они были выполнены в He-криостате, используя для возбуждения 325-

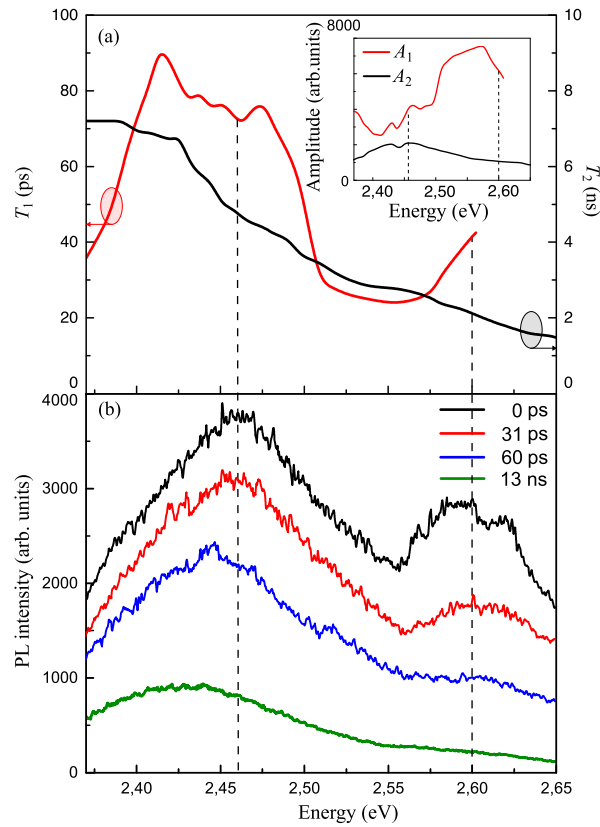


Рис. 2.15: (а) Быстрое время затухания  $T_1$  (красная линия) и медленное время затухания  $T_2$  (черная линия) ФЛ из образца с нанокolonнами. На вставке показаны амплитудные коэффициенты  $A_1$  и  $A_2$  для максимума ФЛ. (б) Спектры ФЛ с временным разрешением, измеренные при различных задержках после возбуждения. Пунктирными линиями показаны энергии, соответствующие InGaN КЯ в окружающей нанокolonну слое ( $\sim 2.46$  эВ) и InGaN КЯ в нанокolonне ( $\sim 2.6$  эВ). Заметим, что шумовые составляющие у кривых различались: для первых трех кривых усреднение ФЛ проводилось в окне около 5-10 пс, зеленая кривая, снятая при 13 нс, была усреднена по значительно большему временному окну и имеет меньший шум.

импульсное лазерное излучение с частотой повторения 76 МГц ( $\sim 13$  нс). Интенсивность излучения структуры с временным разрешением детектировалась с области размером  $\sim 1$  мм, которая включает в себя как одиночную наноколонну, так и прилегающие слои.

На рисунке 2.15b показана ФЛ с временным разрешением после действия возбуждения лазером. Максимум интенсивности излучения мы отмечаем как начальный момент времени (0 пс) и изучаем его затухание со временем. В первый момент времени на спектрах можно выделить два основных пика. Пик около 2.6

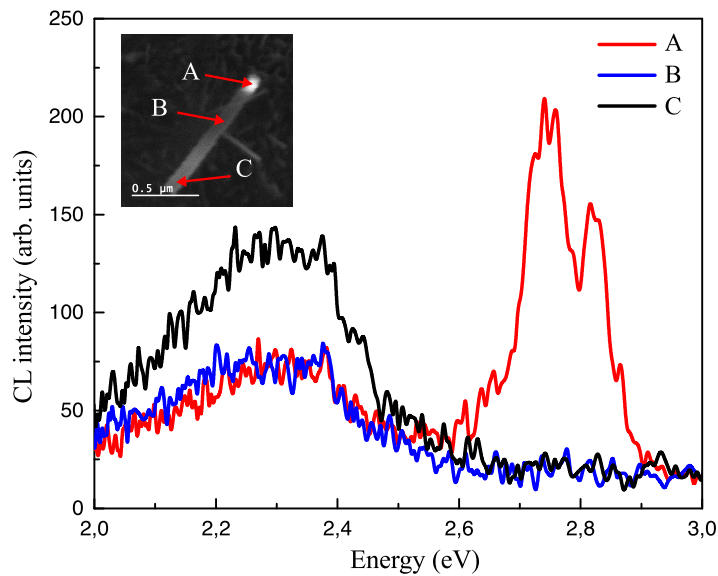


Рис. 2.16: Измеренная микро-КЛ из различных точек А, В, С на наноколонне. Вставка показывает реальное изображение образца и точек, из которых было снято данное излучение.

эВ соответствует КЯ InGaN внутри GaN наноколонн, он совпадает со спектрами микро-КЛ, измеренными из отдельных наноколонн, пик излучения которых был в интервале от 2.6 до 2.8 эВ (см. рис. 2.16). В интервале до 60 пс можно наблюдать достаточно резкое падение интенсивности пика, связанного с КЯ внутри наноколонны, тогда как излучение КЯ из прилегающих слоев сохраняется и остается вплоть до прихода следующего импульса света. Это говорит о большом времени затухания, что может быть следствием встроенного электрического поля

в поляризованных КЯ, тогда как быстрое затухание излучения из КЯ в наноколонне является быстрым радиационным процессом, который может быть связан с эффектом Парселла.

Для того чтобы оценить времена затухания, была выполнена подгонка кривой затухания  $F(\omega, t)$  на каждой частоте. В первом приближении ее можно представить как сумму двух затухающих экспонент:

$$F(\omega, t) = A_1(\omega)e^{-t/T_1(\omega)} + A_2(\omega)e^{-t/T_2(\omega)}, \quad (2.5)$$

где  $A_1(\omega)$  — амплитуда, а  $T_1(\omega)$  — время затухания, относящиеся к быстро-затухающей части; аналогично  $A_2(\omega)$ ,  $T_2(\omega)$  относятся к медленно-затухающей части. На рисунке 2.15а и вставке к рисунку показаны времена и амплитуды затухания в зависимости от частоты. Красные линии соответствуют быстрым временам затухания порядка десятков пикосекунд, тогда как черные линии соответствуют медленно-затухающей части  $\sim 1$  нс.

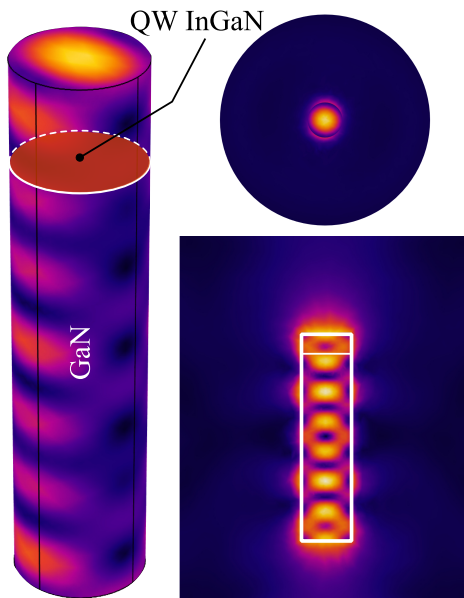


Рис. 2.17: Рассчитанная оптическая мода с энергией  $E \sim 2.6$  эВ, что соответствует пику ФЛ из InGaN/GaN КЯ внутри наноколонны с размерами, взятыми из СЭМ изображения на рисунке 2.14.

Энергия оптического перехода в планарных слоях InGaN КЯ сдвинута в красную область за счет того, что кинетика роста позволяет вырастить более широким КЯ. Зеленая линия, которая содержит один широкий пик от планарных КЯ, соответствует самым длительным временам. Существование пика связано с тем, что медленно затухающая ФЛ в широких поляризованных КЯ не успевает полностью затухнуть даже до прихода следующего импульса возбуждения. Как уже отмечалось, InGaN/GaN система является сильным пироэлектриком, поэтому встроенное электрическое поле в КЯ растягивает в пространстве заряды (электроны и дырки), как показано на рис. 2.12. Слабая зависимость амплитуды  $A_2$  от энергии говорит о том, что излучение происходит из однотипных источников, обладающих пироэлектрической природой, таких как InGaN КЯ.

Следует отметить, что общая поверхность с InGaN КЯ, из которой регистрировался сигнал периферийной ФЛ, много больше, чем у КЯ в одиночных наноколоннах. Однако излучение, исходящее из вставленных в наноколонны КЯ, оказывается на сопоставимом уровне с полосой излучения из окружающих областей. Это говорит о том, что интенсивность излучения из центральных наноколоннок сильно увеличена за счет резонаторного эффекта, ускоряющего скорость излучательной рекомбинации. Для доказательства факта усиления далее будет произведено моделирование наноколончатого резонатора.

Для того, чтобы найти собственные моды резонатора, близкие к оптическому переходу в КЯ InGaN, были взяты точные размеры и форма наноколонны из СЭМ изображений и решалось уравнение Максвелла с граничными условиями такими, чтобы свет рассеивался снаружи GaN наноколонны. Такой подход позволяет исключить перерасеяние от ненастоящих границ, которые ограничивали воздушное пространство, однако дает возможность увидеть как мода может вытекать за пределы резонатора. Кроме того, показатель преломления GaN выбирался комплексным. Расчет производился для моды вблизи 2.6 эВ, что соответствует максимальной амплитуде ФЛ InGaN КЯ внутри наноколонн (рис. 2.15b).

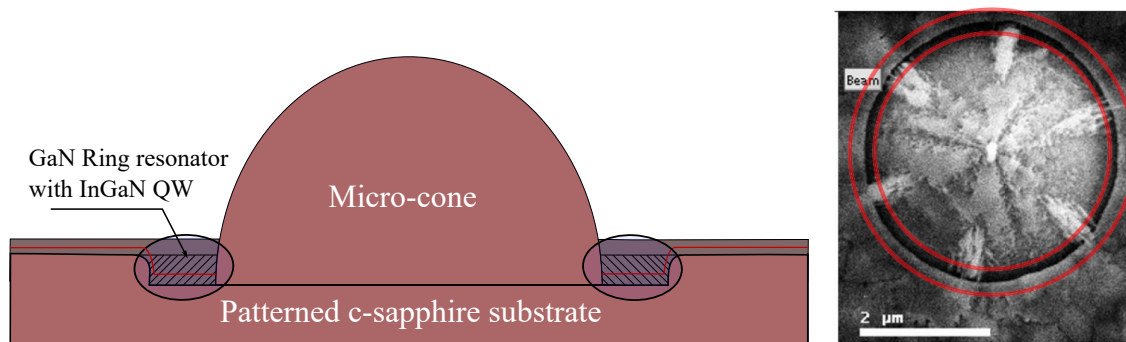


Рис. 2.18: (слева) Схематическое изображение (вид сбоку) кольцевого микрорезонатора, сформированного в углублении вокруг микроконуса. (справа) СЭМ изображение, показывающее вид сверху на реальный конус с выращенными на нем наноколоннами. Более темная область, обведенная красным, может представлять собой кольцевой микрорезонатор.

Распределение модуля электрического поля внутри наноколонны, близкого по энергии к оптическому переходу, показано на рисунке 2.17. Показаны вид сверху, сбоку и 3D изображение. Видно, что в наноколонне при выбранной энергии распространяется мода, похожая на моду Фабри-Перо, с учетом того, что на поверхностях часть электрического поля может вытекать. Добротность такой моды  $\sim 50$ . Соответственно, наноколонна усиливает сигнал от КЯ и позволяет выделить одиночную квантовую яму среди всего множества источников в ее окружении. Важно помнить, что для достижения эффекта усиления максимум амплитуды оптической моды должен физически совпадать в пространстве с расположением самой КЯ.

### 2.3.3 Кольцевые микрорезонаторы на профилированных подложках

Особый тип подложки - профилированная сапфировая подложка с микроконусными выступами, наряду с ростом монокристаллических резонаторных структур дает принципиальную возможность формирования еще одного типа резонаторов — кольцевых.

Как видно на СЭМ изображении 2.18 справа, вокруг микро-конуса форми-

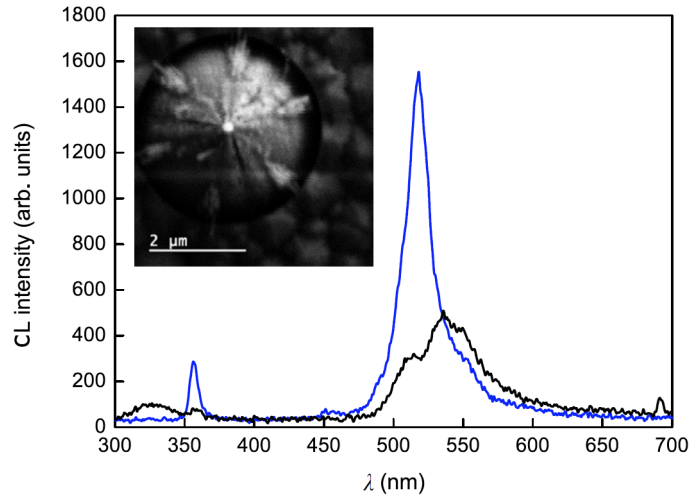


Рис. 2.19: Микро-КЛ снятая с поверхности вблизи края микроконуса (голубая линия) и вдали от микроконуса (черная); СЭМ изображение показывает исследуемую область.

руется более темная область (выделена двумя красными окружностями). Такое возможно за счет особенностей кинетики роста наноклончатых структур, когда осаждаемый материал активно перераспределяется между областями с различной кристаллографической ориентацией [113]. Формируемые InGaN КЯ расположены как в наноклонне и прилегающих слоях, так и в кольце вокруг микроконуса. Следует ожидать, что если в этой области сформировался резонатор, то и излучение от кольцевой области КЯ скорее всего будет усилено.

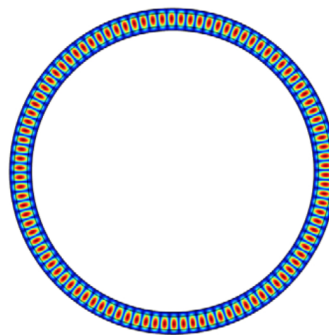


Рис. 2.20: Распределение модуля электрического поля на собственной частоте кольцевого микрорезонатора вблизи оптического перехода InGaN/GaN КЯ.

Для проверки этого предположения были проведены исследования микро-КЛ в

этой области. На рисунке 2.19 показана микро-КЛ, снятая из двух разных точек на образце. Синей линией показан спектр КЛ с высоким разрешением, измеренный из точки на кольцевом микрорезонаторе. Черной линией показана КЛ из точки, расположенной далеко от кольцевой структуры. Как видно, интенсивность излучения из КЯ в кольцевом микрорезонаторе намного выше, чем в плоском слое. Это может быть объяснено сильным взаимодействием между оптическим переходом в данной локальной области и оптической модой.

Для моделирования собственных частот этого микрорезонатора были выбраны размеры, взятые из СЭМ изображений, такие как внутренний радиус  $r_1 = 1.65$  мкм и внешний радиус  $r_2 = 1.8$  мкм. Для такой геометрии микрорезонатора производился расчет уравнений Максвелла таким же способом, как и в разделе 2.3.2. На рисунке 2.20 показано распределение модуля электрического поля (вид сверху) для такой системы. Видно, что это моды шепчущей галереи с угловым моментом  $m \sim 50$ . Достаточно легко проверить этот результат полагая, что внутри такого резонатора должно укладываться целое число волн  $\lambda = \pi n(r_1 + r_2)/m$ , где  $n \sim 2.5$  - показатель преломления. Тогда получаем, что  $\lambda \sim 525$  нм, что и соответствует экспериментальным данным по микро-КЛ. С учетом комплексного показателя преломления добротность такого резонатора может достичь  $Q \sim 200$ .

## 2.4 Краткие итоги

- Продемонстрирована возможность получения совершенных чашеобразных микрорезонаторов на основе III-нитридов с помощью МПЭ на профилированных подложках. Показано, что в таких микрорезонаторах реализуется селективное усиление сигнала оптическими модами типа мод шепчущей галереи низких порядков.
- Обнаружено, что изменение комплексной диэлектрической функции материала резонатора с ростом температуры влияет на характер распределения электромагнитного поля и энергии оптических мод. Моделирование оптиче-

ских мод и сопоставление с экспериментальными пиками в спектрах микро-ФЛ является новым способом определения дисперсии показателя преломления собственного материала полупроводникового микрорезонатора.

- Продемонстрировано, что изолированные наноклонны GaN с одиночными вставками InGaN КЯ, выращенные на профилированных сапфировых подложках, представляют собой микрорезонаторы с модами типа Фабри-Перо. Совместный анализ результатов моделирования собственных мод такого микрорезонатора, спектров микро-КЛ и спектров ФЛ, измеренных с временным разрешением, показал, что усиление излучения из InGaN КЯ обусловлено эффектом Парселла.
- Показана возможность формирования кольцевого резонатора с модами шепчущей галереи в основании полусферического выступа на профилированной подложке, который также способен усиливать интенсивность сигнала за счет эффекта Парселла.



## Глава 3

# Резонансные фотонные кристаллы на основе $A_2B_6$ и дихалькогенидов переходных металлов для замедления и распространения сверхкоротких импульсов света

### 3.1 Введение

Важной задачей из области современной физики кристаллов является разработка приборов и методов для эффективной квантовой обработки информации [8]. Явление оптической задержки импульсов ("медленный свет") представляет особый интерес для таких приложений [127]. Ранее было разработано большое количество методов для реализации медленного света [128]. Основным принципом для замедления света является использование резкого изменения величины показателя преломления  $n(\omega)$  в диспергирующих средах, которое уменьшает групповую скорость (см. ссылки в [129]). Например, такое поведение имеет место в диэлектриках с резонансной линией поглощения и в атомных средах с эффектом электромагнитно-индуцируемой прозрачности, который позволяет создать среду с узким провалом в спектре поглощения. В последнем случае возможно уменьшение групповой скорости света вплоть до его "остановки". Однако, существуют принципиальные ограничения на применение таких систем. Основным недостатком является сильное

затухание импульса света вблизи резонансной линии поглощения. Для систем с электромагнитно-индуцируемой прозрачностью существенным недостатком является ограничение на ширину входящего импульса (он должен быть  $\sim \mu\text{s}$ ) из-за достаточно узкого окна прозрачности. Как следствие, поиск новых материальных систем, в которых можно реализовывать замедление коротких импульсов света без сильного затухания, является важной задачей.

Один из перспективных путей развития — это использование фотонных кристаллов, в которых дисперсия света искажается вблизи особых частот системы, например, частоты брэгговского резонанса  $\omega_B$  с появлением мод с малой групповой скоростью [9, 94]. Экспериментально в волноводных фотонных кристаллах на основе Si была обнаружена задержка примерно на 2 пс при распространении на длину 10 мкм [10]. Однако, дальнейшее увеличение длины образцов приводит к неприемлемо большим оптическим потерям. Другой особой частотой для замедления света может являться экситонный резонанс [130]. Было показано, что в кристаллах на основе ZnO возможно получить замедление света вблизи экситонного резонанса на 1.6 нс при распространении на длину 0.3 мм. Поэтому особенно перспективными представляются структуры резонансных фотонных кристаллов, в которых экситонный и брэгговский резонансы имеют место на близких частотах [131].

В структурах с КЯ, период которых равен половине длины волны света на частоте экситонного резонанса, происходит формирование сверхизлучательной моды (с увеличенной скоростью спонтанного излучения), что может приводить к ослаблению и искажению проходящего импульса света [89]. В периодической структуре с КЯ InGaAs/GaAs была продемонстрирована задержка света на 1.4 пс с помощью кросс-корреляционных техник [87]. Более того, теоретически было показано, что замедление света обусловлено наличием в стоп-зоне узкой полосы пропускания, которой можно эффективно управлять, меняя пространственное расположение и параметры КЯ [132]. Важно, что ранее замедление света изучалось в простых ре-

зонансных фотонных кристаллах, у которых элементарная ячейка содержала одну КЯ, хотя работы по описанию оптических свойств структур со сложной элементарной ячейкой уже велись [133]. В разделе 3.2 показывается, что использование структур со сложной элементарной ячейкой позволяет управлять свойствами фотонных мод в полосе пропускания, обеспечивая большие величины задержек при меньшем затухании.

Как возможный экстремальный случай резонансных фотонных кристаллов можно рассматривать структуры, в которых КЯ состоят из одного монослоя, например из дихалькогенидов переходных металлов, разделенных диэлектриком. Возможность создавать такие гетероструктуры реализуется за счет сил ван-дер-Ваальса [134]. Работы по созданию гибридных фотонных кристаллов, которые включают в себя 2D слои, уже ведутся [135]. В разделе 3.4 проведен анализ нового дизайна резонансных фотонных кристаллов на основе ван-дер-Ваальсовых монослоев для замедления света.

## 3.2 Общий принцип прохождения и отражения света от структур с экситонными резонансами

Рассмотрим прохождение и отражение света через структуры с КЯ при нормальном падении, полагая, что в таких КЯ присутствует экситонное состояние со своим радиационным  $\tau_0$  и нерадиационным  $\tau$  временами жизни. В литературе такое состояние часто описывают на языке ширины экситонной линии и поэтому часто используются три параметра: радиационная ширина  $\Gamma_0 = (2\tau_0)^{-1}$ , нерадиационная ширина  $\Gamma = (2\tau)^{-1}$  и частота  $\omega_x$  экситонного резонанса.

При таком рассмотрении следует ожидать два вклада в прохождении и отражении. Первый вклад аналогичен вкладу в задаче об отражении света от плоскопараллельной пластины, помещенной в среду с другой диэлектрической проницаемостью. Второй вклад проявляется за счет взаимодействия экситонного состояния со светом как линейный отклик на внешнее периодическое возмущение. Таким

образом, коэффициенты отражения  $r(\omega)$  и прохождения  $t(\omega)$  через КЯ света с частотой, близкой к собственной частоте экситонного резонанса  $\omega_x$ , можно выразить как [131, 136]:

$$r = r^{(0)} + r_{\text{exc}}, \quad t = t^{(0)} + r_{\text{ext}}, \quad (3.1)$$

где фоновые коэффициенты отражения и прохождения равны

$$\begin{aligned} r^{(0)} &= r_{ba} \frac{1 - e^{2i\omega n_a d_a/c}}{1 - r_{ba}^2 e^{2i\omega n_a d_a/c}}, \\ t^{(0)} &= e^{i\omega n_a d_a/c} (1 - r_{ba} r^{(0)}), \end{aligned} \quad (3.2)$$

а экситонный вклад дается формулами

$$\begin{aligned} r_{\text{ex}} &= t^{(0)} \frac{i\bar{\Gamma}_0}{\omega_x - \omega - i(\Gamma + \bar{\Gamma}_0)}, \\ \bar{\Gamma}_0 &= \frac{1 - r_{ba} e^{i\omega n_a d_a/c}}{1 + r_{ba} e^{i\omega n_a d_a/c}} \Gamma_0. \end{aligned} \quad (3.3)$$

По формулам Френеля  $r_{ba} = (n_b - n_a)/(n_b + n_a)$  — коэффициент отражения на плоской границе раздела между средами с разными показателями преломления в КЯ ( $n_a$ ) и барьера ( $n_b$ ).

### 3.2.1 Метод матриц переноса

Выше нами были показаны амплитудные коэффициенты прохождения и отражения только через один слой с экситонным резонансом. Для того, чтобы распространить это на бесконечную структуру с барьером и КЯ в элементарной ячейке можно воспользоваться удобным подходом - методом матриц переноса. При таком подходе каждый слой в структуре (КЯ или барьер) описывается матрицей переноса  $T$ , связывающий амплитуды электрического поля на левом и правом краях слоя. Выбирая базис волн, бегущих вправо и влево, матрица переноса через один слой будет иметь вид

$$T_{\text{layer}} = \frac{1}{t} \begin{bmatrix} t^2 - r^2 & r \\ -r & 1 \end{bmatrix}, \quad (3.4)$$

где коэффициенты отражения и прохождения  $r$  и  $t$  для квантовой ямы даются уравнением (3.2), а для барьера  $r = 0$  и  $t = e^{i\omega n_b d_b/c}$ . Матрицей переноса через

несколько слоев будет произведение матриц переноса этих слоев в обратном порядке.

Важной характеристикой системы является закон дисперсии - зависимость частоты от квази-волнового вектора системы  $\omega(K)$ . Знание закона дисперсии позволяет выявлять различные свойства системы, от оптических переходов и запрещенных зон ("стоп зон") до групповой скорости экситон-поляритонов. В бесконечной периодической структуре появляется возможность поиска дисперсии структуры, используя теорему Блоха и имея на руках матрицу переноса только через один период:

$$\cos(Kd) = \frac{\text{Sp}[T_{\text{period}}(\omega)]}{2}, \quad (3.5)$$

где  $T_{\text{period}}$  — матрица переноса через один период,  $K$  — волновой вектор поляритона,  $\omega$  — его частота, а  $d$  — период структуры.

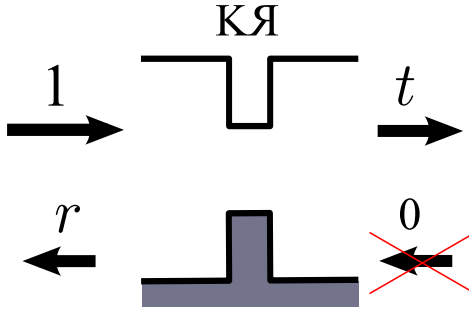


Рис. 3.1: Схематический принцип для поиска коэффициентов прохождения и пропускания через слой.

Используя матрицу переноса через один период можно вычислить коэффициенты отражения  $r(\omega)$  и пропускания  $t(\omega)$  через всю структуру, состоящую из  $N$  периодов, используя матричное уравнение (рис. 3.1)

$$T^N(\omega) \begin{bmatrix} 1 \\ r(\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t(\omega) \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.6)$$

В нем полагается, что на левой границе структуры есть две волны – падающая с единичной амплитудой и отраженная с коэффициентов отражения  $r$ , тогда как на правой границе находится только одна волна – прошедшая с коэффициентом прохождения  $t$ .

### 3.2.2 Теоретическое описание задержки импульсов света

При изучении эффекта задержки пикосекундных и фемтосекундных импульсов света полагаем, что спектр импульсов гауссов с центральной частотой  $\omega_0$

$$E_0(\omega) \sim e^{-\frac{\delta t^2(\omega-\omega_0)^2}{2}}. \quad (3.7)$$

Также в дальнейших расчетах принимаем, что в момент времени  $t = 0$  амплитуда падающего импульса максимальна. Тогда в простейшем случае линейного режима электрическое поле прошедшего импульса определяется как произведение падающего поля на коэффициент прохождения. Выполнив преобразование Фурье получаем [130, 86]

$$E(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(\omega)t(\omega)e^{-i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi}. \quad (3.8)$$

### 3.3 Расчет замедления света

Рассмотрим три типа структур, близких к брэгговским, для изучения прохождения коротких импульсов света (см. рис.3.2). Первая структура (А) – с простой элементарной ячейкой, две другие (В, С) – со сложной. Структура типа А со-

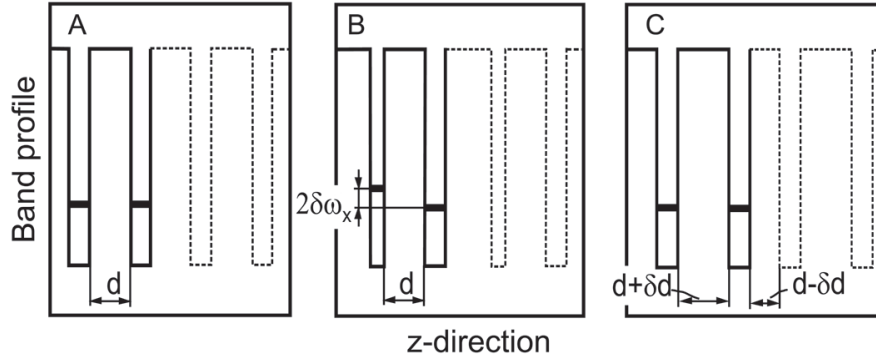


Рис. 3.2: Элементарные ячейки трех типов структур.

держит элементарную ячейку с одной КЯ. Частота экситонного резонанса в КЯ  $\omega_x$  немного отстроена от частоты брэгговского резонанса  $\omega_B = \pi c / (n_a d_a + n_b d_b)$ . Элементарная ячейка структуры типа В содержит две различные КЯ с различными частотами экситонного резонанса  $\omega_x \pm \delta\omega_x$ . Это выполнено за счет различной

толщины КЯ. Элементарная ячейка структуры типа С содержит две идентичные КЯ, однако толщины двух барьерных слоев различны и равны  $d \pm \delta d$ .

Для дальнейших расчетов были выбраны материальные параметры, соответствующие квантовым ямам ZnSe/ZnMgSSe, псевдоморфно выращенным на подложке GaAs (100) с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии [137], для которых  $\hbar\omega_x = 2.8358$  эВ,  $\hbar\Gamma = 0.3$  мэВ,  $\hbar\Gamma_0 = 0.125$  мэВ,  $n_a = 2.9$ ,  $n_b = 2.85$ .

### 3.3.1 Дисперсия структур с простой и сложной элементарной ячейкой

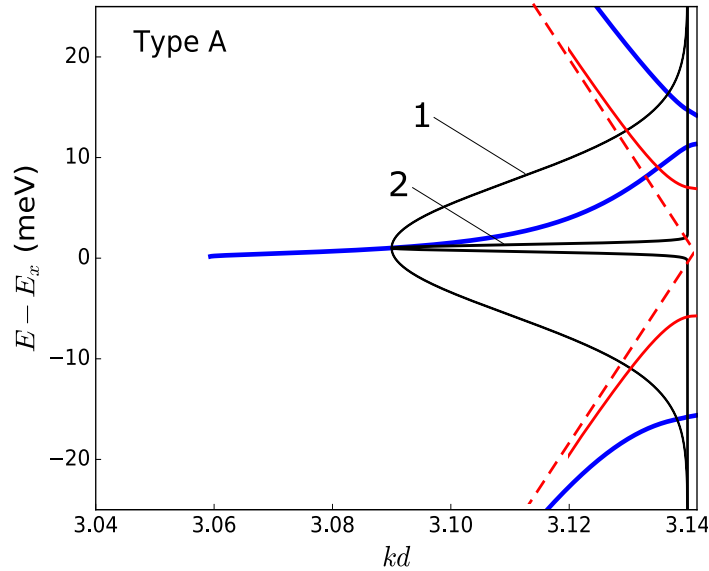


Рис. 3.3: 1 и 2 - падающие импульсы света длительностью 100 фс и 2 пс, соответственно. Красные линии - дисперсия без экситона, т.е. с  $\Gamma_0 = 0$ , пунктиром обозначена дисперсия с  $dn = 0$ , сплошной линией - с  $dn \neq 0$ . Синие линии - дисперсия с экситоном при  $\omega_B - \omega_x = 5$  мэВ.

Как уже говорилось во введении, дисперсия структур является важнейшим параметром для описания оптических свойств системы. На рис. 3.3 представлены различные варианты дисперсии для структуры с простой элементарной ячейкой (тип А). Красным цветом показаны простейшие случаи дисперсии для случая, когда в КЯ нет резонансного оклика на световое воздействие, т.е. для  $\Gamma_0 = 0$ . Пунктиром показан вариант без диэлектрического контраста  $dn = 0$ . Как видно,

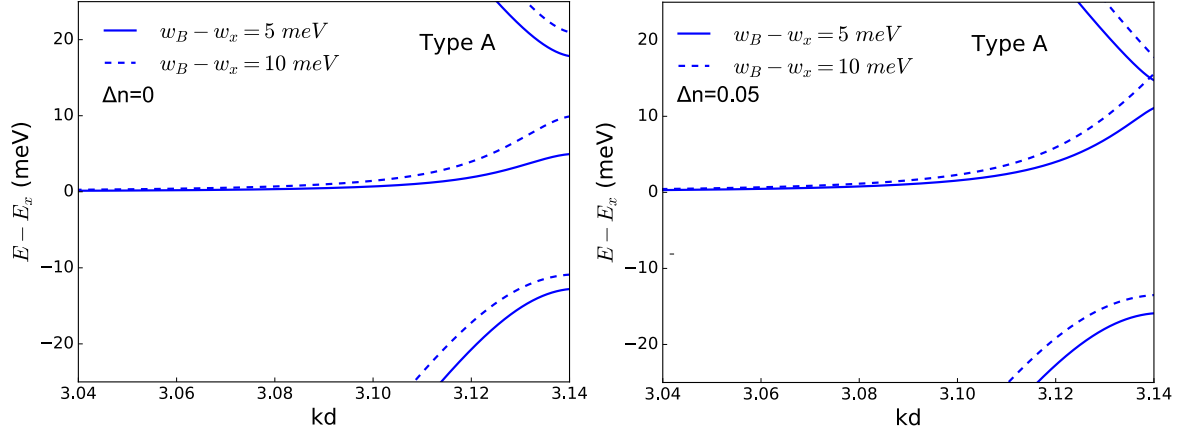


Рис. 3.4: Дисперсия экситон-поляритонов в структуре типа А для двух различных расстроек и диэлектрического контраста между слоями с учетом экситона с  $\Gamma = 0$  .

это классический закон дисперсии света  $\omega = ck$  с тем отличием, что за счет периодичности структуры срабатывает брэгговское условие  $kd = \pi$  и свет отражается от границы зоны. При включении диэлектрического контраста  $dn = n_a - n_b = 0.05$  между КЯ и барьером (красная сплошная линия) появляется фотонная стоп-зона – запрещенная зона для распространения света в такой структуре. Ширина стоп-зоны пропорциональна разности показателей преломления между слоями. Однако при учете экситонного резонанса (синие сплошные линии) внутри стоп-зоны появляется дополнительная ветка дисперсии экситон-поляритонов. Именно на этой ветви групповая скорость света  $v_g = d\omega/dk$  мала, что позволяет использовать ее для замедления света.

На рисунке 3.4 показано как зависит ширина стоп-зоны от разности диэлектрического контраста при учете экситонного резонанса. Видно, что при увеличении контраста расталкивание нижней и средней ветви экситон-поляритона усиливается, увеличивая ширину стоп-зоны. Однако за счет этого эффекта происходит уменьшение второй стоп-зоны, пролегающей выше, вплоть до ее смыкания в некоторых случаях. Кроме того, за изменение величины стоп-зоны и угла наклона дисперсионных ветвей отвечает рассогласование между экситонными и брэгговским резонансами. Таким образом, для поиска оптимальной структуры для замедле-



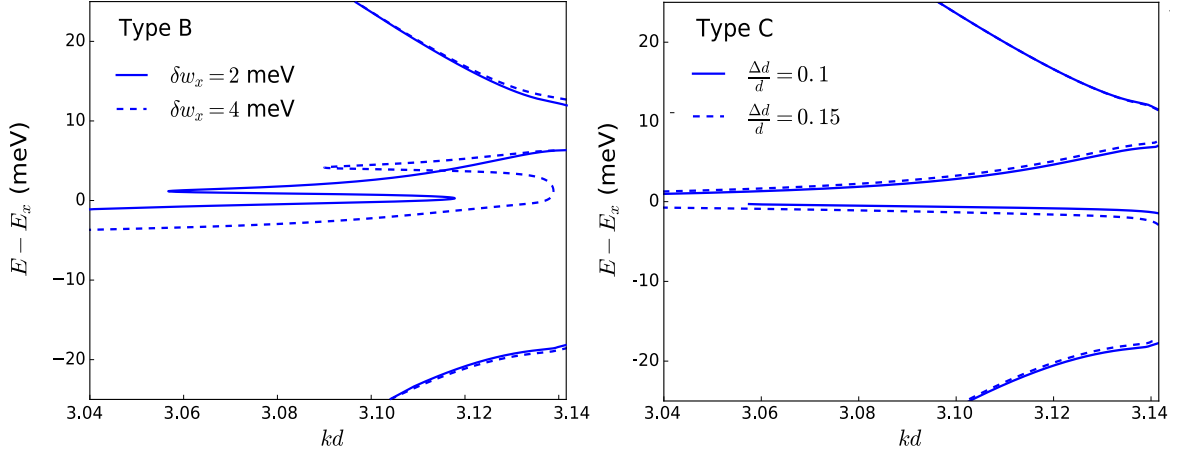


Рис. 3.5: Дисперсия экситон-поляритонов в структуре типа В и типа С для двух различных расстроек с учетом экситона с  $\Gamma \neq 0$ .

ния света или создания стоп-зон требуется принимать во внимание как разницу диэлектрического контраста  $dn$ , так и расстройку резонансов.

На рисунке 3.5 показаны дисперсии оставшихся типов структур В и С со сложной элементарной ячейкой. Вследствие удвоения периода происходит сложение медленной (средней) ветви дисперсии экситон-поляритонов. Таким образом, вместо одной медленной ветви появляются две, групповая скорость которых в каждой из них меньше чем в структуре с простой ячейкой типа А. Для структуры типа В показаны два варианта отстройки экситонных частот между ямами в 2 и 4 мэВ. В том случае, где расстояние между экситонами больше, наблюдается более плавный переход от одной медленной ветви к другой. В ином случае наблюдается достаточно резкий переход. Сложная элементарная ячейка структуры типа С также состоит из двух КЯ, поэтому дисперсия поляритона тоже содержит две медленные ветви. В общем случае в структурах со сложной элементарной ячейкой происходит расщепление центральной поляритонной моды на несколько медленных поляритонных зон. Разделяющие их стоп-зоны приводят к уменьшению ширины поляритонных зон и, зачастую, к уменьшению групповой скорости в них. В то же время, за счет наличия нескольких зон полоса пропускания остается широкой. Это делает такие структуры более эффективными для замедления света.

### 3.3.2 Задержка импульсов света

Теперь, зная дисперсию описанных структур, рассмотрим прохождение оптических импульсов через описанные структуры. Изначально полагаем, что импульс центрирован на частоте  $\omega_0$  как в формуле 3.7 и также имеет достаточно малую спектральную ширину, так что коэффициент прохождения может быть представлен в виде  $t(\omega) = t(\omega_0)e^{(\omega-\omega_0)d\phi/d\omega(\omega_0)}$ , где  $\phi(\omega) = \arg t(\omega)$ . Тогда, делая обратное преобразование Фурье от спектра прошедшего импульса  $E_{\text{out}}(\omega) = t(\omega)E_{\text{in}}(\omega)$ , можно получить  $E_{\text{out}}(\mathbf{t}) = t(\omega_0)E_{\text{in}}(\mathbf{t} - \Delta\mathbf{t})$ , где задержка прошедшего импульса дается выражением

$$\Delta\mathbf{t} = \frac{d \arg t}{d\omega}(\omega_0). \quad (3.9)$$

Таким образом, задержка выходящего импульса - производная от аргумента коэффициента прохождения на частоте импульса. В частности, если рассматривать структуру достаточно большой длины  $L$ , то коэффициент прохождения определяется простым выражением  $t(\omega) \sim e^{iK(\omega)L}$ , где  $K(\omega)$  — волновой вектор поляритона, рассчитанный в разделе 3.3.1. Тем самым по формуле (3.9) получаем для времени задержки  $\Delta t = L/v_g$ , где  $v_g = [d\text{Re } K/d\omega(\omega_c)]^{-1}$  — групповая скорость поляритонов.

На рис. 3.6 показаны рассчитанные по формуле (3.9) времена задержек для структуры типа В с количеством слоев равным 70 для трех вариантов отстройки энергии экситонов, а также структуры типа С с 80 слоями для двух вариантов варьирования (расстройки) толщины барьеров. Из рисунков видно, что появляется реальная возможность замедления импульса падающего света вплоть до 3.5–6 пс. Однако важно понимать, что достичь таких задержек можно, лишь используя достаточно спектрально узкие импульсы длительностью более 10 пс. Спектральная ширина изучаемых 100 фс и 2 пс лазерных импульсов (6.5 и 0.33 мэВ, соответственно) сопоставима с шириной областей замедления на рис. 3.6, поэтому использование формулы (3.9) для расчета величины задержки именно в таком случае не вполне оправдано, но подходит для ее оценки. Кроме того, нужно помнить, что при

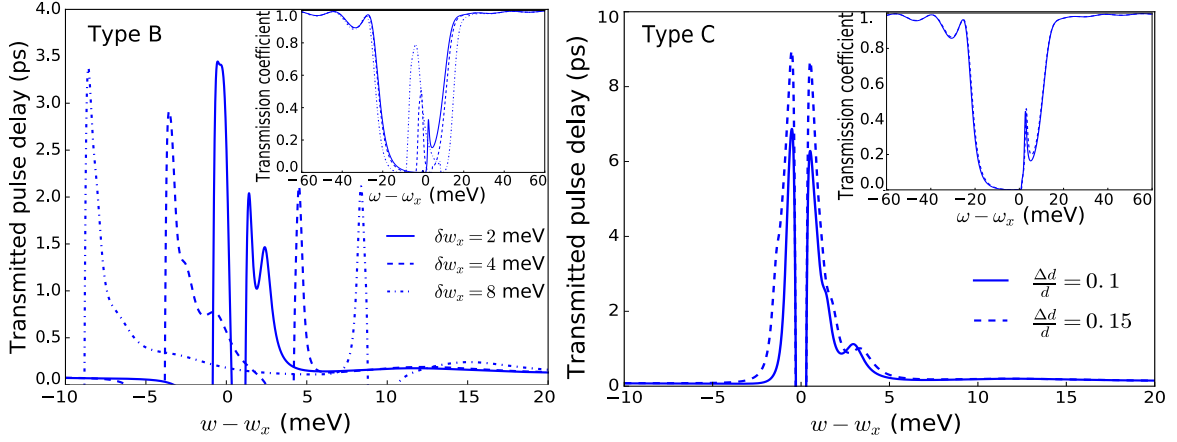


Рис. 3.6: Рассчитанная по формуле (3.9) задержка импульса, прошедшего через структуры типа В с 70 периодами и типа С с 80 периодами, при различных величинах их отстройки от брэгговского резонанса и расстройки толщин барьеров. На вставках показаны коэффициенты прохождения соответствующих структур.

настройке частоты падающего излучения на те частоты, при которых замедление максимально, амплитуда прошедших импульсов будет минимальна (см. вставку рис. 3.6), что связано с сильным экситонным поглощением. Поэтому важно отметить, что всегда следует стремиться находить оптимум между замедлением импульса и его затуханием.

### 3.3.3 Форма прошедших импульсов света

Заключительным шагом является рассмотрение прохождения сверхкоротких импульсов света через выбранные структуры. Существенно, что за счет конечной спектральной ширины импульса задержка различных его частей происходит на разную величину. Этот факт приводит к искажению формы импульса. Кроме того, к искажению формы приводит спектральная зависимость коэффициента прохождения  $|t^2|$  (вставки на рис. 3.6). Искажение, вызванное подобными факторами, наблюдалось в экспериментальной статье про спектроскопию прошедших импульсов с временным разрешением [130].

На рис. 3.7 показаны огибающие падающих и прошедших импульсов для структур типа В и С. Как видно из рис. 3.3, лазерный импульс длительностью 100 фс

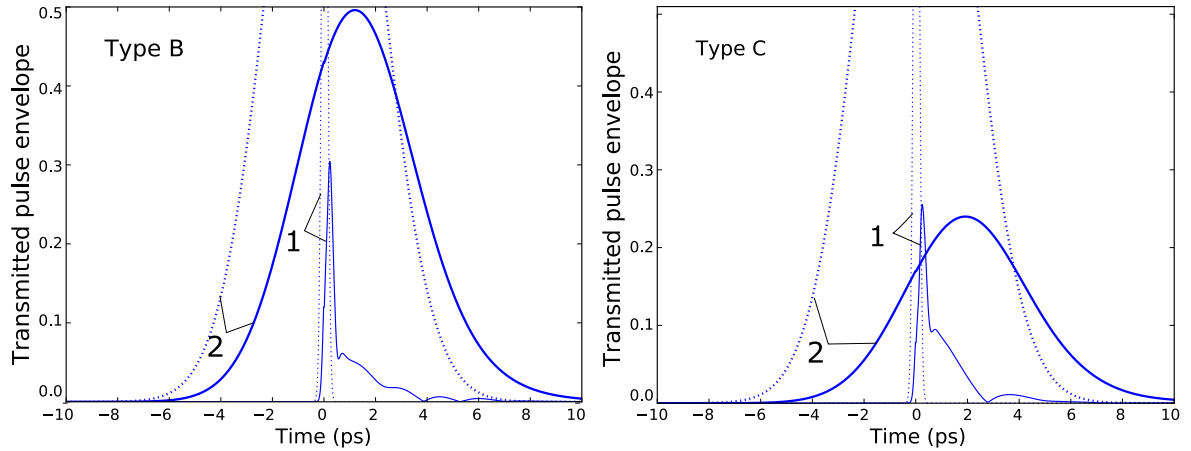


Рис. 3.7: Входящий (пунктирная линия) и прошедший (сплошные линии) импульсы длительностью 1 – 100 фс и 2 – 2 пс, модифицированные при прохождении через брэгговские структуры типа В и типа С, при расстройке  $\delta\omega_x = 2$  мэВ и отстройке  $\omega_0 - \omega_x = 2.5$  мэВ для структуры В и при отстройке  $\omega_0 - \omega_x = 1.5$  мэВ и расстройке  $\delta d/d = 0.1$  для структуры типа С.

слишком широк в частотном диапазоне, поэтому он перекрывает несколько поляритонных мод и сильно искажает свою форму при прохождении через структуру (см. кривые 1 на рис. 3.7). Совсем по-другому обстоит дело с пикосекундным импульсом. Он достаточно узок в частотном диапазоне, поэтому взаимодействует только с одной поляритонной модой. При этом для достижения максимального эффекта замедления несущая частота импульса была выбрана таким образом, чтобы попасть в диапазон наименьшей групповой скорости. В итоге, сравнивая прохождение импульсов через все три типа структур обнаруживается, что минимальные оптические потери реализуются в структуре типа В (рис. 3.7). В ней наблюдается замедление на  $\sim 1.5$  пс. При этом затухание падающего света происходит всего в два раза. Во всех остальных структурах этот параметр был в два-три раза выше.

В структуре типа С реализуется максимальная задержка импульса. Она достигает 2-2.5 пс при  $\delta d/d = 0.1$  и отстройке  $\omega_0 - \omega_x = 1.2$  мэВ (рис. 3.7). Необходимо заметить, что задержка в 2 пс эквивалентна 50-ти кратному уменьшению скорости света по отношению к скорости света в вакууме. Эта величина значительно больше задержки, наблюдаемой в брэгговских структурах с InGaAs/GaAs КЯ и простой

элементарной ячейкой [87]. Более того, в этих структурах прохождение импульса сопровождалось его уширением на 20% и уменьшением интенсивности до 1% от исходной величины. В рассматриваемых структурах интенсивность импульсов при прохождении уменьшается лишь в 4 раза, а искажения формы пикосекундного импульса незначительно. В итоге, за счет применения сложной элементарной ячейки и использования  $A_2B_6$  КЯ, обладающих большей силой осциллятора экситонного резонанса можно достичь достаточно большого замедления света наряду со слабым затуханием и искажением входящего импульса.

### **3.4 Замедление света резонансными фотонными кристаллами с экстремально двумерными вставками**

Экстремальным случаем КЯ можно считать полупроводниковые монослои или 2D кристаллы. Как и было описано во введении, к ним относятся такие материалы как графен, hBN, монослои дихалькогенидов переходных металлов и прочие перспективные соединения [134]. Гетероструктуры на их основе формируются благодаря силам ван-дер-ваальса [138]. Более того, на основе этих двумерных материалов можно создавать гибридные системы различной функциональности [135]. Основным интерес при применении 2D материалов, в первую очередь ДПМ, для резонансных фотонных кристаллов заключается в том, что эти материалы, обладающие оптической щелью, имеют экситонный резонанс с огромной силой осциллятора [139, 140]. Оптические свойства таких монослоев сильно зависят от диэлектрического окружения. Эксперименты показывают, что их свойства значительно улучшаются, если слои из ДПМ располагать между слоями из нитрида бора [141, 142], который имеет запрещенную зону  $\sim 6$  эВ [143]. Прогресс в манипуляции с такими монослоями [144] стимулирует разработку сложных фотонных структур на основе 2D-материалов. В следующем разделе будут рассмотрены резонансные фотонные кристаллы, где для более эффективного замедления света

вместо КЯ используются монослои из дихалькогенидов.

### 3.4.1 Материальные параметры 2D структур

Для того, чтобы промоделировать прохождение света через резонансные фотонные кристаллы необходимо знать материальные параметры, такие как энергия экситона  $\hbar\omega_0$ , радиационная  $\Gamma_0$  и нерадиационная  $\Gamma$  ширина экситонного резонанса. Эти параметры можно найти, например, с помощью подгонки экспериментально-го спектра отражения с помощью метода матриц переноса, описанного выше 3.2.1 или другими способами [145, 141]. Тогда отражение от структуры, состоящей из 2D слоя или КЯ, подложки и покрывающих слоев, в общем виде записывается как

$$R = \left| r_{\text{bg}} + \frac{\Gamma_0}{\omega - \omega_x + i(\Gamma + \Gamma_0)} \right|^2. \quad (3.10)$$

Здесь  $r_{\text{bg}}$  описывает, как и прежде, френелевское отражение падающего света от подложки и покрывающих слоев. Оно напрямую зависит от толщины активного слоя и диэлектрического окружения. Второе слагаемое связано с отражением от экситонного резонанса в 2D монослое или КЯ. Формула 3.10 не включает в себя множественные переотражения от стенок, однако для истинных расчетов использовался метод матриц переноса, который включает в себя эти эффекты. Необходимо отдавать себе отчет в том, что при использовании метода матриц переноса через 2D слой нельзя напрямую пользоваться понятием показатель преломления. Для этого нужно пользоваться понятием поляризуемости. Поэтому матрицу переноса через 2D слой с экситонным резонансом запишем следующим образом, следуя [147]

$$\hat{T}_{2\text{D}}(\omega) = \begin{bmatrix} 1 + i\chi(\omega) & i\chi(\omega) \\ -i\chi(\omega) & 1 - i\chi(\omega) \end{bmatrix}. \quad (3.11)$$

Такая форма 3.11 отражает непрерывность электрического поля в 2D монослое. Однако поляризуемость 2D монослоя также описывается с учетом экситонного резонанса и имеет вид

$$\chi(\omega) = \chi_0 - \frac{\Gamma_0}{\omega - \omega_x + i\Gamma}, \quad (3.12)$$

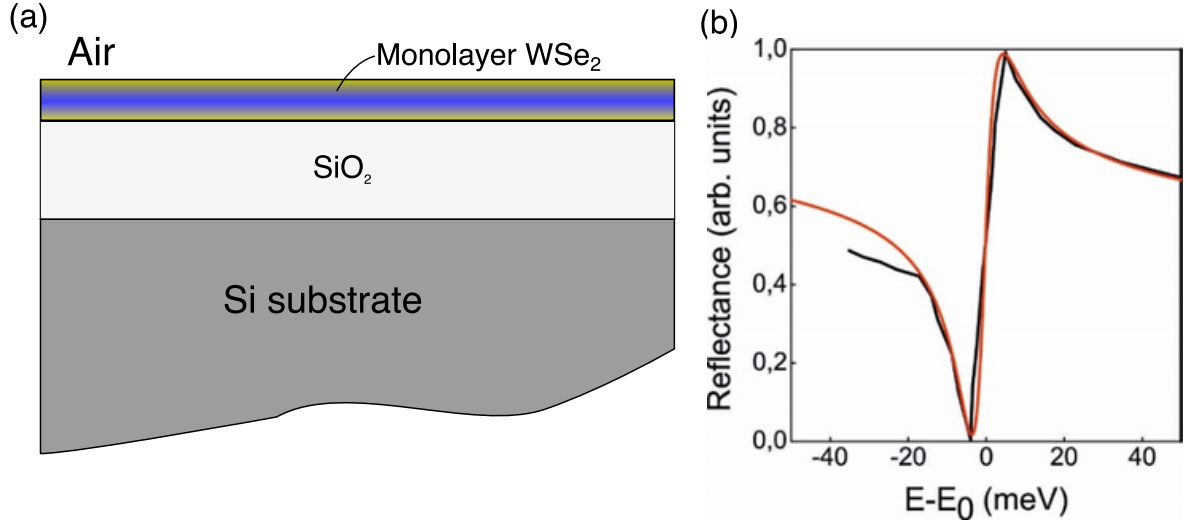


Рис. 3.8: (а) Вид структуры с 2D слоем из  $\text{WSe}_2$  на подложке из кремния. (б) Черная линия - экспериментальный спектр отражения структуры [146]; красная линия - подгонка этого спектра.

где  $\chi_0$  - это фоновая поляризуемость, которая может быть найдена как  $\chi_0 \approx (\omega/c)(\epsilon_0 - 1)d_0/2 \approx 0.05$ , где  $d_0 \approx 0.5$  нм — эффективная толщина 2D монослоя, а  $\epsilon_0 \approx 11.5$  - диэлектрическая проницаемость объемного кристалла. 2D монослой, окруженный материалом с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  может быть описан с помощью метода матриц переноса 3.11, где  $\chi$  должна быть заменена на  $\bar{\chi} = \chi/\sqrt{\epsilon}$ . Более того, пара таких монослоев, разделенных, например, нитридом бора для избежания межслоевого туннелирования, обладает оптическим откликом, характеризуемым в два раза большей поляризуемостью  $2\bar{\chi}$ , и, соответственно, в два раза большей радиационной шириной экситонного резонанса  $2\Gamma_0$ .

Для поиска параметров 2D монослоя были взяты экспериментальные данные спектра отражения из статьи [146], измеренные при гелиевых температурах (4 К) в монослое из ДПМ материала  $\text{WSe}_2$ , размещенного поверх слоя  $\text{SiO}_2$  на Si подложке (рис.3.8а). Из подгонки экспериментального спектра на рисунке 3.8 параметры экситонного резонанса определились как  $\hbar\omega_0 = 1.75$  эВ,  $\hbar\Gamma_0 \sim 0.3$  мэВ и  $\hbar\Gamma \sim 3$  мэВ. Большое значение нерадиационной ширины экситонного резонанса связано с неоднородным уширением. Значение  $\hbar(\Gamma + \Gamma_0)$  хорошо согласуется

с литературными данными  $2.7 \pm 0.2$  мэВ, полученными с помощью когерентной спектроскопии [148], тогда как  $\hbar\Gamma_0$  значительно меньше, чем  $\hbar\Gamma_0 \sim 1.6$  мэВ, приведенной в работах [148, 142]. Полученные параметры соответствуют типичному 2D монослою среднего качества. К сожалению, на данный момент эти параметры достаточно сильно варьируются из-за того, что технология изготовления таких слоев все еще слабо отработана.

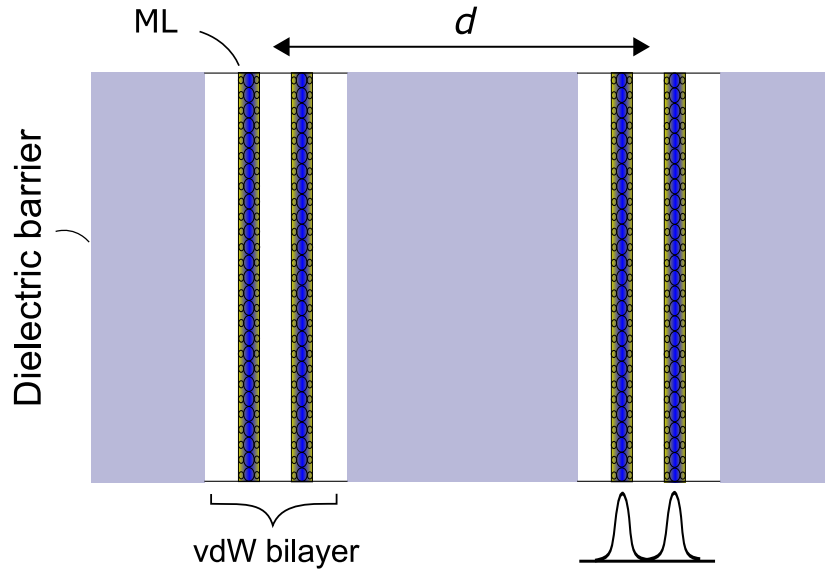


Рис. 3.9: Рисунок ван-дер-ваальсовой брэгговской структуры с периодом  $d$  на основе ТМД бислоев. Показано, что монослои разделены слоями из hBN (белый цвет) и диэлектрическими барьерами из  $\text{SiO}_2$  (серый цвет).

### 3.4.2 Замедление и распространение света в 2D системах

Знание параметров экситонного резонанса позволяет нам промоделировать прохождение импульсов света через резонансную фотонную брэгговскую структуру. Рассмотрим следующий дизайн резонансного фотонного кристалла: элементарная ячейка ван-дер-ваальсового фотонного кристалла состоит из нескольких монослоев  $\text{WSe}_2$ , разделенных нитридом бора для улучшения оптических характеристик монослоя [149], и барьеров из  $\text{SiO}_2$  (см. рис. 3.9). Такая структура - это простая элементарная ячейка типа А из раздела 3.3. Период структуры выбирается таким



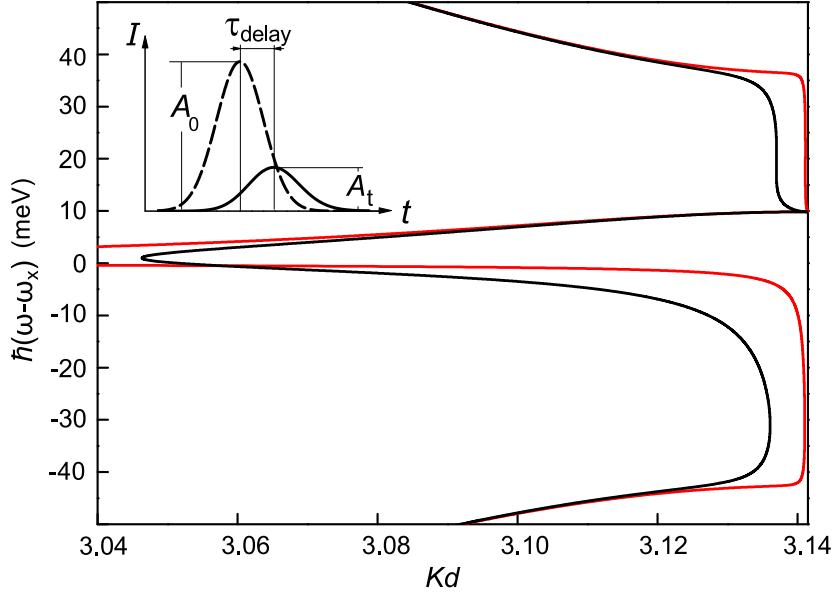


Рис. 3.10: Дисперсия экситон-поляритонов в структуре, представленной на рисунке 3.9. Красной и черной линиями показаны дисперсии такой структуры для  $\hbar\Gamma = 0.3$  мэВ и  $\hbar\Gamma = 3$  мэВ, соответственно; радиационная ширина экситонного резонанса была выбрана  $\hbar\Gamma_0 = 0.6$  мэВ. Отстройка брэгговского резонанса от экситонного  $\omega_B - \omega_x = 5$  мэВ. На вкладке к рисунку показан примерный вид входящего и прошедшего импульса света с амплитудами  $A_0$  и  $A_t$ , соответственно. Задержка импульса  $\tau_{\text{delay}}$  определяется как разница между максимумами импульсов.

образом, чтобы выполнялось брэгговское условие.

За счет использования двойных слоев из  $\text{WSe}_2$  в дальнейших расчетах будем использовать  $\hbar\Gamma_0 = 0.6$  мэВ. Это значение может адекватно характеризовать как монослой с большой силой осциллятора, так и бислой, состоящий из пары монослоев с  $\hbar\Gamma_0 = 0.3$  мэВ. Рассмотрим два случая нерадиационной ширины экситонного резонанса  $\hbar\Gamma$ : не только равную 3 мэВ, как в структурах на сегодняшний день, но и  $\sim 0.3$  мэВ в качестве нижней границы, которая может появиться благодаря улучшению 2D полупроводниковой технологии.

Используя подход, описанный в предыдущем разделе 3.4.1, произведем расчет дисперсии света, прохождения, задержки и искажения формы пикосекундного импульса света. На рис.3.10 показана дисперсия экситон-поляритонов в резонансном фотонном кристалле. В нем наблюдается такая же стоп-зона за счет брэгговского резонанса. Аналогично структурам из 3.2 в ней появляется дополнительная ветвь

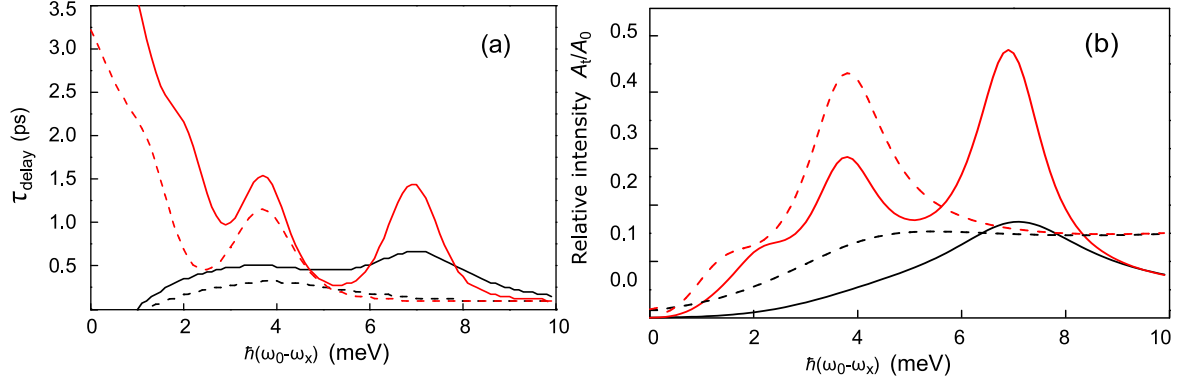


Рис. 3.11: (a) Задержка и (b) интенсивность прошедшего импульса света как функция отстройки центральной частоты  $\omega_0$  от экситонного резонанса. Красной и черной линией показаны  $\hbar\Gamma = 0.3$  мэВ и 3 мэВ, соответственно;  $\hbar\Gamma_0 = 0.6$  принята в обоих случаях. Пунктирной и сплошной линией показаны расчеты для числа периодов  $N = 35$  и  $N = 70$ .

в запрещенной зоне, так называемая "медленная" мода.

На вставке к рисунку 3.10 показано, как входящий Гауссов импульс с амплитудой  $A_0$  замедлится, исказится и уменьшится, превратившись в импульс с амплитудой  $A_t$ . Благодаря тому, что пикосекундный импульс достаточно узкий в частотном диапазоне ( $\sim 0.5$  мэВ), изменение наклона ветки дисперсии и, соответственно, групповой скорости на этом масштабе мало. Как следствие, проходящий импульс остается практически без изменений формы. В структуре с большой нерадиационной шириной экситонного резонанса уширяется как стоп-зона, так и медленная мода, что приводит к уменьшению времени задержки.

Для того, чтобы оптимизировать задержку и затухание импульса прошедшего света произведем варьирование центральной частоты импульса  $\omega_0$  от экситонного резонанса. На рисунке 3.11 показаны зависимости задержки и интенсивности прошедшего света как функции отстройки для различных значений нерадиационного уширения и количества периодов в структуре. Как видно, двойное увеличение числа периодов значительно усиливает задержку импульса. Однако относительная интенсивность амплитуды прошедшего импульса  $A_t/A_0$  очень сильно уменьшается при приближении к экситонному резонансу. Необходимо отметить, что изменение задержки и интенсивности света не монотонно, а промодулировано

интерференцией Фабри-Перо за счет переотражения света на границах структуры. Тем самым у нас есть возможность выбрать оптимальную расстройку между  $\omega_0 - \omega_x$ , настраивая центральную частоту импульса на пик, обусловленный интерференцией. Например, импульс, сдвинутый на 2 мэВ, может обеспечить большую задержку ( $\tau_{\text{delay}} \sim 2$  пс), чем сдвинутый на 7 мэВ; однако при отстройке на 7 мэВ интенсивность падает в несколько раз.

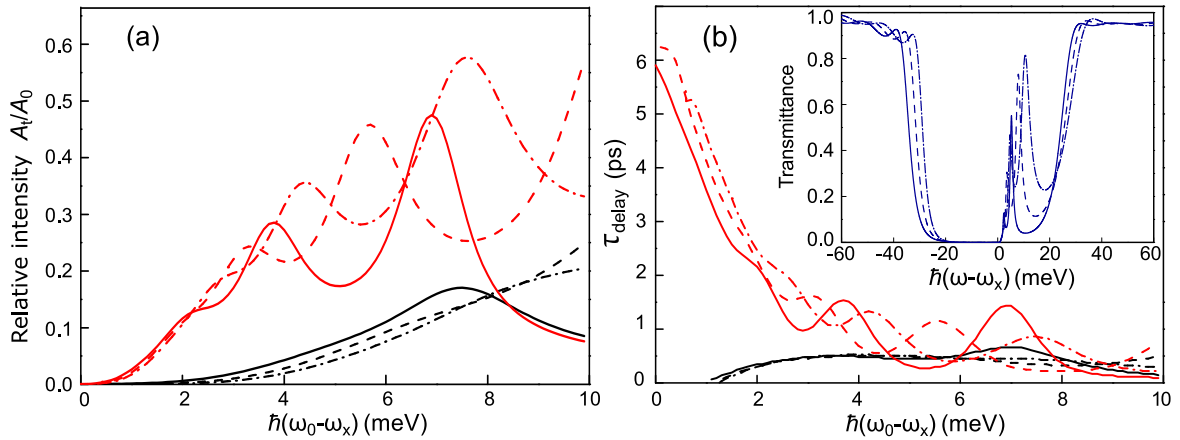


Рис. 3.12: (a) Интенсивность и (b) задержка прошедшего импульса света как функция отстройки центральной частоты  $\omega_0$  от экситонного резонанса, рассчитанные для разной отстройки между экситонным и брэгговским резонансами  $\hbar(\omega_B - \omega_x) = 5, 10$ , и  $15$  мэВ, которые показаны сплошной, штриховой и пунктирной линиями. Красной и черной линией показаны  $\hbar\Gamma = 0.3$  мэВ и  $3$  мэВ, соответственно;  $\hbar\Gamma_0 = 0.6$  принята в обоих случаях. На вкладке к картинке (b) изображен спектр пропускания для структуры с теми же отстройками и  $\hbar\Gamma = 0.3$  мэВ.

Также интересно выяснить, как отстройка брэгговского и экситонного резонансов  $\hbar(\omega_B - \omega_x)$  влияет на прохождение импульса света. На рисунке 3.12 показана интенсивность и задержка прошедшего импульса света как функция центральной частоты импульса для трех различных отстроек  $\hbar(\omega_B - \omega_x)$ . Варьируя эту величину от 5 мэВ до 15 мэВ, можно увеличить ширину медленной ветви дисперсии, что приводит к сдвигу и уширению интерференционных пиков как в спектре задержки, так в спектре относительной амплитуды  $A_t/A_0$ . Модификация этих пиков коррелирует с изменением прохождения сигнала, как показано на вкладке к рис. 3.12b. Пики в спектре пропускания уширяются при приближении к экситон-

ному резонансу за счет большего коэффициента поглощения.

Важно упомянуть, что изготовление таких структур является сложной технологической задачей и, конечно, достаточно большой проблемой. Однако, можно предположить, что такие структуры, как на рисунке 3.9, будет возможно реализовать, используя прецизионную технологию напыления тонких пленок или за счет технологии сверхточного центрифугирования (спин-коутинга), развитой для покрытия монослоя пленкой из полимеров [150]. Создание стеков на основе ДПМ и hBN может быть выполнено различными методами, от традиционной эксфолиации до роста эпитаксиальных пленок, которые активно развиваются в последние годы [151, 152].

### 3.5 Краткие итоги

- Рассмотрены новые типы структур для замедления света — резонансные фотонные кристаллы со сложной элементарной ячейкой. Показаны преимущества использования этих структур над резонансными фотонными кристаллами с простой элементарной ячейкой. Теоретически, используя метод матриц переноса, описано явление замедления света в таких структурах. Показано, что задержка пикосекундных импульсов может достигать 2 пс.
- Представлен дизайн резонансных фотонных кристаллов, где вместо классических КЯ используется новый тип материалов - 2D бислой из дихалькогенидов переходных металлов. Показано, что применение таких монослоев позволит получать задержку света вплоть до 2 пс с уменьшением интенсивности падающего импульса до 20-30% от исходной величины. Практически линейная дисперсия медленной моды в ван-дер-ваальсовых структурах покрывает почти половину стоп зоны, что позволяет получить минимальное искажение формы прошедшего импульса света.

# Глава 4

## Нанотрубчатые микрорезонаторы на основе двумерных материалов

### 4.1 Введение

В этой главе пойдет речь о нанотрубчатых микрорезонаторах на основе двумерных материалов. Как уже говорилось во введении, оптические микрорезонаторы могут принимать различные нетривиальные формы для разных применений [99]. Например, микрорезонаторы с симметрией трубки привлекали много внимания за счет своих интересных оптических, поляризационных особенностей и возможного трехмерного квантования мод [146]. В работах по микро- и нанотрубкам было показано, что возможное усиление света возникает за счет того, что такие микрорезонаторы могут поддерживать МШГ. Однако, в большинстве этих работ изучались микрорезонаторы, сделанные из тонких пленок или мембран, свернутых в трубки. Например, в свернутых микрорезонаторах  $\text{SiO}/\text{SiO}_2$  было показано, что резонансные моды поляризованы вдоль главной оси трубки [49]. В нанотрубках со вставками квантовых ям  $\text{InGaN}/\text{GaN}$ , созданных непосредственно на чипе, была продемонстрирована лазерная генерация, которая контролировалась резонансами, связанными с МШГ [50].

Необходимо отметить, что после открытия углеродных нанотрубок [56] появилось огромное число неорганических нанотрубок [11, 153]. Их можно разбить на две группы, каждая из которых зависит от типа связей между соседними мо-

нослоями внутри стенки нанотрубки. К первому варианту можно отнести материалы, монослои которых связаны ионной или ковалентной связью, такие как ZnO или GaN [51, 47]. Ко второму варианту относятся ван-дер-ваальсовы трубки. Они формируются из таких материалов как дихалькогениды переходных металлов MoS<sub>2</sub>, WS<sub>2</sub>, WSe<sub>2</sub> и другие, а также hBN. Все они могут принимать форму полого цилиндра с диаметром, который может варьироваться от нанометров до нескольких микрометров, и иметь длину до несколько миллиметров. Толщина их стенки может быть как монослойной, так и составлять несколько десятков монослоев [154, 155, 156, 157]. Нанотрубки из ДПМ привлекают наше внимание за счет уникальных свойств их планарных 2D аллотропов. Как известно, они сильно зависят от количества слоев [158]. В монослойном приближении ряд ДПМ материалов обладает прямозонной оптической щелью и огромной силой осциллятора [159].

Зонная структура и оптические свойства ДПМ нанотрубок, имеющих монослойные стенки, были изучены достаточно подробно теоретически, например, методом функционала плотности (DFT) [160]. Существенно, что MoS<sub>2</sub> и WS<sub>2</sub> трубки остаются полупроводниковыми вне зависимости от типа скручивания ("zigzag" или "armchair"). Также было показано, что структура нанотрубок типа zigzag является прямозонной (для одностенной трубки), а структура с такими же размерами типа armchair должна иметь небольшое значение непрямой запрещенной зоны и среднюю величину прямого перехода. Кроме того, было предсказано, что электронные свойства многостеночных нанотрубок, созданных из MoS<sub>2</sub>, могут проявлять такие же свойства как у объемных материалы [161]. Более того, было показано, что зонная структура, плотность состояний и вибрационные характеристики нанотрубок сильно зависят от напряжений и от того, каким образом эти трубки сформировались [162, 163, 164, 165].

На текущий момент трубки из ДПМ материалов становятся все более привлекательными для будущих применений в нано- и оптоэлектронике. В частности, было продемонстрировано, что нанотрубки и наноленты могут быть использова-

ны в качестве полевых транзисторов с высокой плотностью токов, а также в качестве высокочувствительных фотодетекторов [166, 65, 167, 64]. Однако оптические свойства одиночных синтезированных трубок до недавних работ [12] не были известны. Ранее опубликованные данные о люминесценции в области прямозонных переходов относились к сверткам монослоев [168]. Таким образом, ДПМ нанотрубки являются интереснейшими объектами для исследований резонаторных свойств.

## 4.2 Структурные свойства синтезированных нанотрубок на основе 2D дихалькогенидов переходных металлов

Исследуемые нанотрубки были выращены с помощью газотранспортной реакции, используя йод в качестве транспортного агента. Низкая скорость формирования из газообразной фазы в условиях малого температурного градиента позволяет создавать нанотрубки с очень малыми плотностями структурных дефектов [155, 169] (рис. 4.1). Создание подобных трубок другими способами описано в книгах и обзорах [170, 171]. Здесь мы рассматриваем трубки на основе  $\text{MoS}_2$ , обладающие большой механической устойчивостью, что позволяет проводить на них длительные эксперименты. Предполагается, что в  $\text{WS}_2$  нижнее экситонное состояние темное, причем величина расщепления между темным и светлым состоянием значительна [172]. Это определяет более низкую излучательную способность. Однако следует отметить, что исследуемые резонансные особенности наблюдаются и в  $\text{WS}_2$  трубках.

У исследуемых нанотрубок были следующие размеры: внешний радиус составлял  $\approx 0.5 - 1$  мкм, толщина стенки варьировалась  $\approx 20 - 100$  нм. Поперечное сечение таких нанотрубок является идеальным кольцом [157]. Типичный вид нанотрубки с поперечным сечением показан на рисунке 4.1. Буквой  $d$  на этом рисунке обозначается толщина стенки; количество монослоев в стенке трубки может быть рассчитано по простой формуле  $d/L$ , где  $L$  - межслоевое расстояние ( $\sim 0.6$  нм).

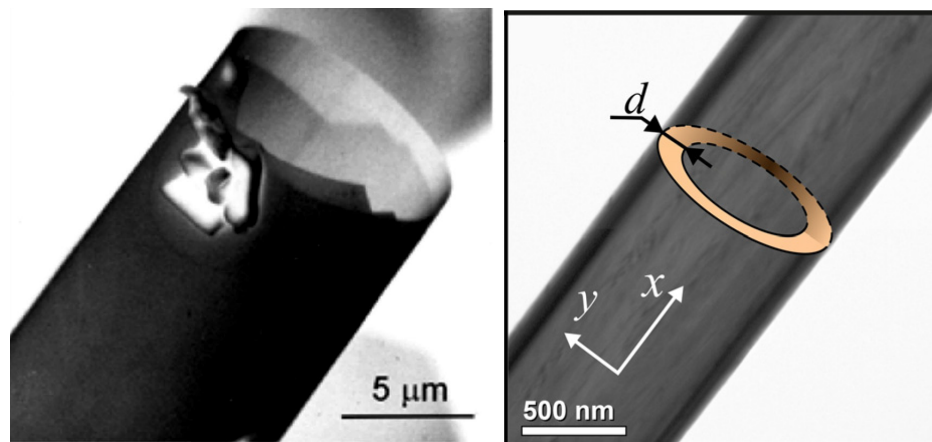


Рис. 4.1: (слева) ПЭМ изображение  $\text{MoS}_2$  микротрубки, диаметром 11 мкм и толщиной стенки в 90 нм [155].(справа) Типичный вид сбоку ПЭМ  $\text{MoS}_2$  нанотрубки. Поперечное сечение показано цветом.

#### 4.2.1 Микро-фотолюминесценция одиночных нанотрубок

Исследования микро-ФЛ нанотрубок проводились, используя Horiba Jobin-Y von T64000 спектрометр с решеткой в 600 штрихов/миллиметр совместно с конфокальным микроскопом и кремниевой CCD камерой, охлажденной до температуры жидкого азота. Измерения в температурном диапазоне от 80 до 250 К были выполнены в специально оборудованном микроскопе Linkam THMS600. Nd:YAF лазер на длине волны 523 нм ( $\hbar\omega_{\text{exc}} = 2.33$  эВ) использовался для постоянного возбуждения. Для фокусировки применялся объектив Mitutoyo 100×NIR ( $\text{NA} = 0.50$ ) с размером пятна на образце  $\sim 2$  мкм.

Прежде чем изучать поляризационные зависимости, рассмотрим спектры микро-ФЛ в зависимости от температуры для двух различных структур - плоского слоя, состоящего из нескольких монослоев (пластинка) и отдельной нанотрубки (рисунок 4.2). Как видно из спектров, при низких температурах прослеживаются два основных пика, связанных с прямыми А и В экситонами на 1.86 эВ и 2.0 эВ, соответственно. Их энергии близки к энергиям в планарных слоях из  $\text{MoS}_2$ . Смещение в сторону низких энергий порядка  $\approx 50$  мэВ по отношению к излучению от пластинки происходит за счет кольцевой формы и 3R-политипа [173, 174].



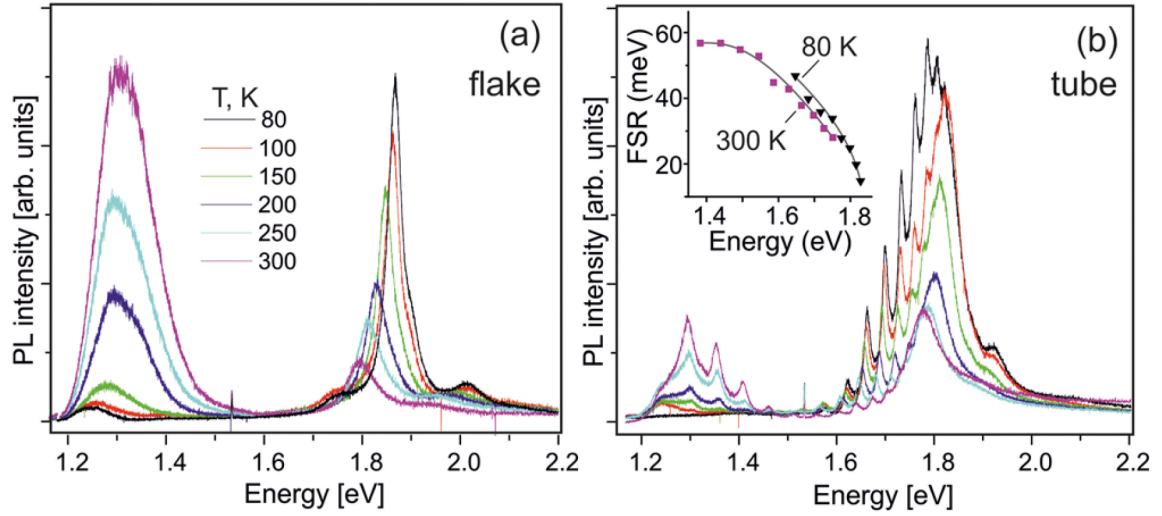


Рис. 4.2: Температурные зависимости спектров микро-ФЛ  $\text{MoS}_2$ , зарегистрированные от: (a) плоского стека монослоев (пластинка), (b) нанотрубки диаметром 2 мкм [12]. Острые пики возникают из-за мод шепчущей галереи, возбуждаемых в трубке. На вставке показаны зависимости FSR между соседними пиками для двух температур. Разница определяется изменением показателя преломления.

Общая черта трубок и пластинок в том, что при низких температурах излучение, связанное с непрямым переходом ( $\approx 1.3$  эВ) отсутствует, тогда как люминесценция, связанная с прямым экситонным переходом, существует. При увеличении температуры можно наблюдать оба пика, связанные с прямыми и непрямыми экситонами как на трубке, так и на пластинке. Фотолюминесценция прямозонного экситонного перехода уменьшается, тогда как непрямого увеличивается. Предполагается, что это связано со структурой экситонных состояний для прямого и непрямого переходов, а также с тем, что низкая плотность фононов при гелиевых температурах не позволяет реализовываться эффективному процессу переноса возбуждения [175].

Ключевое отличие спектров ФЛ нанотрубки от пластинки заключается в появлении большого числа пиков, которые связаны с формированием МШГ. Их теоретическое описание будет дано в следующем разделе 4.3. В анализируемых микро-ФЛ экспериментах упор делался на излучение нанотрубки вблизи прямого А-экситона. Для исследования поляризационных особенностей проводилось два

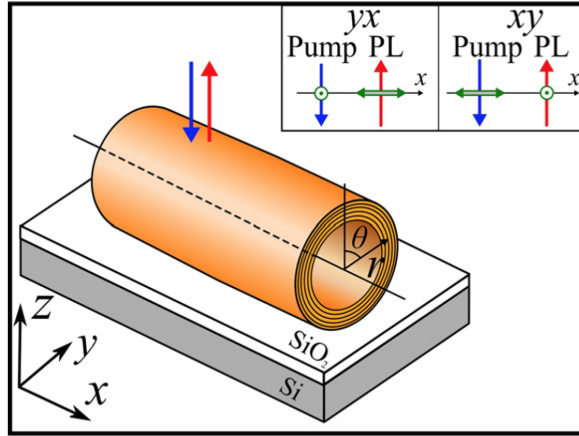


Рис. 4.3: Рисунок многостеночной нанотрубки из  $\text{MoS}_2$ , лежащей на подложке  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ . Голубая и красная линии отображают возбуждение и излучение нанотрубки, соответственно. На вкладке показаны две различные конфигурации эксперимента по микро-ФЛ, где зелеными стрелками показана поляризация света.

типа измерений в различных поляризационных конфигурациях (рис.4.4, 4.6). В конфигурации  $yx$ , возбуждение производилось светом с поляризацией (зеленые стрелки) вдоль  $y$  (перпендикулярно оси трубки  $x$ ), а детектирование производилось в перпендикулярной поляризации (вдоль  $x$ , ТМ-поляризация). В конфигурации  $xy$  возбуждение было вдоль оси  $x$ , а детектирование вдоль оси  $y$  (ТЕ-поляризация).

На рисунке 4.4 красным и синим цветами показаны спектры микро-ФЛ одной из таких трубок при 80 К. Как видно, в конфигурации  $yx$  наблюдается набор пиков, связанный с формированием МШГ внутри стенки нанотрубки. Такие оптические моды усиливают интенсивность ФЛ. Добротность этих мод в среднем порядка 100. Также расстояние между соседними модами FSR для спектра в  $x$  поляризации изменяется от  $\sim 50$  до 20 мэВ. Уменьшение этого расстояния вызвано увеличением показателя преломления при приближении к А-экситону [176]. Похожее поведение было описано в главе 2 для  $\text{InN}$  микрорезонаторов, а также наблюдалось в других работах [120, 177]. В планарных слоях из этого же материала и в схлопнувшихся трубках (ribbons), синтезированных в том же самом процессе, МШГ не наблюдались. В области прямого экситона они отсутствовали также в

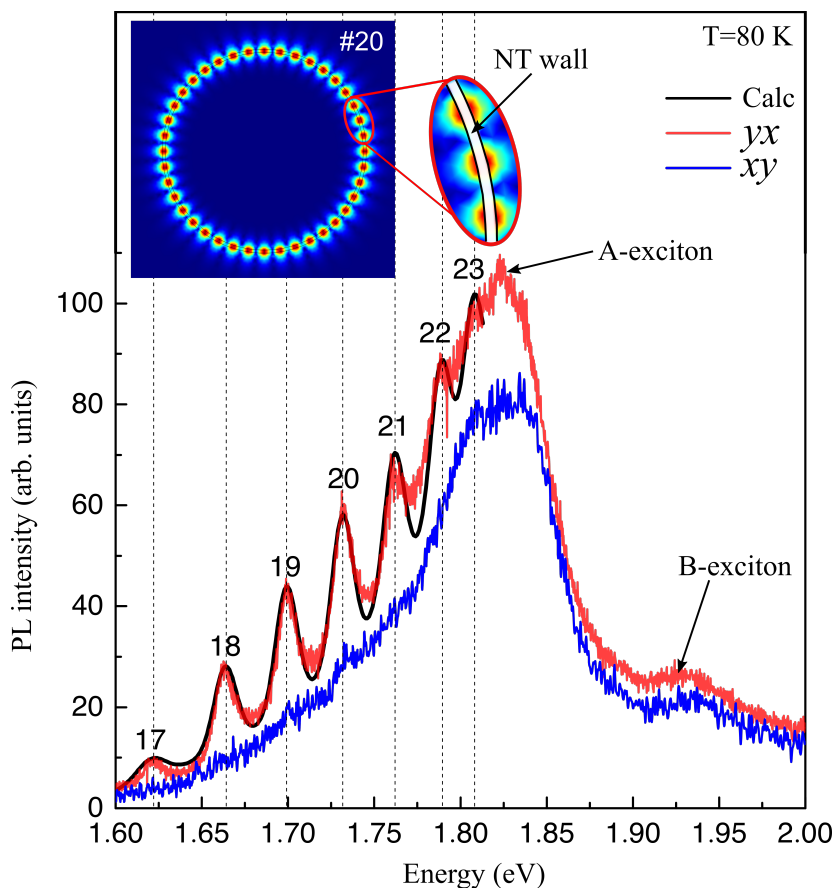


Рис. 4.4: Спектр микро-ФЛ в  $yx$  (красная линия) и  $xy$  (синяя линия) поляризационных конфигурациях при накачке лазером в 1 мВт. В спектре  $yx$  наблюдаются резкие пики, связанные с оптическими модами в резонаторе. Расчетный спектр ФЛ в той же конфигурации показан черной линией. Числами над пиками показаны номера азимутального углового момента  $m$ . На вкладке показано распределение модуля электрического поля в  $x$ -поляризации для моды шепчущей галереи с  $m = 20$ .

нанотрубках малого диаметра (менее 400 нм).

## 4.3 Теоретическое описание фотолюминесценции в нанотрубках

### 4.3.1 Моделирование электромагнитных полей

Для того чтобы подтвердить, что наличие пиков ФЛ в  $yx$ -конфигурации связано с формированием МШГ, было проведено теоретическое моделирование электромагнитных полей в трубке, возникающих под воздействием света, который падает

по нормали к ее оси. Решалась задача рассеяния света на нанотрубке со стенкой, содержащей несколько десятков монослоев, используя уравнения Максвелла и граничные условия на внутренней  $r_a$  и внешней  $r_b$  границе нанотрубки. Для описания такой системы выбираем цилиндрическую геометрию, как самую близкую по симметрии к нанотрубке. В этом случае лучше описывать систему в цилиндрических координатах  $(x, r, \theta)$ . Тогда, электрическое и магнитное поля можно выбрать следующим образом:

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbf{E}} &= \mathbf{E}(r, \theta)e^{-i(\omega t - k_x x)}, \\ \tilde{\mathbf{H}} &= \mathbf{H}(r, \theta)e^{-i(\omega t - k_x x)}.\end{aligned}\tag{4.1}$$

Здесь ось  $x$  выбрана вдоль оси трубки. Подставляя данные выражения в уравнения Максвелла в цилиндрических координатах получим:

$$\begin{aligned}\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - ik_x E_\theta &= i \frac{\omega}{c} H_r, \\ ik_x E_r - \frac{\partial E_z}{\partial r} &= i \frac{\omega}{c} H_\theta, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r E_\theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} &= i \frac{\omega}{c} H_z, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} - ik_x H_\theta &= -i \frac{\omega}{c} n^2 E_r, \\ ik_x H_r - \frac{\partial H_z}{\partial r} &= -i \frac{\omega}{c} n^2 E_\theta, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r H_\theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \theta} &= -i \frac{\omega}{c} n^2 E_z.\end{aligned}\tag{4.2}$$

Из них можно вывести два уравнения для  $E_x$  и  $H_x$ :

$$\begin{aligned}\frac{d^2 E_x}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dE_x}{dr} + \frac{1}{r^2} \frac{d^2 E_x}{d\theta^2} + [k^2 n(r, \theta)^2 - k_x^2] E_x &= 0, \\ \frac{d^2 H_x}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dH_x}{dr} + \frac{1}{r^2} \frac{d^2 H_x}{d\theta^2} + [k^2 n(r, \theta)^2 - k_x^2] H_x &= 0.\end{aligned}\tag{4.3}$$

Зная  $x$  компоненту электромагнитного поля, всегда можно восстановить все остальные его компоненты:

$$\begin{aligned}
E_r &= \frac{i}{[k^2 n^2(r) - k_x^2]} \left( k_x \frac{dE_x}{dr} + \frac{\omega}{c} \frac{1}{r} \frac{dH_x}{d\theta} \right), \\
E_\theta &= \frac{i}{[k^2 n^2(r) - k_x^2]} \left( \frac{k_x}{r} \frac{dE_x}{d\theta} - \frac{\omega}{c} \frac{dH_x}{dr} \right), \\
H_r &= \frac{i}{[k^2 n^2(r) - k_x^2]} \left( k_x \frac{dH_x}{dr} - \frac{\omega}{c} n^2(r) \frac{1}{r} \frac{dE_x}{d\theta} \right), \\
H_\theta &= \frac{i}{[k^2 n^2(r) - k_x^2]} \left( \frac{k_x}{r} \frac{dH_x}{d\theta} + \frac{\omega}{c} n^2(r) \frac{dE_x}{dr} \right).
\end{aligned} \tag{4.4}$$

Уравнения выше выведены в самом общем случае. Угловую часть электрического поля  $E(r, \theta)$  в случае с нанотрубкой лучше искать в виде  $e^{im\theta}$ , а радиальную часть с учетом граничных условий:

$$E_x = \begin{cases} A_0 J_m(\sigma r), & 0 \leq r < r_a, \\ A_1 J_m(\kappa r) + A_2 N_m(\kappa r), & r_a \leq r < r_b, \\ A_3 H_m^{(2)}(\sigma r) + H_m^{(1)}(\sigma r), & r_b \leq r, \end{cases} \tag{4.5}$$

где  $\kappa^2 = k^2 n_1^2(\omega) - k_x^2$  и  $\sigma^2 = k^2 n_0^2 - k_x^2$ ,  $k = \omega/c$  - волновой вектор света в вакууме.  $n_1 = n_1(\omega)$  - показатель преломления в стенке нанотрубки,  $n_0$  - показатель преломления в воздухе. В полости нанотрубки электрическое и магнитное поля были выбраны в виде функции Бесселя первого порядка, таким образом, чтобы при  $r = 0$  эти поля не превращались в бесконечность. В стенке нанотрубки решение можно искать в самом общем виде, а именно с функциями Бесселя первого и второго порядка. Вид поля снаружи нанотрубки была выбран в виде суперпозиции падающей волны единичной амплитуды, которая описывается функцией Ганкеля первого порядка и расходящейся волны с помощью функцией Ганкеля второго порядка. Коэффициент  $A_3$  физически является коэффициентом отражения падающей волны от нанотрубки. Используя граничные условия - условия непрерывности  $E_x$ ,  $E_\theta$ ,  $H_x$ ,  $H_\theta$  на границах  $r_a$  и  $r_b$  для моды с угловым номером  $m$ , можно получить матрицу на коэффициенты:

$$S = \begin{pmatrix} S_{TE} & S_{H1} \\ S_{H2} & S_{TM} \end{pmatrix}. \tag{4.6}$$

Матрицы  $S_{TE}$  и  $S_{TM}$  описывают чистые  $y$ -поляризованные моды (TE) и  $x$ -поляризованные (TM), соответственно. Матрицы  $S_{H1}$  и  $S_{H2}$  добавляют возможное появление гибридных мод, которые связывают обе поляризации. Ниже представлены эти четыре матрицы:

$$S_{TE} = \begin{pmatrix} J_m(\sigma r_a) & -J_m(\kappa r_a) & -N_m(\kappa r_a) & 0 \\ 0 & J_m(\kappa r_b) & N_m(\kappa r_b) & -H_m^{(2)}(\sigma r_b) \\ \frac{k_x m}{r_a \sigma^2} J_m(\sigma r_a) & -\frac{k_x m}{r_a \kappa^2} J_m(\kappa r_a) & -\frac{k_x m}{r_a \kappa^2} N_m(\kappa r_a) & 0 \\ 0 & \frac{k_x m}{r_b \kappa^2} J_m(\kappa r_b) & \frac{k_x m}{r_b \kappa^2} N_m(\kappa r_b) & -\frac{k_x m}{r_b \sigma^2} H_m^{(2)}(\sigma r_b) \end{pmatrix}, \quad (4.7)$$

$$S_{TM} = \begin{pmatrix} J_m(\sigma r_a) & -J_m(\kappa r_a) & -N_m(\kappa r_a) & 0 \\ 0 & J_m(\kappa r_b) & N_m(\kappa r_b) & -H_m^{(2)}(\sigma r_b) \\ -\frac{k_x m}{r_a \sigma^2} J_m(\sigma r_a) & \frac{k_x m}{r_a \kappa^2} J_m(\kappa r_a) & \frac{k_x m}{r_a \kappa^2} N_m(\kappa r_a) & 0 \\ 0 & -\frac{k_x m}{r_b \kappa^2} J_m(\kappa r_b) & -\frac{k_x m}{r_b \kappa^2} N_m(\kappa r_b) & \frac{k_x m}{r_b \sigma^2} H_m^{(2)}(\sigma r_b) \end{pmatrix}, \quad (4.8)$$

$$S_{H1} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\omega}{c\sigma} J'_m(\sigma r_a) & \frac{\omega}{c\kappa} J'_m(\kappa r_a) & \frac{\omega}{c\kappa} N'_m(\kappa r_a) & 0 \\ 0 & -\frac{\omega}{c\kappa} J'_m(\kappa r_b) & -\frac{\omega}{c\kappa} N'_m(\kappa r_b) & \frac{\omega}{c\sigma} H_m^{(2)'}(\sigma r_b) \end{pmatrix}, \quad (4.9)$$

$$S_{H2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\omega n_0^2}{c\sigma} J'_m(\sigma r_a) & -\frac{\omega n_1}{c\kappa^2} J'_m(\kappa r_a) & -\frac{\omega n_1}{c\kappa} N'_m(\kappa r_a) & 0 \\ 0 & \frac{\omega n_2}{c\kappa} J'_m(\kappa r_b) & \frac{\omega n_2}{c\kappa} N'_m(\kappa r_b) & -\frac{\omega n_0^2}{c\sigma} H_m^{(2)'}(\sigma r_b) \end{pmatrix}. \quad (4.10)$$

Для поиска собственных частот (дисперсии при  $E(k_x)$ ) в самом общем случае требуется искать нули функции определителя матрицы  $S$ . Для поиска пространственного распределения электромагнитного поля ( $E_x, H_x$ ) нужно добавить к этим матрицам правую часть, исходя из уравнений 4.3.

### 4.3.2 Модель излучения из многослойных нанотрубок

Имея на руках возможность находить электромагнитные поля в системе при рассеянии на нанотрубке, появляется возможность поиска ФЛ от самой нанотрубки для любой поляризации детектируемого света в силу принципа взаимности Лоренца.

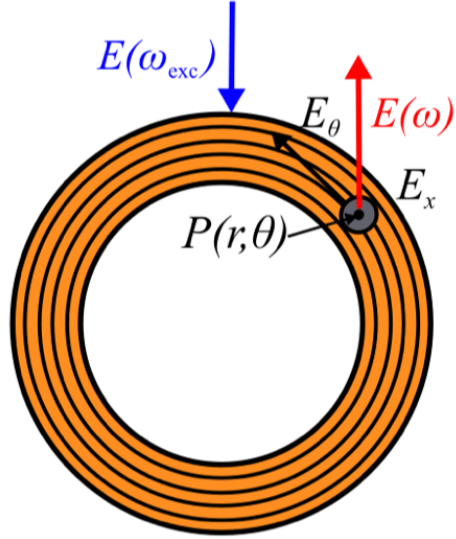


Рис. 4.5: Схематическое изображение задачи о рассеянии электромагнитной волны на нанотрубке с генерацией пространственного распределения экситонов с частотой  $\omega_{\text{exc}}$   $P(r, \theta, \omega_{\text{exc}})$ .

Заменяем задачу поиска излучения света от системы в определенном направлении на задачу рассеяния плоской волны на этой системе как в работах [178, 179, 180]. Плоскую волну можно представить в цилиндрических координатах как суперпозицию падающих и отраженных волн:

$$e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{i^m}{2} e^{-im\theta_k} H_m^{(1)}(kr) e^{im\theta} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{i^m}{2} e^{-im\theta_k} H_m^{(2)}(kr) e^{im\theta}. \quad (4.11)$$

За счет того, что будет рассмотрено моделирование ФЛ света при нормальной накачке нанотрубки, в матрице  $S$  недиагональные коэффициенты будут равны 0. Найдя коэффициенты  $A^{(x,y)}$  в двух различных поляризациях для номера моды  $m$  из матриц  $S_{\text{TE}}$  и  $S_{\text{TM}}$ , можно найти полное электрическое поле внутри стенки нанотрубки, появившееся за счет падающего света с определенной поляризацией и частотой  $\omega_{\text{exc}}$ :

$$\mathbf{E}^{(y,x)}(\omega_{\text{exc}}) = \sum_m \frac{i^m}{2} [A_1^{(y,x)} J_m(kr) + A_2^{(y,x)} N_m(kr)] e^{im\theta - i\omega_{\text{exc}} t} \quad (4.12)$$

Компоненты электрического поля от лазерного луча, которые лежат в плоскости стенки нанотрубки генерируют экситоны с реальным пространственным распре-

делением 4.5

$$P^{(y,x)}(r, \theta, \omega_{\text{exc}}) \sim |E_x^{(y,x)}(r, \theta, \omega_{\text{exc}})|^2 + |E_\theta^{(y,x)}(r, \theta, \omega_{\text{exc}})|^2, \quad (4.13)$$

где  $\mathbf{E}^{(x)}$  - электрическое поле внутри нанотрубки, вызванное  $x$ -поляризованным падающим светом на частоте  $\omega_{\text{exc}}$ , а  $\mathbf{E}^{(y)}$  - вызванное  $y$ -поляризованным падающим светом. Далее реализуется следующий механизм - сгенерированные экситоны на частоте падающего света быстро теряют свою энергию, сохраняя пространственное распределение поля, теряя при этом поляризацию. Следующее за ним переизлучение фотонов вызывает ФЛ, промодулированную модами резонатора.

Понятно, что интенсивность ФЛ от целой нанотрубки с координатами  $(r, \theta)$  должна быть пропорциональна амплитуде падающего света в этой точке. Тогда, используя все выше сказанное, спектр ФЛ можно найти следующим образом:

$$\text{PL}_{yx}(\omega) = \iint |E_x^{(x)}(r, \theta; \omega)|^2 P^{(y)}(r, \theta, \omega_{\text{exc}}) dr d\theta, \quad (4.14)$$

$$\text{PL}_{xy}(\omega) = \iint |E_\theta^{(y)}(r, \theta; \omega)|^2 P^{(x)}(r, \theta, \omega_{\text{exc}}) dr d\theta. \quad (4.15)$$

Интегрирование здесь ведется по поперечному сечению стенки трубки. Электрические поля  $E^{(x,y)}(r, \theta, \omega)$  имеют ту же самую форму, как в формуле 4.12 за исключением того, что осциллируют на частоте детектирования  $\omega$ .

Для того, чтобы полностью вычислить реальный спектр ФЛ нужно знать не только электрическое поле внутри трубки, но и распределение созданных экситонов по энергии. Как видно на рисунке 4.4 при детектировании ФЛ  $y$ -поляризованного света (голубая линия) в спектре не наблюдаются никакие резонансные пики, поэтому его можно напрямую использовать как энергетическое распределение экситонов. Кроме того, изучалось отклонение толщины стенки нанотрубки. Высота и ширина экспериментальных пиков вызвана отклонением от средней толщины трубки на 1 монослой. Также учитывалась частотная зависимость показателя преломления. В эту зависимость входит не только фоновая часть, но и экситонные вклады [176].



### 4.3.3 Моды шепчущей галереи в нанотрубках с прямыми и непрямыми экситонными резонансами

В задаче, поставленной выше, рассматривалось нормальное падение, при котором волновой вектор образовавшихся мод шепчущей галереи внутри нанотрубки нулевой ( $k_x = 0$ ), тогда как угловой вклад варьируется как  $e^{im\theta}$ . Электрическое поле таких мод может быть либо параллельно оси нанотрубки, либо перпендикулярно.  $x$ -поляризованные моды шепчущей галереи имеют энергии ниже энергии А-экситона в  $\text{MoS}_2$  и, согласно расчетам, имеют номера углового момента от 17 до 23. Амплитуда этих пиков меняется немонотонно (рис.4.4), что обусловлено двумя факторами. Первый заключается в том, что добротность такого резонатора увеличивается с увеличением азимутального квантового числа за счет того, что при увеличении номера  $m$  увеличивается квантование поля внутри стенки нанотрубки. Амплитуды мод, находящихся выше по энергии, чем мода с угловым номером  $m = 20$ , уменьшаются. Это связано с тем, что при приближении к экситонному резонансу увеличивается мнимая часть показателя преломления и добротность такой моды ухудшается. Пример модуля электрического поля приведен на вставке к этому рисунку для моды с угловым моментом  $m = 20$ . Моды выше 1.8 эВ не наблюдаются за счет сильного фонового поглощения.

Моделирование  $y$ -поляризованных мод показало, что угловые номера мод в этой поляризации для данного спектрального диапазона, вблизи А-экситона, варьируются около  $m = 5$ . В цилиндрических микрорезонаторах радиационное затухание и, соответственно, добротность МШГ сильно зависит от азимутального номера. Чем выше этот номер, тем больше добротность моды [43]. Более того, этот эффект усилен за счет геометрии трубки, где квантование мод происходит внутри стенки. Таким образом,  $y$ -поляризованные моды с малыми угловыми номерами не проявляются в спектрах ФЛ. Для нанотрубки с измеренными размерами было получено согласие с экспериментом при условии, что число монослоев в стенке такой нанотрубки равняется 45 с учетом отклонения в 1 монослой.

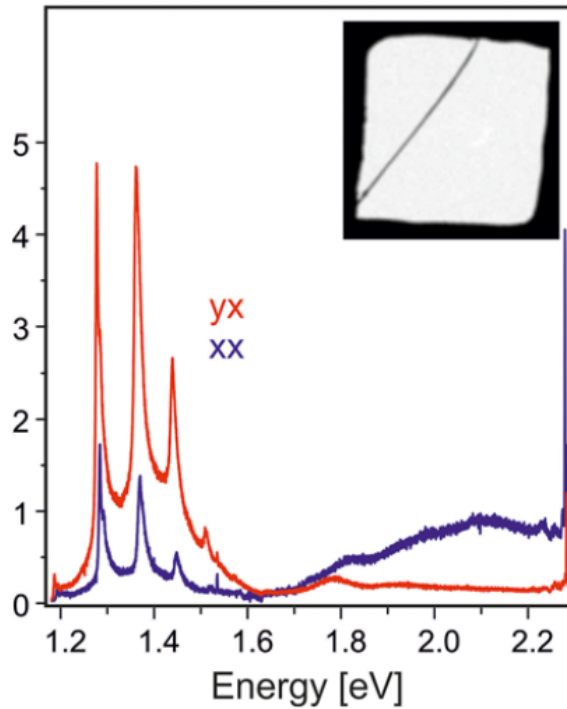


Рис. 4.6: Микро-ФЛ спектр для нанотрубки с диаметром 2 мкм в двух различных поляризационных конфигурациях  $ux$  и  $xx$ .

В других конфигурациях наблюдались такие же особенности в спектрах. Одна из таких поляризаций показана на рис. 4.6 для другого образца, но с тем же диаметром, взятая из статьи [12]. Например, две конфигурации  $xx$  и  $yx$  имеют резонансные частоты на одних и тех же частотах, однако амплитуда должна измениться за счет различия в пространственном распределении экситонов внутри стенки нанотрубки из-за разной поляризации падающего излучения. Этот эффект наблюдается в эксперименте. В  $yy$  конфигурации резонансные пики также не обнаруживаются как и в  $xu$ -конфигурации. Важно, что при плавном повороте линейного поляризатора из  $yx$  до  $yy$  конфигурации, резонансные пики затухают как квадрат косинуса угла.

Для более глубокого понимания поведения оптических мод и влияния размеров самой нанотрубки требовалось провести дополнительное моделирование в зависимости от толщины стенки (количества монослоев) и радиуса трубки (рис. 4.7). На

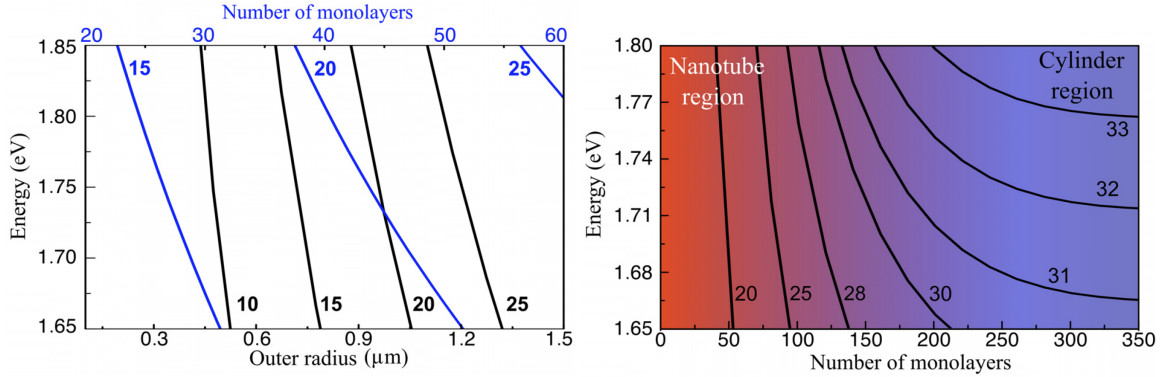


Рис. 4.7: Зависимость энергии мод от различных параметров. (слева) Дисперсия моды от внешнего радиуса нанотрубки (черные линии) и в зависимости от числа монослоев в стенке нанотрубки (синие линии). (справа) Переход из режима нанотрубки в режим цилиндра (плавный переход цвета от красного к синему). Черными линиями показана зависимость энергии моды от числа монослоев.

На левом рисунке показана дисперсия энергии  $x$ -поляризованных оптических мод в зависимости от внешнего радиуса (черные линии) при постоянном числе монослоев внутри стенки, равной  $N = 45$ , а также в зависимости от числа монослоев в стенке при постоянном внешнем радиусе  $r_b = 1$  мкм. Номера углового момента были выбраны  $m = 10, 15, 20, 25$ , которые имеют энергии, близкие к А-экситону. Как видно, изменение радиуса влияет на энергию моды сильнее, чем количество монослоев в стенке нанотрубки. Следует отметить, что чем меньше радиус нанотрубки, тем меньше угловой номер для той же самой энергии, соответственно, добротность такой моды будет ниже и свет будет взаимодействовать с такой модой заметно слабее. Вероятно, это объясняет экспериментальный факт отсутствия проявлений МШГ в спектрах ФЛ вблизи прямого экситона в нанотрубках малого диаметра.

На рисунке 4.7 справа показан переход из режима полой нанотрубки в режим цилиндра. На нем изображена зависимость энергии моды в  $x$ -поляризации в зависимости от числа монослоев в трубке. Приняв, что внешний радиус нанотрубки постоянен, увеличение числа монослоев в стенке означает уменьшение размера полости внутри такой трубки, вплоть до критического случая, когда размер полости

равняется нулю, что соответствует цилиндру. Когда толщина стенки нанотрубки тонкая (область красного цвета), наблюдается сильная зависимость энергии моды от числа монослоев. Это связано с тем, что свет, зажатый в стенке нанотрубки, квантуется. Переход в режим цилиндра происходит при увеличении толщины стенки (область синего цвета). В этом случае МШГ локализуются около внешней границы трубки и поэтому их собственная частота становится практически независимой от толщины стенки и начинает совпадать с собственной частотой цилиндрической моды такого же диаметра. Различия между нанотрубкой и цилиндром становятся практически незаметными, когда толщина стенки составляет примерно 20% от внешнего радиуса.

## 4.4 Экситон-поляритоны в нанотрубках

За счет того, что в изучаемых нанотрубках присутствует как сильный экситонный резонанс, так и резонансные оптические моды, в резонаторе появляется возможность их взаимодействия в случае, если их частоты близки или совпадают. При этом взаимодействии формируются гибридные экситон-поляритонные моды. Сила взаимодействия может быть охарактеризована расщеплением Раби. Для планарных микрорезонаторов, основанных на классических полупроводниках, частота расщепления Раби  $\hbar\Omega_{\text{Rabi}}$  достигает значений около 10 мэВ для GaAs, 20 мэВ для CdTe, 50 мэВ для GaN и 200 мэВ для ZnO [181, 182, 183, 95]. Особый интерес к экситон-поляритонам в ван-дер-ваальсовых структурах вызван возможностью усиленного взаимодействия между светом и веществом [184]. В микрорезонаторах типа Фабри-Перо с одним монослоем MoS<sub>2</sub> расщепление Раби составляло  $\hbar\Omega_{\text{Rabi}} \sim 20$  мэВ. Создав вставку из N монослоев внутри микрорезонатора, усиление взаимодействия можно увеличить в  $\sqrt{N}$  раз. Таким образом, для 4х монослоев оно составляло 40 мэВ [142]. Еще более сильное расщепление Раби  $\sim 270$  мэВ достигнуто в микрорезонаторах с WS<sub>2</sub> для А-экситона, и 780 мэВ для В-экситона при низких температурах [185]. При комнатной температуре величина расщепления

Раби в  $WS_2$ , равная  $70 \text{ meV}$ , превышает ширину экситонной линии [186]. Более сложная геометрия, чем планарная, позволяет тонко настраивать спектр поларитонов. К примеру, взаимодействие экситонов с волноводной модой в структуре на основе  $MoSe_2$  характеризуется расщеплением Раби  $\sim 100 \text{ мэВ}$  [187]. Возможное расщепление около  $280 \text{ мэВ}$  было получено из теоретико-экспериментального анализа спектров экстинкции от ансамбля нанотрубок  $WS_2$  [69, 70], однако расположение нанотрубок в ансамбле было хаотическим, сами нанотрубки имели малые размеры и очень толстые стенки, близкие к радиусу сплошного цилиндра.

#### 4.4.1 Модификация спектров микро-фотолюминесценции вдоль оси трубки

Экспериментальная установка, используемая для исследования микро-ФЛ, оснащена пьезоподвижкой Attocube XYZ, которая позволяет прецизионно изменять положение нанотрубки по отношению к лазерному пятну. Также имеется объектив с апертурой  $NA=0.42$  для лучшего сбора сигнала ФЛ с меньшего пространственного угла. Эти инструментальные средства были использованы для исследования изменения сигнала микро-ФЛ вдоль оси трубки. Часть трубки, из которой происходила запись сигнала микро-ФЛ, имела длину порядка  $2 \text{ мкм}$ . Для возбуждения неполяризованной ФЛ использовалась  $405\text{-нм}$  линия полупроводникового лазера. Мощность лазерного излучения составляла около  $10 \text{ мВт}$ ; площадь пятна фоку-

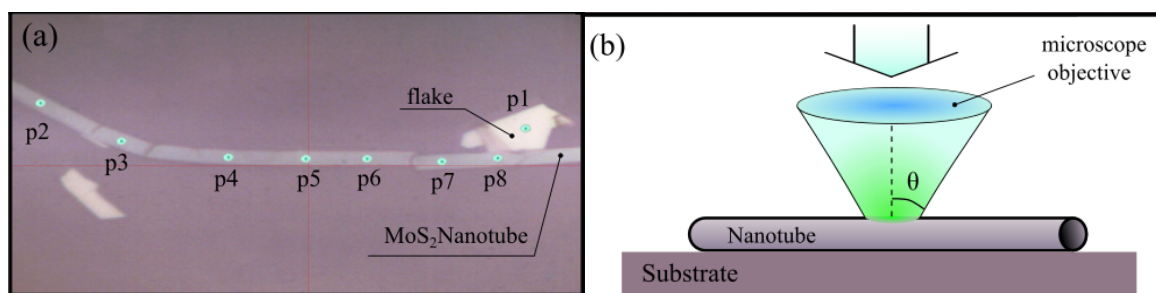


Рис. 4.8: (а) Нанотрубка  $MoS_2$ . Зеленые точки соответствуют местам, в которых регистрировался сигнал микро-ФЛ. (б) Схематическое изображение эксперимента по микро-ФЛ. Как показано на рисунке, угол, с которого собирают излучение, составляет  $\theta \lesssim 25$ .

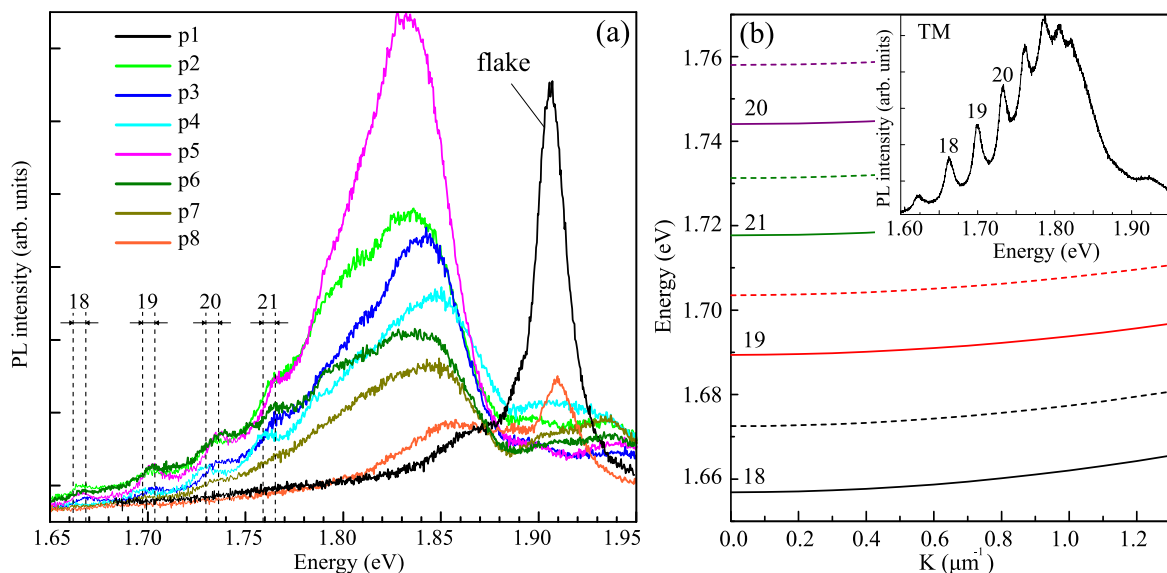


Рис. 4.9: (а) Неполаризованные спектры микро-ФЛ, зарегистрированные в спектральном диапазоне вблизи А-экситона из точек нанотрубки, соответствующих рис. 4.8. Черная линия - спектр, снятый с плоского  $\text{MoS}_2$  слоя (p1). Пунктиром показаны оптические моды в ТМ-поляризации с угловыми номерами  $m = 18 - 21$ , рассчитанные с учетом изменения толщины в 1 монослой. (б) Зависимости энергий оптических мод от волнового вектора  $K$  вдоль оси нанотрубки, рассчитанные для нанотрубки с 44 монослоями (пунктирные линии) и 46 монослоями в стенке (сплошные линии). Эти же моды показаны на вкладке к рисунку на поляризованном спектре микро-ФЛ.

сировки – 20-50  $\mu\text{м}^2$ . Все ниже описанные эксперименты были выполнены при 10 К.

На рисунке 4.8а показана реальная фотография нанотрубки, снятая внутри экспериментальной установки. Исследуемая трубка имела 2  $\mu\text{м}$  в диаметре и 50  $\mu\text{м}$  в длину. Зелеными точками p1-p8 показаны места, в которых происходило детектирование сигнала микро-ФЛ. Размер точек примерно соответствует размеру реального пятна детектирования. Количество монослоев принималось за 45, также как и в разделе выше.

Неполаризованный спектр микро-ФЛ в оптическом диапазоне вблизи А-экситона, снятый из разных точек образца показан на рисунке 4.9а. Черной линией изображен спектр планарного участка (пластинки)  $\text{MoS}_2$ . На нем наблюдается неоднородно уширенный резонансный пик, связанный с экситонным резонансом.

Основной пик в микро-ФЛ нанотрубки более широкий и сдвинут в красную область на  $\sim 50$  мэВ 4.2.1. Тонкими пунктирными линиями показано максимальное отклонение энергии моды для разных точек образца. Для всех наблюдаемых мод это отклонение составляет  $\sim 6$  мэВ, что соответствует изменению в толщине стенки в один монослой.

Интересно обратить внимание на различие в интенсивностях сигнала из мест, откуда происходило детектирование. В точке р5 интенсивность максимальная, так как она соответствует самому центру нанотрубки. Интенсивность ФЛ уменьшается к концам трубки. Анализируя изменение спектра от р5 до р8, можно заключить, что геометрия трубки адиабатически менялась, а именно: спектр из характерного для нанотрубок с МШГ плавно переходил в таковой, характерный для сплюснутых трубок (ribbons), без МШГ. Это подтверждается уменьшением интенсивности основного пика, связанного с наличием оптических мод и увеличением интенсивности пика, связанного с плоским слоем. Такое сплющивание трубки может происходить в процессе отрыва трубки для дальнейшего помещения ее на несущую подложку. Точка р8 соответствует кончику нанотрубки, который состоит из пластинки и нетронутой части нанотрубки. Поэтому, из-за недостаточного пространственного разрешения, можно наблюдать ФЛ от нанотрубки и плоского слоя (отметим, что они имеют примерно одну и ту же толщину). Другой конец (р2-р4) остался невредимым, так как в нем наблюдаются достаточно резкие оптические моды. На вкладке показано, что эти моды соответствуют все тем же описанным ранее модами шепчущей галереи в ТМ-поляризации.

Реальный эксперимент предполагает описание падения света не только по нормали, но и под небольшими углами (рисунок 4.8). Используя обобщенные выражения для поиска собственных мод 4.6 и найдя нули его определителя при учете того, что волновой вектор  $k_x$  не равен нулю, можно рассчитать собственные частоты с учетом наклонного падения и детектирования света (рисунок 4.9b). Таким образом, волновой вектор  $k_x = K = (\omega/c) \sin \theta \lesssim 3.5 \text{ мкм}^{-1}$ , где  $c$  - скорость света.

Учет наклонного падения позволяет уточнить причины уширения пиков ФЛ.

На рисунке 4.9b показана зависимость энергии моды для мод с угловым номером  $m = 18 - 21$  в зависимости от волнового вектора  $K$  вдоль оси нанотрубки. Расчеты показаны для двух вариантов толщин стенок нанотрубки: 44 монослоя (пунктирные линии) и 46 монослоев (сплошные линии). Зависимость энергии от волнового вектора  $K$  может быть получено следующим образом

$$E(K) = \hbar c / n_{\text{eff}} \sqrt{K^2 + (m/r_b)^2}, \quad (4.16)$$

где  $n_{\text{eff}}$  - эффективный показатель преломления, который может быть вычислен как  $n_{\text{eff}} \approx n\eta$  с  $\eta \approx 0.44$ . Параметр  $\eta$  характеризует то, насколько сильно мода зажата внутри стенки нанотрубки и какая ее часть выходит наружу. Для малых волновых векторов  $K \ll m/r_b$  эту дисперсию можно считать квадратичной

$$E(K) = E(0) + \hbar^2 K^2 / 2M^* \quad (4.17)$$

с эффективной массой  $M^* = \hbar m n_{\text{eff}} / (Rc) \approx 7.7 \cdot 10^{-6} m_0$ , где  $m_0$  - масса свободного электрона. Рассчитанная дисперсия, показанная на рисунке 4.9b, имеет близкое к этому значение  $M^* = 7.4 \cdot 10^{-6} m_0$ . Уширение пиков ФЛ связано с тем, что угол детектирования конечен. Вклад от угла может быть выражен как

$$\delta E \approx E^2 \sin^2 \theta / (2M^* c^2), \quad (4.18)$$

что составляет порядка 50 мэВ. Это значение является верхней границей для наблюдаемого уширения в эксперименте.

#### 4.4.2 Теоретическое моделирование фотолюминесценции с учетом формирования экситон-поляритонов

Для того чтобы описать гибридные моды экситон-поляритонов в спектре ФЛ, предположим, что его стенки характеризуются диэлектрической функцией с полюсом:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_b \left( 1 + \frac{\omega_{\text{LT}}}{\omega_{\text{ext}} - \omega - i\Gamma} \right), \quad (4.19)$$



где  $\omega_{\text{LT}}$  - продольно-поперечное расщепление,  $\omega_{\text{ext}}$  - частота экситонного пика. Это расщепление можно оценить из известного времени жизни экситонов в монослоях  $\text{MoS}_2$   $1/(2\Gamma_0) = 0.23$  пс [188]. Предположив, что стенка нанотрубки состоит из множественного числа изолированных монослоев (к примеру, как у трубок, подвергнутых некому воздействию, или в свитках монослоев), продольно-поперечное расщепление можно найти из [147]:

$$\omega_{\text{LT}} = \frac{2\Gamma_0 c}{\omega_{\text{exc}} d \sqrt{\varepsilon_b}}, \quad (4.20)$$

где  $\varepsilon_b = 16.2$  - фоновая диэлектрическая проницаемость  $\text{MoS}_2$  и  $d = 6.7 \text{ \AA}$  - расстояние между слоями, что приводит к величине  $\hbar\omega_{\text{LT}} \sim 114$  мэВ.

Сила взаимодействия оптической моды и экситона, когда их энергии совпадают, может быть охарактеризована расщеплением Раби между энергиями гибридных мод. Приняв во внимание, что только та часть электрического поля оптической моды, которая находится внутри стенки, взаимодействует с экситонным резонансом, реальное значение расщепления Раби определяется следующим образом

$$\Omega_{\text{Rabi}} = \sqrt{2\omega_{\text{ext}}\omega_{\text{LT}}\eta}, \quad (4.21)$$

где  $\eta$  - относительная доля электромагнитной энергии, сосредоточенной в стенке ( $\sim 0.44$ ). Отметим, что аналогично проводились оценки для поляритонов в цилиндрических резонаторах [43]. Таким образом, по оценке сверху получаем  $\hbar\Omega_{\text{Rabi}} \sim 400$  meV. Эта величина превосходит типичные значения для резонаторных структур на основе классических полупроводников, таких как GaAs и GaN, что указывает на большой потенциал ДПМ нанотрубок для поляритонных применений. Однако теоретическая оценка сверху выглядит необоснованной применительно к реальным структурам, поскольку экситонный резонанс в них обладает большим неоднородным уширением. Вследствие этого в реальных нанотрубках проблематично достичь значений, близких к теоретическому, до тех пор пока не появятся качественные образцы, обладающие резкими экситонными резонансами.

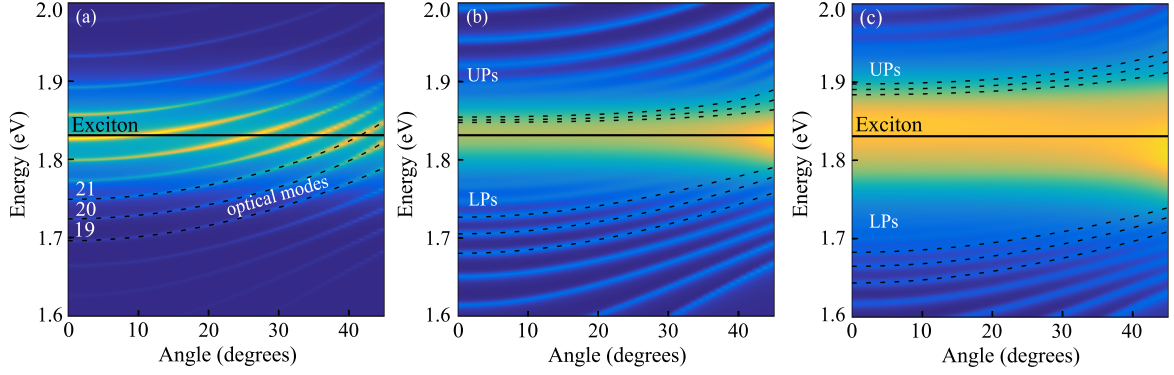


Рис. 4.10: Спектры ФЛ в зависимости от угла детектирования без учета неоднородного уширения экситонного резонанса при трех различных значениях расщепления Раби 2, 20, 200 мэВ (слева направо). Пунктирами показаны дисперсии собственных частот для оптических мод с угловым моментом  $m = 19, 20, 21$ . Черной сплошной линией показана энергия экситона. UP - верхние поляритонные ветви, LP - нижние поляритонные ветви.

Для того, чтобы показать, как силен эффект взаимодействия света с экситоном в идеальном случае, на рисунке 4.10 показан расчет ФЛ как функции от угла детектирования для трех различных значений расщепления Раби без учета неоднородного уширения экситонного резонанса. В режиме слабого взаимодействия 4.10а, которому соответствует расщепление Раби  $\hbar\Omega_{\text{Rabi}} = 2$  мэВ, спектр ФЛ состоит из пиков, которые соответствуют оптическим модам с угловыми номерами  $m$ . Интенсивность пиков растет при приближении к экситонному резонансу, однако их дисперсия (пунктирные линии) осталась невозмущенной. Увеличение взаимодействия света с экситоном приводит к серии антипересечений между оптической модой и экситонным резонансом. Рисунки *b* и *c* соответствуют расщеплению Раби  $\hbar\Omega_{\text{Rabi}} = 20$  и  $200$  мэВ. Моды с различным угловым номером  $km$ , которые были вырожденными при отсутствии взаимодействия, теперь расщепляются на две поляритонные ветви, верхнюю и нижнюю, тем самым формируя достаточно широкий пик на экситонной энергии между ними.

Такое формирование экситон-поляритонов с большим числом оптических мод позволяет наблюдать очень широкую люминесцентную полосу вблизи экситонного резонанса. Реальные гибридные моды все еще присутствуют (см. пунктир линии 4.11) внутри сильно неоднородно уширенного контура ФЛ.

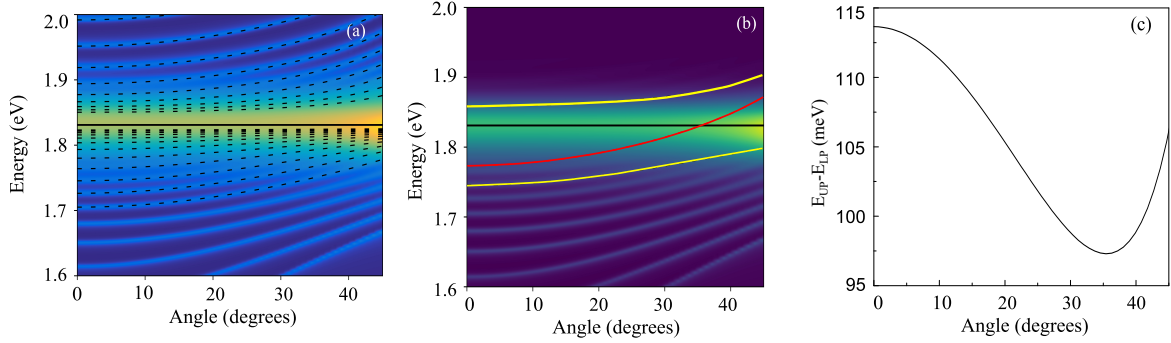


Рис. 4.11: (а) Спектр ФЛ в зависимости от угла детектирования без учета неоднородного уширения экситонного резонанса при расщеплении Раби  $\sim 100$  мэВ. Пунктирами показаны дисперсии экситон-поляритонов. Черной сплошной линией показана энергия экситона. (б) Спектр ФЛ в зависимости от угла детектирования с учетом затухания на экситонном резонансе. Красной линией показана оптическая мода без учета взаимодействия с экситонным резонансом. Желтыми линиями показаны сформировавшиеся ветви экситон-поляритонов для той же самой оптической моды. (с) Разница энергии верхней и нижней поляритонной моды (той же самой) в зависимости от угла детектирования. Минимум разности энергий (антипересечение) наблюдается в точке пересечения оптической моды с экситонным резонансом.

На рисунке 4.11 приведено сравнение спектров ФЛ без учета (а) и с учетом (б) поглощения на экситонном резонансе для расщепления Раби  $\sim 100$  мэВ (в расчетах параметр затухания принимался равным 50 мэВ). Распределение мод на рисунке 4.11а имеет те же черты, что и на рисунке 4.10 для умеренных величин расщепления Раби. Красной линией на рисунке 4.11б показана оптическая мода без учета взаимодействия с экситонным резонансом. При включении взаимодействия формируются верхняя и нижняя гибридные моды (показаны желтыми линиями). То же самое происходит и со всеми остальными оптическими модами, близкими к экситонному резонансу. В спектрах ФЛ все еще будут наблюдаться моды (нижние поляритонные ветви), тогда как верхняя поляритонные ветви полностью подавлены поглощением на экситонном резонансе и, как следствие, не наблюдаются. Центральная светлая часть существенно слабее, чем при отсутствии учета поглощения; ее интенсивность вырастает при увеличении угла регистрации за счет усиления взаимодействия с оптическими модами. При больших углах (не показано здесь) наблюдается отсечка - срыв оптических мод, когда электромагнитное по-

ле не удерживается в стенках и становится излучательным. Граничное состояние также проявляется в кажущемся усилении интенсивности ФЛ. Рисунок 4.11с поясняет то, в какой угловой области наблюдается минимальное расстояние между верхней и нижней поляритонной ветвями. Расстояние, равное расщеплению Раби и совпадающее с точкой пересечения оптической моды с экситонным резонансом без учета взаимодействия наблюдается в этих спектрах примерно при  $35^\circ$ . Факт затухания ФЛ и оптических мод на экситонном резонансе является характерной особенностью полупроводниковых микрорезонаторов, что необходимо учитывать при их исследовании и применении.

## 4.5 Краткие итоги

- Обнаружено, что спектр ФЛ многостеночной нанотрубки содержит пики, поляризованные вдоль оси трубки, возникновение которых связано с модами шепчущих галерей. Получено хорошее соответствие между экспериментальными данными в разных поляризационных конфигурациях и теоретической моделью при учете неоднородности в толщинах стенки нанотрубки и наличия дисперсии показателя преломления. Объяснено различие между  $xy$  и  $yx$  конфигурациями поляризованной ФЛ.
- Продемонстрировано, что моды шепчущей галереи по преимуществу заквантованы в стенке нанотрубки между внутренней и внешней границей. Проанализирован плавный переход от режима нанотрубки к цилиндрическому режиму. Отмечено, что при размере полости меньше чем 20% от внешнего радиуса, эффектами квантования в стенке можно пренебречь. Моделирование оптических мод является неразрушающим методом определения толщины стенки нанотрубки.
- Показано, что положения пиков ФЛ, связанных с модами шепчущей галереи, изменяются в зависимости от числа монослоев в стенке нанотрубки, тогда

как их уширение связано с конечностью угла детектирования.

- Предсказана возможность реализации режима сильной связи между экситоном и оптической модой с формированием экситон-поляритонов в ультра-качественных нанотрубках с малым неоднородным уширением и описано, как такое взаимодействие влияет на спектр ФЛ.

# Заключение

В диссертации получены следующие основные результаты:

- Продемонстрирована возможность получения совершенных чашеобразных микрорезонаторов на основе III-нитридов с помощью МПЭ на профилированных подложках. Показано, что в таких микрорезонаторах реализуется селективное усиление сигнала оптическими модами типа мод шепчущей галереи низких порядков.
- Обнаружено, что изменение комплексной диэлектрической функции материала резонатора с ростом температуры влияет на характер распределения электромагнитного поля и энергии оптических мод. Моделирование оптических мод и сопоставление с экспериментальными пиками в спектрах микро-ФЛ является новым способом определения дисперсии показателя преломления собственного материала полупроводникового микрорезонатора.
- Продемонстрировано, что изолированные нанокolonны GaN с одиночными вставками InGaN КЯ, выращенные на профилированных сапфировых подложках, представляют собой микрорезонаторы с модами типа Фабри-Перо. Совместный анализ результатов моделирования собственных мод такого микрорезонатора, спектров микро-КЛ и спектров ФЛ, измеренных с временным разрешением, показал, что усиление излучения из InGaN КЯ обусловлено эффектом Парселла.
- Показана возможность формирования кольцевого резонатора с модами шепчущей галереи в основании полусферического выступа на профилированной

подложке, который также способен усиливать интенсивность сигнала за счет эффекта Парселла.

- Рассмотрены новые типы структур для замедления света — резонансные фотонные кристаллы со сложной элементарной ячейкой. Показаны преимущества использования этих структур над резонансными фотонными кристаллами с простой элементарной ячейкой. Теоретически, используя метод матриц переноса, описано явление замедления света в таких структурах. Показано, что задержка пикосекундных импульсов может достигать 2 пс.
- Представлен дизайн резонансных фотонных кристаллов, где вместо классических КЯ используется новый тип материалов - 2D бислои из дихалькогенидов переходных металлов. Показано, что применение таких монослоев позволит получать задержку света вплоть до 2 пс с уменьшением интенсивности падающего импульса до 20-30% от исходной величины. Практически линейная дисперсия медленной моды в ван-дер-ваальсовых структурах покрывает почти половину стоп зоны, что позволяет получить минимальное искажение формы прошедшего импульса света.
- Обнаружено, что спектр ФЛ многостеночной нанотрубки содержит пики, поляризованные вдоль оси трубки, возникновение которых связано с модами шепчущих галерей. Получено хорошее соответствие между экспериментальными данными в разных поляризационных конфигурациях и теоретической моделью при учете неоднородности в толщинах стенки нанотрубки и наличия дисперсии показателя преломления. Объяснено различие между  $xy$  и  $yx$  конфигурациями поляризованной ФЛ.
- Продемонстрировано, что моды шепчущей галереи по преимуществу заквантованы в стенке нанотрубки между внутренней и внешней границей. Проанализирован плавный переход от режима нанотрубки к цилиндрическому режиму. Отмечено, что при размере полости меньше чем 20% от внешнего ра-

диуса, эффектами квантования в стенке можно пренебречь. Моделирование оптических мод является неразрушающим методом определения толщины стенки нанотрубки.

- Показано, что положения пиков ФЛ, связанных с модами шепчущей галереи, изменяются в зависимости от числа монослоев в стенке нанотрубки, тогда как их уширение связано с конечностью угла детектирования.
- Предсказана возможность реализации режима сильной связи между экситоном и оптической модой с формированием экситон-поляритонов в ультра-качественных нанотрубках с малым неоднородным уширением и описано, как такое взаимодействие влияет на спектр ФЛ.



Основные результаты диссертационной работы изложены в публикациях:

- [A1] D.R. Kazanov, V.H. Kaibyshev, V.U. Davydov, A.N. Smirnov, V.N. Jmerik, N.V. Kuznetsova, S.V. Ivanov, T.V. Shubina. Mode switching in InN microresonators // *Journal of Physics: Conference Series* **643**, 012061 (2015).
- [A2] T.V. Shubina, G. Pozina, V.N. Jmerik, V.Yu. Davydov, C. Hemmingsson, A.V. Andrianov, D.R. Kazanov, S.V. Ivanov. III-nitride tunable cup-cavities supporting quasi whispering gallery modes from ultraviolet to infrared // *Scientific Reports* **5**, 17970 (2015).
- [A3] Д.Р. Казанов, В.Х. Кайбышев, В.Ю. Давыдов, А.Н. Смирнов, В.Н. Жмерик, Н.В. Кузнецова, П.С. Копьев, С.В. Иванов, Т.В. Шубина. Температурное переключение резонаторных мод в микрокристаллах InN // *Физика и техника полупроводников* **49**, 11 (2015).
- [A4] T.V. Shubina, V.N. Jmerik, V.Yu. Davydov, D.R. Kazanov, A.N. Smirnov, D.V. Nechaev, N. Kuznetsova, G. Pozina, C. Hemmingsson, S.V. Ivanov. III-nitride microcrystal cavities with quasi whispering gallery modes grown by molecular beam epitaxy // *Physica Status Solidi B* **253**, 845 (2016).
- [A5] D.R. Kazanov, N. Kuznetsova, D.S. Zolotukhin, V.N. Jmerik, V.Yu. Davydov, A.N. Smirnov, T.V. Shubina. Mode adjustment in hexagonal microresonators with an active region // *Journal of Physics: Conference Series* **741**, 012126 (2016).
- [A6] Д.Р. Казанов, А.В. Пошакинский, Т.В. Шубина. Замедление света резонансными фотонными кристаллами со сложной элементарной ячейкой // *Письма в ЖЭТФ* **105**, 10-14 (2017).
- [A7] D.R. Kazanov, A.V. Poshakinskiy, T.V. Shubina. Resonant photonic crystals based on van der Waals heterostructures for effective light pulse retardation // *Superlattices and Microstructures* **112**, 639-643 (2017).
- [A8] D.R. Kazanov, A.V. Poshakinskiy, S.V. Sorokin, T.V. Shubina. Light propagation through conventional and extreme-2D van-der-Waals resonant photonics crystals // *Journal of Physics: Conference Series* **917**, 062022 (2017).

- [A9] D.R. Kazanov, G. Pozina, V.N. Jmerik, T.V. Shubina. Ring resonator optical modes in InGaN/GaN structures grown on micro-cone-patterned sapphire substrates // Journal of Physics: Conference Series **993**, 012020 (2018).
- [A10] D.R. Kazanov, A.V. Poshakinskiy, V. Yu. Davydov, A.N. Smirnov, I.A.Eliseyev, D.A. Kirilenko, M. Remskar, S. Fathipour, A. Mintairov, A. Seabaugh, B. Gil, T.V. Shubina. Multiwall MoS<sub>2</sub> tubes as optical resonators // Applied Physics Letters **113**, 101106 (2018).
- [A11] D.R. Kazanov, E.A. Evropeytsev, T.V. Shubina. The cavity-effect in site-controlled GaN nanocolumns with InGaN insertions // Semiconductors **53**, 2085-2089 (2019).
- [A12] D. Kazanov, M. Rakhlin, A. Poshakinskiy, T. Shubina. Towards exciton-polaritons in an individual MoS<sub>2</sub> nanotube // Nanomaterials **10**, 373 (2020).

Мне бы хотелось выразить искреннюю благодарность моему научному руководителю *Татьяне Васильевне Шубиной*. Работа под вашим руководством была для меня очень продуктивной и приятной. Я признателен вам за все то время, которое мы провели в научных беседах. Заранее неизвестный результат к поставленным задачам всегда вдохновлял, интриговал и вызывал все бóльшее желание найти ответы. Взаимодействие с вами позволило мне открыть в себе новые качества и умения, о которых я раньше даже не догадывался (создание красивых рисунков для статей, умение вести переговоры и многое другое).

За время учебы мне удалось много с кем поработать из лаборатории низкоразмерных гетероструктур. Я благодарен всем вам за работу и полезные обсуждения как в области ростовых технологий, так и в области экспериментальной физики, без которых на мой взгляд не состоялась бы эта диссертация. Отдельно хочется поблагодарить моего соавтора, сотрудника теоретического сектора Л.Е. Голуба – *А.В. Пошакинского* за совместную с ним работу. Его глубокое понимание фундаментальной физики и владение колоссальной физической интуицией позволило быстро находить наилучшие подходы к решению поставленных задач. Также хочется выразить благодарность всем остальным сотрудникам сектора за интереснейшие дискуссии и за то, что многие из вас когда-то были моими любимыми преподавателями.

Кроме того, я премного благодарен моей большой семье: родителям за поддержку, силу и веру; брату за использование его безумных вычислительных мощностей; моей девушке и друзьям за создание той атмосферы action-а и позитивного хаоса без которых моя жизнь была бы не такой энергичной и жизнерадостной.

Все вы принесли мне великую пользу!

# Литература

- [1] A versatile source of single photons for quantum information processing / M. Förtsch, J. U. Fürst, C. Wittmann et al. // *Nature Communications*. — 2013. — Vol. 4. — P. 1818.
- [2] Hill M. T., Gather M. C. Advances in small lasers // *Nature Photonics*. — 2014. — Vol. 8. — P. 908.
- [3] Vollmer F., Arnold S. Whispering-gallery-mode biosensing: label-free detection down to single molecules // *Nature Methods*. — 2008. — Vol. 5. — P. 591.
- [4] Whispering gallery mode microresonators : Fundamentals and applications / G. Righini, Y. Dumeige, P. Féron et al. // *Rivista del Nuovo Cimento*. — 2011. — Vol. 34, no. 7. — P. 435.
- [5] Room-temperature continuous-wave lasing in GaN/InGaN microdisks / A. C. Tamboli, E. D. Haberer, R. Sharma et al. // *Nature Photonics*. — 2007. — Vol. 1, no. 1. — P. 61.
- [6] Effects of non-stoichiometry and compensation on fundamental parameters of heavily-doped inn / T. V. Shubina, M. M. Glazov, S. V. Ivanov et al. // *physica status solidi c*. — 2007. — Vol. 4, no. 7. — P. 2474.
- [7] Aspuru-Guzik A., Walther P. Photonic quantum simulators // *Nature Physics*. — 2012. — Vol. 8, no. 4. — P. 285.
- [8] Monroe C. Quantum information processing with atoms and photons // *Nature*. — 2002. — Vol. 416, no. 6877. — P. 238.

- [9] Ultrafast optical signal processing with bragg structures / Y. Liu, S. Fu, B. A. Malomed et al. // *Applied Sciences*. — 2017. — Vol. 7, no. 6. — P. 556.
- [10] Real-Space Observation of Ultraslow Light in Photonic Crystal Waveguides / H. Gersen, T. J. Karle, R. J. P. Engelen et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94, no. 7. — P. 4.
- [11] Polyhedral and cylindrical structures of tungsten disulphide / R. Tenne, L. Margulis, M. Genut, G. Hodes // *Nature*. — 1992. — Vol. 360, no. 6403. — P. 444.
- [12] Excitonic emission in van der waals nanotubes of transition metal dichalcogenides / T. V. Shubina, M. Remškar, V. Y. Davydov et al. // *Annalen der Physik*. — 2019. — Vol. 531, no. 6. — P. 1800415.
- [13] Broadband, polarization-sensitive photodetector based on optically-thick films of macroscopically long, dense and aligned carbon nanotubes / S. Nanot, A. W. Cummings, C. L. Pint et al. // *Scientific Reports*. — 2013. — Vol. 3, no. 1. — P. 1335.
- [14] Nonequilibrium condensates and lasers without inversion: Exciton-polariton lasers / A. Imamoglu, R. J. Ram, S. Pau, Y. Yamamoto // *Physical Review A*. — 1996. — Vol. 53, no. 6. — P. 4250.
- [15] Phonon-polariton excitations in photonic crystals / K. C. Huang, P. Bienstman, J. D. Joannopoulos et al. // *Physical Review B*. — 2003. — Vol. 68, no. 7. — P. 075209.
- [16] *Purcell E.* Spontaneous emission probabilities at radio frequencies // *Phys. Rev.* — 1946. — Vol. 69. — P. 681.
- [17] *Kristensen P. T., Van Vlack C., Hughes S.* Generalized effective mode volume for leaky optical cavities // *Optics Letters*. — 2012. — Vol. 37, no. 10. — Pp. 1649–1651.

- [18] *Kleppner D.* Inhibited spontaneous emission // *Physical Review Letters.* — 1981. — Vol. 47, no. 4. — Pp. 233–236.
- [19] Inhibition and enhancement of the spontaneous emission of quantum dots in structured microresonators / M. Bayer, T. L. Reinecke, F. Weidner et al. // *Physical Review Letters.* — 2001. — Vol. 86, no. 14. — Pp. 3168–3171.
- [20] Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity / J. M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral et al. // *Physical Review Letters.* — 1998. — Vol. 81, no. 5. — Pp. 1110–1113.
- [21] *Perót A., Fabri C.* Theorie et applications d’une nouvelle methode de spectroscopie interferentielle // *Ann. Chim. Phys.* — 1899. — Vol. 16, no. 7.
- [22] *Prohorov A.* // *JETP.* — 1958. — Vol. 34, no. 1658.
- [23] *Nolte D. D., Lange A. E., Richards P. L.* Far-infrared dichroic bandpass filters // *Applied Optics.* — 1985. — Vol. 24, no. 10. — Pp. 1541–1545.
- [24] *Roesler F. L., Carleton N.* 12. Fabry-Perot Instruments for Astronomy // *Methods in Experimental Physics.* — Academic Press, 1974. — Vol. 12. — Pp. 531–569.
- [25] Ultrahigh-finesse, low-mode-volume fabry-perot microcavity / A. Muller, E. B. Flagg, J. R. Lawall, G. S. Solomon // *Optics Letters.* — 2010. — Vol. 35, no. 13. — Pp. 2293–2295.
- [26] Quantum boxes as active probes for photonic microstructures: The pillar microcavity case / J. M. Gérard, D. Barrier, J. Y. Marzin et al. // *Applied Physics Letters.* — 1996. — Vol. 69, no. 4. — Pp. 449–451.
- [27] Solid-state single photon sources: the nanowire antenna / I. Friedler, C. Sauvan, J. P. Hugonin et al. // *Optics Express.* — 2009. — Vol. 17, no. 4. — Pp. 2095–2110.
- [28] *Rayleigh L.* The problem of the whispering gallery // *Phil. Mag.* — 1910. — Vol. 20, no. 1001.

- [29] *Mie G.* Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen // *Ann. Phys.* — 1908. — Vol. 25, no. 377.
- [30] *Debye P.* Der lichtdruck auf kugeln von beliebigem material // *Ann. Physik.* — 30. — Vol. 1909, no. 57.
- [31] *Richtmyer R. D.* Dielectric resonators // *J. Appl. Phys.* — 1939. — Vol. 10, no. 391. — P. 8.
- [32] *Garrett C. G. B., Kaiser W., Bond W. L.* Stimulated emission into optical whispering modes of spheres // *Physical Review.* — 1961. — Vol. 124, no. 6. — Pp. 1807–1809.
- [33] *Braginsky V. B., Gorodetsky M. L., Ilchenko V. S.* Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes // *Physics Letters A.* — 1989. — Vol. 137, no. 7. — Pp. 393–397.
- [34] Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip / D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, K. J. Vahala // *Nature.* — 2003. — Vol. 421, no. 6926. — Pp. 925–928.
- [35] Ultrahigh-Q toroidal microresonators for cavity quantum electrodynamics / S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, K. J. Vahala et al. // *Physical Review A.* — 2005. — Vol. 71, no. 1. — P. 013817.
- [36] Whispering-gallery mode microdisk lasers / S. L. McCall, A. F. J. Levi, R. E. Slusher et al. // *Applied Physics Letters.* — 1992. — Vol. 60, no. 3. — Pp. 289–291.
- [37] Silicon microring resonators / W. Bogaerts, P. De Heyn, T. Van Vaerenbergh et al. // *Laser & Photonics Reviews.* — 2011. — Vol. 6, no. 1. — Pp. 47–73.
- [38] Fluorescent and lasing whispering gallery mode microresonators for sensing applications / T. Reynolds, N. Riesen, A. Meldrum et al. // *Laser & Photonics Reviews.* — 2017. — Vol. 11, no. 2. — P. 1600265.

- [39] Photonic crystal microring resonator for label-free biosensing / S. M. Lo, S. Hu, G. Gaur et al. // *Opt. Express.* — 2017. — Vol. 25, no. 6. — Pp. 7046–7054.
- [40] Squeezed Optomechanics with Phase-Matched Amplification and Dissipation / X.-Y. Lü, Y. Wu, J. R. Johansson et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 114. — P. 093602.
- [41] Single whispering-gallery mode lasing in polymer bottle microresonators via spatial pump engineering / F. Gu, F. Xie, X. Lin et al. // *Light: Science & Applications.* — 2017. — Vol. 6. — P. 17061.
- [42] Spherical whispering-gallery-mode microresonators / A. Chiasera, Y. Dumeige, P. Féron et al. // *Laser & Photonics Reviews.* — 2010. — Vol. 4, no. 3. — Pp. 457–482.
- [43] *Kaliteevski-M. A.* Whispering gallery polaritons in cylindrical cavities // *Physical Review B.* — 2007. — Vol. 75, no. 23.
- [44] Whispering gallery modes in nanosized dielectric resonators with hexagonal cross section / T. Nobis, E. M. Kaidashev, A. Rahm et al. // *Physical Review Letters.* — 2004. — Vol. 93, no. 10.
- [45] *Wiersig J.* Hexagonal dielectric resonators and microcrystal lasers // *Physical Review A.* — 2003. — Vol. 67, no. 2.
- [46] Optical microcavities with tubular geometry: properties and applications / J. Wang, T. Zhan, G. Huang et al. // *Laser & Photonics Reviews.* — 2014. — Vol. 8, no. 4. — Pp. 521–547.
- [47] Single-crystal gallium nitride nanotubes / J. Goldberger, R. He, Y. Zhang et al. // *Nature.* — 2003. — Vol. 422, no. 6932. — Pp. 599–602.
- [48] Optical properties and resonant cavity modes in axial indium/gallium nanotube microcavities / C. P. M., P. J. R., A. M. et al. // *Opt. Express.* — 2017. — Vol. 25. — Pp. 28246–28257.



- [49] Optical properties of rolled-up tubular microcavities from shaped nanomembranes / G. S. Huang, S. Kiravittaya, V. A. Bolaños Quñones et al. // *Applied Physics Letters*. — 2009. — Vol. 94, no. 14. — P. 141901.
- [50] Whispering gallery mode lasing from InGaN/GaN quantum well microtube / Y. Li, L. Feng, X. Su et al. // *Opt. Express*. — 2017. — Vol. 25, no. 15. — Pp. 18072–18080.
- [51] Optical properties of the zno nanotubes synthesized via vapor phase growth / Y. J. Xing, Z. H. Xi, Z. Q. Xue et al. // *Applied Physics Letters*. — 2003. — Vol. 83, no. 9. — Pp. 1689–1691.
- [52] Optical modes in semiconductor microtube ring resonators / T. Kipp, H. Welsch, C. Strelow et al. // *Physical Review Letters*. — 2006. — Vol. 96, no. 7. — P. 077403.
- [53] Optical microcavities formed by semiconductor microtubes using a bottlelike geometry / C. Strelow, H. Rehberg, C. M. Schultz et al. // *Physical Review Letters*. — 2008. — Vol. 101, no. 12. — P. 127403.
- [54] Light confinement and mode splitting in rolled-up semiconductor microtube bottle resonators / C. Strelow, C. M. Schultz, H. Rehberg et al. // *Physical Review B*. — 2012. — Vol. 85, no. 15. — P. 155329.
- [55] Hosoda M., Shigaki T. Degeneracy breaking of optical resonance modes in rolled-up spiral microtubes // *Applied Physics Letters*. — 2007. — Vol. 90, no. 18. — P. 181107.
- [56] Iijima S. Helical microtubules of graphitic carbon // *Nature*. — 1991. — Vol. 354, no. 6348. — P. 56.
- [57] Iijima S. Carbon nanotubes: past, present, and future // *Physica B: Condensed Matter*. — 2002. — Vol. 323, no. 1. — Pp. 1–5.
- [58] Band gap fluorescence from individual single-walled carbon nanotubes / M. J. O'Connell, S. M. Bachilo, C. B. Huffman et al. // *Science*. — 2002. — Vol. 297, no. 5581. — P. 593.

- [59] Photon antibunching in the photoluminescence spectra of a single carbon nanotube / A. Hógele, C. Galland, M. Winger, A. Imamoglu // *Physical Review Letters*. — 2008. — Vol. 100, no. 21. — P. 217401.
- [60] Carbon nanotubes as emerging quantum-light sources / X. He, H. Htoon, S. K. Doorn et al. // *Nature Materials*. — 2018. — Vol. 17, no. 8. — Pp. 663–670.
- [61] Optomechanics with a hybrid carbon nanotube resonator / A. Tavernarakis, A. Stavrinadis, A. Nowak et al. // *Nature Communications*. — 2018. — Vol. 9, no. 1. — P. 662.
- [62] Tailoring carbon nanotubes optical properties through chirality-wise silicon ring resonators / E. Durán-Valdeiglesias, W. Zhang, C. Alonso-Ramos et al. // *Scientific Reports*. — 2018. — Vol. 8, no. 1. — P. 11252.
- [63] Revealing the anomalous tensile properties of WS<sub>2</sub> nanotubes by in situ transmission electron microscopy / D.-M. Tang, X. Wei, M.-S. Wang et al. // *Nano Letters*. — 2013. — Vol. 13, no. 3. — Pp. 1034–1040.
- [64] High-performance photodetectors for visible and near-infrared lights based on individual WS<sub>2</sub> nanotubes / C. Zhang, S. Wang, L. Yang et al. // *Applied Physics Letters*. — 2012. — Vol. 100, no. 24. — P. 243101.
- [65] Synthesized multiwall MoS<sub>2</sub> nanotube and nanoribbon field-effect transistors / S. Fathipour, M. Remškar, A. Varlec et al. // *Applied Physics Letters*. — 2015. — Vol. 106, no. 2. — P. 022114.
- [66] Kalin M., Kogovšek J., Remškar M. Mechanisms and improvements in the friction and wear behavior using MoS<sub>2</sub> nanotubes as potential oil additives // *Wear*. — 2012. — Vol. 280-281. — Pp. 36–45.
- [67] Goldberger J., Fan R., Yang P. Inorganic nanotubes: A novel platform for nanofluidics // *Accounts of Chemical Research*. — 2006. — Vol. 39, no. 4. — Pp. 239–248.

- [68] Multiwall MoS<sub>2</sub> tubes as optical resonators / D. R. Kazanov, A. V. Poshakinskiy, V. Y. Davydov et al. // *Applied Physics Letters*. — 2018. — Vol. 113, no. 10. — P. 101106.
- [69] Strong light–matter interaction in tungsten disulfide nanotubes / L. Yadgarov, B. Višić, T. Abir et al. // *Physical Chemistry Chemical Physics*. — 2018. — Vol. 20, no. 32. — Pp. 20812–20820.
- [70] Size-dependent control of exciton–polariton interactions in WS<sub>2</sub> nanotubes / S. S. Sinha, A. Zak, R. Rosentsveig et al. // *Small*. — 2020. — Vol. 16, no. 4. — P. 1904390.
- [71] Towards exciton-polaritons in an individual MoS<sub>2</sub> nanotube / D. Kazanov, M. Rakhlin, A. Poshakinskiy, T. Shubina // *Nanomaterials*. — 2020. — Vol. 10, no. 2. — P. 373.
- [72] *Yablonovitch E.* Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics // *Physical Review Letters*. — 1987. — Vol. 58, no. 20. — Pp. 2059–2062.
- [73] *John S.* Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices // *Physical Review Letters*. — 1987. — Vol. 58, no. 23. — Pp. 2486–2489.
- [74] *Johnson S. G., Joannopoulos J. D.* Designing synthetic optical media: photonic crystals // *Acta Materialia*. — 2003. — Vol. 51, no. 19. — Pp. 5823–5835.
- [75] *Joannopoulos J. D., Villeneuve P. R., Fan S.* Photonic crystals: putting a new twist on light // *Nature*. — 1997. — Vol. 386. — P. 143.
- [76] *Kinoshita S., Yoshioka S., Kawagoe K.* Mechanisms of structural colour in the morpho butterfly: cooperation of regularity and irregularity in an iridescent scale // *Proceedings of the Royal Society of London. Series B: Biological Sciences*. — 2002. — Vol. 269, no. 1499. — Pp. 1417–1421.

- [77] *Grimann M., Fuhrmann-Lieker T.* Biological Photonic Crystals // Organic and Hybrid Photonic Crystals / Ed. by D. Comoretto. — Cham: Springer International Publishing, 2015. — Pp. 57–74.
- [78] Distributed bragg reflector active optical filters / N. Tessler, R. Nagar, G. Eisenstein et al. // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 1991. — Vol. 27, no. 8. — Pp. 2016–2024.
- [79] An integrated optical bragg-reflector used as a chemo-optical sensor / G. J. Veldhuis, J. H. Berends, R. G. Heideman, P. V. Lambeck. — 1998. — Vol. 7, no. 1. — Pp. L23–L26.
- [80] Ultrasonic hydrophone based on distributed bragg reflector fiber laser / B.-O. Guan, H.-Y. Tam, S.-T. Lau, H. L. W. Chan // *IEEE Photonics Technology Letters*. — 2005. — Vol. 17, no. 1. — Pp. 169–171.
- [81] *Yariv A., Nakamura M.* Periodic structures for integrated optics // *IEEE Quantum Electronics*. — 1977. — Vol. 13, no. 4. — P. 1977.
- [82] *Ivchenko E. L., Poddubnyi A. N.* Resonant three-dimensional photonic crystals // *Physics of the Solid State*. — 2006. — Vol. 48, no. 3. — Pp. 581–588.
- [83] Exciton-polariton eigenmodes in light-coupled  $\text{In}_{0.04}\text{Ga}_{0.96}\text{As}/\text{GaAs}$  semiconductor multiple-quantum-well periodic structures / J. P. Prineas, C. Ell, E. S. Lee et al. // *Phys. Rev. B*. — 2000. — Vol. 61. — Pp. 13863–13872.
- [84] *Kosobukin V. A., Poddubny A. N.* Exciton-polariton absorption in periodic and disordered quantum-well chains // *Physics of the Solid State*. — 2007. — Vol. 49, no. 10. — Pp. 1977–1987.
- [85] Resonance bragg structure with double InGaN quantum wells / A. S. Bol'shakov, V. V. Chaldyshev, E. E. Zavarin et al. // *Physics of the Solid State*. — 2013. — Vol. 55, no. 9. — Pp. 1817–1820.

- [86] *Poshakinskiy A. V., Poddubny A. N., Tarasenko S. A.* Reflection of short polarized optical pulses from periodic and aperiodic multiple quantum well structures // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 86. — P. 205304.
- [87] Tunable slow light in bragg-spaced quantum wells / J. P. Prineas, W. J. Johnston, M. Yildirim et al. // *Applied Physics Letters.* — 2006. — Vol. 89, no. 24. — P. 241106.
- [88] Slow and fast light associated with polariton interference / B. Gu, N. H. Kwong, R. Binder, A. L. Smirl // *Physical Review B.* — 2010. — Vol. 82, no. 3.
- [89] Distortionless light pulse delay in quantum-well bragg structures / Z. S. Yang, N. H. Kwong, R. Binder, A. L. Smirl // *Opt. Lett.* — 2005. — Vol. 30, no. 20. — Pp. 2790–2792.
- [90] Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides / J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera et al. // *Nature.* — 1997. — Vol. 390, no. 6656. — Pp. 143–145.
- [91] Ultrafast slow-light tuning beyond the carrier lifetime using photonic crystal waveguides / K. Kondo, M. Shinkawa, Y. Hamachi et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 110. — P. 053902.
- [92] *Altug H., Vučković J.* Experimental demonstration of the slow group velocity of light in two-dimensional coupled photonic crystal microcavity arrays // *Applied Physics Letters.* — 2005. — Vol. 86, no. 11. — P. 111102.
- [93] *Krauss T. F.* Slow light in photonic crystal waveguides // *Journal of Physics D: Applied Physics.* — 2007. — Vol. 40, no. 9. — P. 2666.
- [94] *Baba T.* Slow light in photonic crystals // *Nature Photonics.* — 2008. — Vol. 2. — P. 465.
- [95] From excitonic to photonic polariton condensate in a ZnO-based microcavity / F. Li, L. Orosz, O. Kamoun et al. // *Physical Review Letters.* — 2013. — Vol. 110, no. 19. — P. 196406.

- [96] *Nobis T., Grundmann M.* Low-order optical whispering-gallery modes in hexagonal nanocavities // *Physical Review A*. — 2005. — Vol. 72, no. 6.
- [97] Optical properties of ZnO microrods grown by a hydrothermal method – a cathodoluminescence study / A. Pieniżek, B. S. Witkowski, A. Reszka et al. // *Optical Materials Express*. — 2016. — Vol. 6, no. 12. — Pp. 3741–3750.
- [98] Quasi-whispering gallery modes of exciton-polaritons in a ZnO microrod / L. Sun, H. Dong, W. Xie et al. // *Optics Express*. — 2010. — Vol. 18, no. 15. — Pp. 15371–15376.
- [99] *Vahala K. J.* Optical microcavities // *Nature*. — 2003. — Vol. 424. — P. 839.
- [100] Whispering gallery modes in standard optical fibres for fibre profiling measurements and sensing of unlabelled chemical species / A. Boleininger, T. Lake, S. Hami, C. Vallance // *Sensors*. — 2010. — Vol. 10, no. 3. — Pp. 1765–1781.
- [101] High quality factor nitride-based optical cavities: microdisks with embedded GaN/Al(Ga)N quantum dots / M. Mexis, S. Sergent, T. Guillet et al. // *Opt. Lett.* — 2011. — Vol. 36, no. 12. — Pp. 2203–2205.
- [102] Lasing properties of non-polar gan quantum dots in cubic aluminum nitride microdisk cavities / M. Bürger, G. Callsen, T. Kure et al. // *Applied Physics Letters*. — 2013. — Vol. 103, no. 2. — P. 021107.
- [103] Selective excitation of fabry-perot or whispering-gallery mode-type lasing in gan microrods / H. Baek, J. K. Hyun, K. Chung et al. // *Applied Physics Letters*. — 2014. — Vol. 105, no. 20. — P. 201108.
- [104] Whispering-gallery mode lasing from optically free-standing ingan microdisks / X. Zhang, Y. F. Cheung, Y. Zhang, H. W. Choi // *Opt. Lett.* — 2014. — Vol. 39, no. 19. — Pp. 5614–5617.

- [105] Fabrication and coupling to planar high-q silica disk microcavities / T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, D. K. Armani, K. J. Vahala // *Applied Physics Letters*. — 2003. — Vol. 83, no. 4. — Pp. 797–799.
- [106] Fine-tuning of whispering gallery modes in on-chip silica microdisk resonators within a full spectral range / R. Henze, C. Pyrlik, A. Thies et al. // *Applied Physics Letters*. — 2013. — Vol. 102, no. 4. — P. 041104.
- [107] Stimulated emission and lasing in whispering-gallery modes of gan microdisk cavities / S. Chang, N. B. Rex, R. K. Chang et al. // *Applied Physics Letters*. — 1999. — Vol. 75, no. 2. — Pp. 166–168.
- [108] Free-standing, optically pumped, gan/ingan microdisk lasers fabricated by photoelectrochemical etching / E. D. Haberer, R. Sharma, C. Meier et al. // *Applied Physics Letters*. — 2004. — Vol. 85, no. 22. — Pp. 5179–5181.
- [109] GaN microwires as optical microcavities: whispering gallery modes vs fabry-perot modes / P.-M. Coulon, M. Hugues, B. Alloing et al. // *Opt. Express*. — 2012. — Vol. 20, no. 17. — Pp. 18707–18716.
- [110] Optical properties of arrays of hexagonal GaN microdisks acting as whispering-gallery-mode-type optical microcavities / T. Kouno, S. Suzuki, K. Kishino et al. // *physica status solidi (a)*. — 2015. — Vol. 212, no. 5. — Pp. 1017–1020.
- [111] Direct observation of whispering gallery mode polaritons and their dispersion in a ZnO tapered microcavity / L. Sun, Z. Chen, Q. Ren et al. // *Physical Review Letters*. — 2008. — Vol. 100. — P. 156403.
- [112] Using the kinetic wulff plot to design and control nonpolar and semipolar GaN heteroepitaxy / B. Leung, Q. Sun, C. D. Yerino et al. // *Semiconductor Science and Technology*. — 2012. — Vol. 27, no. 2. — P. 024005.
- [113] Selective area growth of n-polar GaN nanorods by plasma-assisted MBE on microcone-patterned c-sapphire substrates / V. N. Jmerik, N. Kuznetsova, D. Nechaev et al. // *Journal of Crystal Growth*. — 2017. — Vol. 477. — Pp. 207–211.

- [114] *Davydov V. Y., Klochikhin A. A.* Electronic and vibrational states in InN and  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  solid solutions // *Semiconductors*. — 2004. — Vol. 38, no. 8. — Pp. 861–898.
- [115] Metastable nature of InN and In-rich InGaN alloys / S. V. Ivanov, T. V. Shubina, T. A. Komissarova, V. N. Jmerik // *Journal of Crystal Growth*. — 2014. — Vol. 403. — Pp. 83–89.
- [116] Optical properties of InN with stoichiometry violation and indium clustering / T. V. Shubina, S. V. Ivanov, V. N. Jmerik et al. // *physica status solidi (a)*. — 2005. — Vol. 202, no. 3. — Pp. 377–382.
- [117] *Toropov A. A., Shubina T. V.* Plasmonic effects in metal-semiconductor nanostructures. — Oxford University Press, 2015.
- [118] *Guo Z., Quan H., Pau S.* Numerical characterization of whispering-gallery mode optical microcavities // *Appl. Opt.* — 2006. — Vol. 45, no. 4. — Pp. 611–618.
- [119] *Watanabe N., Kimoto T., Suda J.* The temperature dependence of the refractive indices of GaN and AlN from room temperature up to 515 C // *J. Appl. Phys.* — 2008. — Vol. 104. — Pp. 106101–106103.
- [120] III-nitride tunable cup-cavities supporting quasi whispering gallery modes from ultraviolet to infrared / T. V. Shubina, G. Pozina, V. N. Jmerik et al. // *Scientific Reports*. — 2015. — Vol. 5. — P. 17970.
- [121] *Li S., Waag A.* GaN based nanorods for solid state lighting // *Journal of Applied Physics*. — 2012. — Vol. 111, no. 7. — P. 071101.
- [122] *Aharonovich I., Englund D., Toth M.* Solid-state single-photon emitters // *Nature Photonics*. — 2016. — Vol. 10. — P. 631.
- [123] Electrically driven polarized single-photon emission from an InGaN quantum dot in a GaN nanowire / S. Deshpande, J. Heo, A. Das, P. Bhattacharya // *Nature Communications*. — 2013. — Vol. 4. — P. 1675.



- [124] Room-temperature triggered single photon emission from a III-nitride site-controlled nanowire quantum dot / M. J. Holmes, K. Choi, S. Kako et al. // *Nano Letters*. — 2014. — Vol. 14, no. 2. — Pp. 982–986.
- [125] Optical microresonators as single-particle absorption spectrometers / K. D. Heylman, N. Thakkar, E. H. Horak et al. // *Nature Photonics*. — 2016. — Vol. 10. — P. 788.
- [126] Control of threading dislocation density at the initial growth stage of AlN on c-sapphire in plasma-assisted MBE / D. V. Nechaev, P. A. Aseev, V. N. Jmerik et al. // *Journal of Crystal Growth*. — 2013. — Vol. 378. — Pp. 319–322.
- [127] Slow, ultraslow, stored, and frozen light / A. B. Matsko, O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev et al. // *Advances in Atomic Molecular and Optical Physics*. — 2001. — Vol. 46. — P. 191.
- [128] *Aleksandrov E. B., Zapasskii V. S.* Chasing 'slow light' // *Phys. Usp.* — 2006. — Vol. 49, no. 10. — P. 1067.
- [129] *The Slow Light in Gallium Nitride* / T. V. Shubina, M. M. Glazov, N. Gippius, B. Gil. — Oxford University Press, 2013.
- [130] Delay and distortion of slow light pulses by excitons in ZnO / T. V. Shubina, M. M. Glazov, N. A. Gippius et al. // *Phys. Rev. B*. — 2011. — Vol. 84. — P. 075202.
- [131] *Ivchenko E., Nesvizhskii A. I., Jorda S.* Bragg reflection of light from quantum-well structures // *Phys. Solid State*. — 1994. — Vol. 36. — P. 1156.
- [132] Radiative topological states in resonant photonic crystals / A. V. Poshakinskiy, A. N. Poddubny, L. Pilozzi, E. L. Ivchenko // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 112. — P. 107403.
- [133] Multiple-quantum-well-based photonic crystals with simple and compound elementary supercells / E. L. Ivchenko, M. M. Voronov, M. V. Erementchouk et al. // *Phys. Rev. B*. — 2004. — Vol. 70. — P. 195106.

- [134] *Song X., Hu J., Zeng H.* Two-dimensional semiconductors: recent progress and future perspectives // *J. Mater. Chem. C.* — 2013. — Vol. 1. — Pp. 2952–2969.
- [135] *Wang T., Xu Y.-Q.* Photonic structure-integrated two-dimensional material optoelectronics // *Electronics.* — 2016. — Vol. 5, no. 4.
- [136] Resonance optical spectroscopy of long-period quantum-well structures / E. L. Ivchenko, V. P. Kochereshko, A. V. Platonov et al. // *Phys. Solid State.* — 1997. — Vol. 39, no. 1852.
- [137] Optical activity of quantum wells / L. V. Kotova, A. V. Platonov, V. N. Kats et al. // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Vol. 94. — P. 165309.
- [138] *Geim A. K., Grigorieva I. V.* Van der Waals heterostructures // *Nature.* — 2013. — Vol. 499. — P. 419.
- [139] Excitonic properties of semiconducting monolayer and bilayer MoTe<sub>2</sub> / C. Robert, R. Picard, D. Lagarde et al. // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Vol. 94. — P. 155425.
- [140] Exciton radiative lifetime in transition metal dichalcogenide monolayers / C. Robert, D. Lagarde, F. Cadiz et al. // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Vol. 93. — P. 205423.
- [141] Enabling valley selective exciton scattering in monolayer WSe<sub>2</sub> through upconversion / M. Manca, M. M. Glazov, C. Robert et al. // *Nature Communications.* — 2017. — Vol. 8. — P. 14927.
- [142] Exciton–polaritons in van der waals heterostructures embedded in tunable microcavities / S. Dufferwiel, S. Schwarz, F. Withers et al. // *Nature Communications.* — 2015. — Vol. 6. — P. 8579.
- [143] *Cassabois G., Valvin P., Gil B.* Hexagonal boron nitride is an indirect bandgap semiconductor // *Nature Photonics.* — 2016. — Vol. 10. — P. 262.

- [144] Xia J., Yan J., Shen Z. X. Transition metal dichalcogenides: structural, optical and electronic property tuning via thickness and stacking // *FlatChem*. — 2017. — Vol. 4. — Pp. 1 – 19.
- [145] Excitonic linewidth approaching the homogeneous limit in MoS<sub>2</sub>-based van der waals heterostructures / F. Cadiz, E. Courtade, C. Robert et al. // *Phys. Rev. X*. — 2017. — Vol. 7. — P. 021026.
- [146] Valley dynamics probed through charged and neutral exciton emission in monolayer WSe<sub>2</sub> / G. Wang, L. Bouet, D. Lagarde et al. // *Phys. Rev. B*. — 2014. — Vol. 90. — P. 075413.
- [147] Ivchenko E. L. Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures. — Alpha Science International, 2005.
- [148] Intrinsic homogeneous linewidth and broadening mechanisms of excitons in monolayer transition metal dichalcogenides / G. Moody, C. Kavir Dass, K. Hao et al. // *Nature Communications*. — 2015. — Vol. 6. — P. 8315.
- [149] Optical spectroscopy of excited exciton states in MoS<sub>2</sub> monolayers in van der waals heterostructures / C. Robert, M. A. Semina, F. Cadiz et al. // *Physical Review Materials*. — 2018. — Vol. 2, no. 1. — P. 011001.
- [150] Broadband asymmetric acoustic transmission by a plate with quasi-periodic surface ridges / C. Li, M. Ke, Y. Ye et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2014. — Vol. 105, no. 2. — P. 023511.
- [151] Vertical and in-plane heterostructures from WS<sub>2</sub>/MoS<sub>2</sub> monolayers / Y. Gong, J. Lin, X. Wang et al. // *Nature Materials*. — 2014. — Vol. 13. — P. 1135.
- [152] As-grown two-dimensional MoS<sub>2</sub> based photodetectors with naturally formed contacts / S. Khadka, T. E. Wickramasinghe, M. Lindquist et al. // *Applied Physics Letters*. — 2017. — Vol. 110, no. 26. — P. 261109.
- [153] Rao C. N. R., Nath M. Inorganic nanotubes // *Dalton Transactions*. — 2003. — no. 1. — P. 1.

- [154] Boron nitride nanotubes / N. G. Chopra, R. J. Luyken, K. Cherrey et al. // *Science*. — 1995. — Vol. 269, no. 5226. — P. 966.
- [155] MoS<sub>2</sub> as microtubes / M. Remškar, Z. Skraba, F. Cléton et al. // *Applied Physics Letters*. — 1996. — Vol. 69, no. 3. — P. 351.
- [156] Self-assembly of subnanometer-diameter single-wall MoS<sub>2</sub> nanotubes / M. Remškar, A. Mrzel, Z. Skraba et al. // *Science*. — 2001. — Vol. 292, no. 5516. — P. 479.
- [157] *Remškar M.* Inorganic nanotubes // *Advanced Materials*. — 2004. — Vol. 16, no. 17. — Pp. 1497–1504.
- [158] Atomically thin MoS<sub>2</sub>: A new direct-gap semiconductor / K. F. Mak, C. Lee, J. Hone et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 105. — P. 136805.
- [159] Excitons in atomically thin 2D semiconductors and their applications / J. Xiao, M. Zhao, Y. Wang, X. Zhang // *Nanophotonics*. — 2017. — Vol. 6, no. 6. — P. 1309.
- [160] Structure and electronic properties of MoS<sub>2</sub> nanotubes / G. Seifert, H. Terrones, M. Terrones et al. // *Physical Review Letters*. — 2000. — Vol. 85, no. 1. — Pp. 146–149.
- [161] On the electronic structure of WS<sub>2</sub> nanotubes / G. Seifert, H. Terrones, M. Terrones et al. // *Solid State Communications*. — 2000. — Vol. 114, no. 5. — Pp. 245–248.
- [162] Raman scattering of the MoS<sub>2</sub> and WS<sub>2</sub> single nanotubes / M. Viršek, A. Jesih, I. Milošević et al. // *Surface Science*. — 2007. — Vol. 601, no. 13. — Pp. 2868–2872.
- [163] Raman characterization of MoS<sub>2</sub> microtube / M. Viršek, M. Krause, A. Kolitsch, M. Remškar // *physica status solidi (b)*. — 2009. — Vol. 246, no. 11–12. — Pp. 2782–2785.

- [164] Electromechanical properties of small transition-metal dichalcogenide nanotubes / N. Zibouche, M. Ghorbani-Asl, T. Heine, A. Kuc // *Inorganics*. — 2014. — Vol. 2, no. 2. — Pp. 155–167.
- [165] Strain-induced phonon shifts in tungsten disulfide nanoplatelets and nanotubes / F. Wang, I. A. Kinloch, D. Wolverson et al. — 2016. — Vol. 4, no. 1. — P. 015007.
- [166] MoS<sub>2</sub> nanotube field effect transistors / M. Strojnik, A. Kovic, A. Mrzel et al. // *AIP Advances*. — 2014. — Vol. 4, no. 9. — P. 097114.
- [167] Record high current density and low contact resistance in MoS<sub>2</sub> fets by ion doping / S. Fathipour, H. M. Li, M. Remškar et al. // *VLSI-TSA*. — 2016.
- [168] Rolling up transition metal dichalcogenide nanoscrolls via one drop of ethanol / X. Cui, Z. Kong, E. Gao et al. // *Nature Communications*. — 2018. — Vol. 9, no. 1. — P. 1301.
- [169] New crystal structures of WS<sub>2</sub>: Microtubes, ribbons, and ropes / M. Remškar, Z. Škraba, M. Regula et al. // *Advanced Materials*. — 1998. — Vol. 10, no. 3. — Pp. 246–249.
- [170] Dekker Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology / Ed. by J. A. Schwarz. — Marcel Dekker, New York, 2004.
- [171] *Remškar M.* Comprehensive Nanoscience and Technology / Ed. by D. L. Andrews, G. D. Scholes, G. P. Wiederrecht. — Academic Press, Oxford 2011, 2011. — Vol. 1.
- [172] Dark excitons in transition metal dichalcogenides / E. Malic, M. Selig, M. Feierabend et al. // *Physical Review Materials*. — 2018. — Vol. 2, no. 1. — P. 014002.
- [173] *Wilson J. A., Yoffe A. D.* The transition metal dichalcogenides discussion and interpretation of the observed optical, electrical and structural properties // *Adv. Phys.* — 1969. — Vol. 18, no. 193.

- [174] Electronic properties and optical spectra of MoS<sub>2</sub> and WS<sub>2</sub> nanotubes / I. Milošević, B. Nikolić, E. Dobardžić et al. // *Physical Review B*. — 2007. — Vol. 76, no. 23. — P. 233414.
- [175] Temperature activation of indirect exciton in nanostructures based on MoS<sub>2</sub> / O. O. Smirnova, I. A. Eliseyev, A. V. Rodina, T. V. Shubina. — 2020. — Vol. 1482. — P. 012038.
- [176] Measuring the refractive index of highly crystalline monolayer MoS<sub>2</sub> with high confidence / H. Zhang, Y. Ma, Y. Wan et al. // *Scientific Reports*. — 2015. — Vol. 5. — P. 8440.
- [177] Tuning excitonic properties of monolayer mos<sub>2</sub> with microsphere cavity by high-throughput chemical vapor deposition method / Y. Mi, Z. Zhang, L. Zhao et al. // *Small*. — 2017. — Vol. 13, no. 42. — P. 1701694.
- [178] Reciprocal transmittances and reflectances: An elementary proof / M. Iwanaga, A. S. Vengurlekar, T. Hatano, T. Ishihara // *American Journal of Physics*. — 2007. — Vol. 75, no. 10. — Pp. 899–902.
- [179] *Gippius N. A., Tikhodeev S. G., Ishihara T.* Optical properties of photonic crystal slabs with an asymmetrical unit cell // *Physical Review B*. — 2005. — Vol. 72, no. 4. — P. 045138.
- [180] One-dimensional ZnO exciton polaritons with negligible thermal broadening at room temperature / A. Trichet, L. Sun, G. Pavlovic et al. // *Physical Review B*. — 2011. — Vol. 83, no. 4.
- [181] Spontaneous formation and optical manipulation of extended polariton condensates / E. Wertz, L. Ferrier, D. D. Solnyshkov et al. // *Nature Physics*. — 2010. — Vol. 6. — P. 860.
- [182] Bose–Einstein condensation of exciton polaritons / J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann et al. // *Nature*. — 2006. — Vol. 443, no. 7110. — Pp. 409–414.

- [183] Large vacuum rabi splitting in a multiple quantum well gan-based microcavity in the strong-coupling regime / G. Christmann, R. Butté, E. Feltn et al. // *Physical Review B*. — 2008. — Vol. 77, no. 8. — P. 085310.
- [184] Polaritons in layered two-dimensional materials / T. Low, A. Chaves, J. D. Caldwell et al. // *Nature Materials*. — 2016. — Vol. 16. — P. 182.
- [185] Direct observation of strong light-exciton coupling in thin WS<sub>2</sub> flakes / Q. Wang, L. Sun, B. Zhang et al. // *Optics Express*. — 2016. — Vol. 24, no. 7. — Pp. 7151–7157.
- [186] Room-temperature exciton-polaritons with two-dimensional WS<sub>2</sub> / L. C. Flatten, Z. He, D. M. Coles et al. // *Scientific Reports*. — 2016. — Vol. 6. — P. 33134.
- [187] Imaging exciton-polariton transport in MoSe<sub>2</sub> waveguides / F. Hu, Y. Luan, M. E. Scott et al. // *Nature Photonics*. — 2017. — Vol. 11. — P. 356.
- [188] *Palummo M., Bernardi M., Grossman J. C.* Exciton radiative lifetimes in two-dimensional transition metal dichalcogenides // *Nano Letters*. — 2015. — Vol. 15, no. 5. — Pp. 2794–2800.