

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Гартман Александра Дмитриевна

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТАПОВЕРХНОСТИ И ИНТЕГРАЛЬНЫЕ
ФОТОННЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ
И НИТРИДА КРЕМНИЯ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ СВЕТОМ
НА СУБВОЛНОВЫХ МАСШТАБАХ

Специальность: 1.3.6. Оптика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор,
профессор РАН А.А. Федянин

Москва — 2023

Оглавление

Список обозначений	5
Введение	6
Глава I	
Анализ современного состояния Ми-резонансной нанофотоники	13
1. Пространственное разделение скалярных световых пучков с орбитальным угловым моментом с помощью фазовой метаповерхности	13
1.1. Магнито–дипольные резонансы в диэлектрических наноструктурах	13
1.2. Обзор метаповерхностей в фотонике, виды, принципы работы и области применимости	14
1.3. Области применения метаповерхностей в оптике	16
1.4. Электромагнитное излучение с орбитально угловым моментом . .	20
1.5. Пространственное разделение света с ОУМ	22
1.6. Применения света с ОУМ в квантовой фотонике	23
1.7. Применение диэлектрических метаповерхностей для квантовой томографии	28
2. Эффективная интеграция экситонных излучателей в тонких пленках InSe с резонансными кремниевыми волноводами	30
2.1. Виды однофотонных излучателей	30
2.2. Экситонные излучатели в пленках InSe.	32
2.3. Ориентация точечного дипольного излучателя в полупроводниках	35
2.4. Поперечно-ориентированные экситоны в тонких пленках InSe . . .	37
2.5. Интеграции экситонных излучателей в тонких пленках с волноводными интегральными структурами.	41
3. Субволновая цепочка резонансных наночастиц для эффективной связи экситонных эмиттеров в гетероструктурах	45
3.1. Общие свойства диэлектрических переходных металлов.	47
3.2. Экситонные переходы в ДПМ	48
3.3. ДПМ и резонаторы	52
3.4. Гетероструктуры из монослоев ДПМ.	55
3.5. Время жизни, коэффициент поглощения интенсивность насыщения межсоевского экситона пленок ДМП.	56
3.6. Области применения ДПМ.	59

Глава II

Пространственное разделение скалярных световых пучков с орбитальным угловым моментом с помощью фазовой метаповерхности

62

1. Численное моделирование оптимального дизайна КМП. 64
 - 1.1. Геометрическое задание фазового профиля КМП. 64
 - 1.2. Теоретическое описание преобразования фазы. 65
 - 1.3. Численная оптимизация дизайна КМП. 66
 - 1.3.1. Высота и диаметр кремниевых нанодисков. 66
 - 1.3.2. Период и фаза кремниевых нанодисков. 67
 - 1.3.3. Численная оптимизация фазовой маски КМП. 69
2. Численное моделирование КМП и исследование ее оптических свойств. . 70
 - 2.1. Численное моделирование скалярных пучков с различными значениями ОУМ. 70
 - 2.2. Преобразование излучения, прошедшего через КМП. 72
 - 2.3. Симуляция пространственного разделения скалярных пучком с ОУМ, прошедших через КМП. 73
3. Оптимальный дизайн КМП. 75
4. Методики изготовления экспериментальных образцов КМП. 76
5. Экспериментальное наблюдение изменение фазы излучения, прошедшего через КМП. 78
6. Выводы к главе 2. 80

Глава III

Эффективная интеграция экситонных излучателей в тонких пленках InSe с резонансными кремниевыми волноводами

81

1. Численная оптимизация дизайна резонансной волноводной системы. . . . 82
 - 1.1. Оптимальный дизайн резонансной волноводной системы. 82
 - 1.2. Оптимизация дизайна дифракционных решеток на выходе волноводной системы 86
2. Оптическая характеристика пленок халкагенида переходного металла, на примере селенида индия InSe 90
3. Методики изготовления экспериментальных образцов на основе резонансной волноводной системы. 94

4. Оптическая характеристика резонансных волноводных структур.....	97
4.1. Спектроскопия комбинационного рассеяния	97
4.2. Исследование коэффициента пропускания РВС	100
4.2.1. Влияние дифракционной решетки на эффективное пропускание РВС.	102
4.3. Исследование фотолюминесценции РВС.....	104
5. Выводы к главе.....	108
Глава IV	
Субволновая цепочка резонансных наночастиц для эффективной связи экситонных эмиттеров в гетероструктурах	109
1. Оптимизация параметров РВС.....	110
2. Влияние положения дипольного излучателя в гетероструктуре на величину оптической связи РВС с ним.	115
2.1. Изменение коэффициента оптической связи РВС с дипольными излучателями в пленке ДПМ в зависимости от их геометрии.....	116
2.2. Изменение эффекта Парселла от расположения дипольного излучателя в пленке ДПМ.....	117
3. Исследование линейно-оптических свойств РВС в случае, когда межслоевой экситонный излучатель в пленках $\text{MoSe}_2\text{-WSe}_2$ образуется над центром РВС.	120
3.1. Ориентация межслоевого дипольного излучателя в гетероструктуре $\text{MoSe}_2\text{-WSe}_2$	121
3.2. Ориентация межслоевого дипольного излучателя в гетероструктуре $\text{MoSe}_2\text{-WSe}_2$	122
4. Выводы к Главе IV.....	124
Заключение	125
Благодарности	126
Публикации автора по теме диссертации	127
Список литературы	129

Список обозначений

- ε — тензор диэлектрической проницаемости
 μ — тензор магнитной проницаемости
 n — показатель преломления
 T — коэффициент пропускания
 λ_{res} — резонансная длина волны
 S — спиновой угловой момент
 L — орбитальный угловой момент
 A_{eff} — коэффициент Парселла
 Q — добротность резонатора
FDTD — метод конечных разностей во временной области
ОУМ — орбитальный угловой момент
ЛГ — моды Лагерра–Гаусса
ПМС — пространственный модулятор света
КМП — кремниевая метаповерхность
ED — электрический диполь
MD — магнитный диполь
EQ — электрический квадруполь
MQ — магнитный квадруполь
ДПМ — диалектриды переходных металлов
RVC — резонансная волна
СП — сплошной волновод
ФЛ — фотлюменесценция
КР — комбинационное рассеяние

Введение

Диссертационная работа посвящена численному моделированию и экспериментальному исследованию оптических эффектов в наноразмерных фотонных структурах для управления светом на субволновых масштабах. Разрабатывается оптимальный дизайн резонансной кремниевой метаповерхности (КМП) для пространственного разделения скалярных пучков типа Лагерра – Гаусса с орбитальным угловым моментом (ОУМ). Особое внимание уделяется созданию оптимального дизайна резонансной волноводной системы (РВС) на основе кремниевого волновода, центральная часть которого состоит из наноантенн с резонансами типа Ми и нанесенной на них тонкой пленкой селенида индия, и исследованию их эффективной взаимосвязи. Отдельно рассматривается использование нитрида кремния в качестве материала для создания на его основе резонансного волновода с тонкими пленками диалкогенидов переходных металлов (ДПМ).

Актуальность выбранной темы обусловлена растущим интересом к нанофотонике как для фундаментальных исследований, так и для прикладных задач по управлению излучением на микро- и наномасштабах в рамках интегрального оптического чипа, который может быть изготовлен по стандартам современной микроэлектроники. Такие оптические устройства за счет своих уникальных свойств часто превосходят возможности объемных аналогов по управлению излучением и открывают широкие перспективы для масштабирования. Отдельной областью фотоники, которая представляет особый интерес для задач квантовой криптографии, является исследование электромагнитного излучения с орбитальным угловым моментом (ОУМ) – составляющей частью углового момента светового луча, зависящей от пространственного распределения поля в каждой точке пространства. Примером излучения с орбитальным угловым моментом являются скалярные световые пучки Лагерра – Гаусса. В свою очередь, было доказано, что повышение размерности пространства за счет использования таких пучков не только способствует росту плотности кодирования оптической информации в одном канале, но и увеличивает секретность связи, делая его более устойчивым. Это связано в первую очередь с созданием надежных и защищенных широкополосных каналов связи для передачи и обработки информации. Однако несмотря на все преимущества работы со светом, обладающим таким большим числом степеней свободы, в настоящий момент существует не так много устройств, реализованных на компактной интегральной платформе. В связи с этим актуальным является поиск решений, позволяющих осуществлять управление светом с ОУМ и основанных на новых подходах и принципах. Одной из ключевых задач в этой области является реализация пространственного разделения скалярных световых пучков с различными значениями ОУМ. Этого можно достичь с помо-

щью планарных оптических устройств — метаповерхностей, представляющих собой двумерные массивы резонансных наноструктур, специально спроектированных для создания сложного фазового профиля ради эффективного управления и генерации высокоразмерных запутанных квантовых состояний.

Альтернативным решением в задачах по управлению светом на субволновых масштабах является использование интегральных оптических элементов — таких как оптические волноводы, адиабатические Y-разветвители, интерференционные делители и мультиплексоры. В связи с этим, большинство современных работ в области интегральной оптики направлены на разработку оптических элементов, совместимых с комплементарной полупроводниковой технологией, для перевода классических оптических систем на наномасштаб. Однако проблема эффективной реализации и фабрикации подобных наноструктур до конца не решена. Высокие потери используемых материалов и сложность миниатюризации оптических структур приводят к необходимости поиска альтернативных методов и подходов к решению данной задачи. С этой точки зрения использование диэлектрических наноструктур для эффективного контроля света и управления им является привлекательным для широкого класса научных исследований и технических приложений, чем и обусловлен выбор данной тематики работы.

Цель и задачи диссертационной работы

Цель диссертационной работы заключается в разработке и создании оптических кремниевых метаповерхностей для демультимплексирования световых пучков с различными значениями орбитального углового момента, а также волноводных структур на основе резонансных наночастиц из кремния и нитрида кремния для эффективной оптической связи с излучателями в тонких пленках прямозонных полупроводников.

В рамках поставленной цели были сформулированы следующие **задачи**:

- Выполнить численное моделирование пространственного разделения скалярных пучков с различными значениями ОУМ при помощи фазовых поляризационно — нечувствительных кремниевых метаповерхностей.
- Провести экспериментальное определение и численный расчет эффективности оптической связи волноводных мод в цепочках кремниевых нанодисков и источников люминесценции в тонких пленках селенида индия.
- Реализовать численное моделирование эффекта люминесценции, связанной с межслоевыми экситонными излучателями, в гетероструктурах из монослоев диэлектрических переходных металлов на брэгговском волноводе из нитрида кремния.

Объект и предмет исследования

В роли объектов исследования в данной работе выступают тонкие пленки халькогенидов переходных металлов, монослойные гетероструктуры ДПМ, межслоевые экситонные переходы в тонких пленках, волноводные структуры на основе нанорезонаторов из полупроводниковых материалов (Si, SiN), а также диэлектрические метаповерхности, состоящие из нанодисков определенной геометрии, коллективные магнитные дипольные резонансы типа Ми и электромагнитное излучение с ОУМ. Предметом исследования являются оптические эффекты в РВС и пространственное разделение света с разными значениями ОУМ при помощи поляризационно-независимых диэлектрических метаповерхностей определенной топологии.

Методология диссертационного исследования

В работе используются следующие методы исследования:

- Численные расчеты по оптимизации геометрических параметров и исследования оптических свойств РВС и КМП были проведены методом конечных разностей во временной области (в коммерческом программном обеспечении Ansys Lumerical FDTD).
- Численное моделирование разделения скалярных пучков с ОУМ в пространстве с помощью КМП было проведено методом решения уравнений для дифракции Фраунгофера и реализовано в программном пакете Zemax Optic Studio.
- Морфология экспериментальных образцов была исследована при помощи оптической, атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии.
- Характеризация резонансной волноводной системы с тонкими пленками InSe проводилась методом спектроскопии комбинационного рассеяния.
- Для проведения экспериментов с РВС использовалась экспериментальная установка для микрофотолюминесценции с использованием гелиевого криостата проточного типа.
- Для исследования эффективности связи РВС с экситонными излучателями в тонких пленках InSe была использована экспериментальная установка оптической микроспектроскопии в схеме на отражение.

Научная новизна

- Впервые численно реализована пространственная селекция мод Лаггера-Гаусса с помощью субволновой полупроводниковой структуры, состоящей из нанодисков одинакового размера. В отличие от ранее предложенных аналогов наблюдаемый эффект не зависит от поляризации падающего излучения.
- В отличие от ранее изученных диэлектрических волноводов, в данной работе впервые предлагается объединение резонансного волновода с тонкой пленкой селенида индия. Особенность этой системы в том, что резонанс кремниевых нанодисков совпадает с экситонным переходом в тонких пленках халькогенида. Этот новый подход позволяет добиться эффективной генерации света на интегральном фотонном чипе.
- Впервые численно продемонстрировано эффективное заведение излучения люминесценции двумерной гетероструктуры на интегральный фотонный чип с помощью массива специально спроектированных диэлектрических наночастиц. Такое объединение монослоев дихалькогенидов переходных металлов с брэгговским волноводом в резонансную структуру ранее не изучалось.

Теоретическая и практическая значимость

Представленные в диссертационной работе результаты могут использоваться для разработки и создания оптических устройств, реализованных на интегральной платформе, для управления светом на наномасштабах. Использование диэлектрических метаповерхностей, проводящих пространственное разделение электромагнитного излучения с ОУМ, позволит повысить надежность и защиту широкополосных каналов связи для передачи и обработки информации.

Положения выносимые на защиту

1. Поляризационно-независимая кремниевая метаповерхность на основе нанодисков, поддерживающих одновременное возбуждение электрического и магнитного резонансов типа Ми, позволяет пространственно разделять скалярные пучки с различными значениями орбитального углового момента.
2. Возбуждение магнитного дипольного резонанса типа Ми в кремниевых нанодисках, формирующих волноводную цепочку, усиливает фотолюминесценцию тонких пленок селенида индия, размещенных на ней, и приводит к усилению перекачки излучения люминесценции в волновод.
3. Возбуждение дефектной ТМ моды брэгговского волновода из Ми-резонансных наночастиц приводит к усилению люминесценции межслоевых экситонных ис-

точников в гетероструктурах из монослоев дихалькогенидов переходных металлов, расположенных на волноводе. При этом, возбуждение магнитного дипольного резонанса в наночастицах приводит к усилению перекачки излучения люминесценции в волновод.

Достоверность результатов

Результаты экспериментальных исследований были получены на современном оборудовании, воспроизводятся при повторении измерений, находятся в согласии с результатами расчетов и не противоречат существующим литературным данным. Результаты численного моделирования сохраняются при уменьшении шага сетки и согласуются с полученными аналитически. Указанные факторы свидетельствуют о высокой степени достоверности представленных результатов.

Апробация работы

Результаты, отраженные в настоящей диссертации, представлены в следующих докладах на международных конференциях:

- Gartman A.D., Shorokhov A.S., Fedyanin A.A., "Optical Metasurfaces and Integral Photonic Structures for Control of Nonclassical Light on Subwave-Scale" 9th German-Russian Week of the Young Researcher at Moscow State University Focuses on Quantum Physics Москва (2019)
- Gartman A.D., Shorokhov A.S., Fedyanin A.A., "Efficient integration of single-photon emitters embedded in thin InSe film with resonant silicon waveguides" V International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO 2020 Грузия (2020)
- Гартман А.Д., Шорохов А.С., Федянин А.А., "Оптические метаповерхности для управления неклассическим светом с орбитальным угловым моментом" Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных Ломоносов-2020 Москва, Россия (2020)
- Гартман А.Д., Ибрагимов А.А., Шорохов А.С., "Оптический аналог нейронного синапса на основе кремниевого волновода с кластером резонансных наноантенн" Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых Ломоносов-2021 Москва, Россия (2021)
- Gartman A.D., Shorokhov A.S., Fedyanin A.A., "Silicon based metasurfaces for tomography of photons with entangled orbital angular momentum" VI International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO 2021 Россия, (2021)

- Антипов Т.В., Гартман А.Д., Шорохов А.С., "Оптическая связь межслоевых экситонов в тонких пленках с резонансными кремниевыми наноструктурами" Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых Ломоносов-2022 Москва, Россия (2022)
- Антипов Т.В., Гартман А.Д., Шорохов А.С., "Оптическая связь межслоевых экситонов в тонких пленках с резонансными кремниевыми наноструктурами" Молодёжная школа-конференция «Наноструктуры. Свойства и применение» Санкт-Петербург, Россия (2022)
- Antipov T.V., Gartman A.D., Shorokhov A.S., "Optical coupling of interlayer excitons in thin films with resonant silicon nanostructures" School on Advanced Light-Emitting and Optical Materials Санкт-Петербург, Россия (2022)
- Антипов Т.В., Гартман А.Д., Шорохов А.С., "Оптическая связь межслоевых экситонов в тонких пленках с резонансными кремниевыми наноструктурами" 65-я Всероссийская научная конференция МФТИ Москва, Россия (2023)
- Антипов Т.В., Гартман А.Д., Шорохов А.С., "Оптическая связь межслоевых экситонов в тонких пленках с резонансными кремниевыми наноструктурами" Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых Ломоносов-2023 Москва, Россия (2023)
- Антипов Т.В., Гартман А.Д., Шорохов А.С., "Оптическая связь межслоевых экситонов в тонких пленках с резонансными кремниевыми наноструктурами" 61-я Международная научная студенческая конференция 2023 Новосибирск, Россия (2023)

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 19-32-90223 , 20-02-00897, 21-52-12036 и стипендии программы по поддержки молодых ученых «УМНИК».

Публикации

Основные результаты диссертации изложены в 10 печатных работах, в том числе 3 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих «Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова», 1 патенте и 6 публикациях в сборниках трудов и тезисов конференций. Список работ автора приведён в конце диссертации перед списком литературы.

Личный вклад

Все представленные в диссертационной работе результаты получены автором лично либо при его определяющем участии. Личный вклад автора включает в себя постановку задачи, проведение аналитических и численных расчетов, сборку и юстировку экспериментальных установок, автоматизацию измерений, получение и обработку экспериментальных данных, работу над публикациями.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, списка обозначений, четырех глав, заключения и библиографии. Общий объем работы составляет 142 страницы, включающих 84 рисунка и 3 таблицы. Библиография включает 162 наименования на 13 страницах.

Краткое содержание диссертационной работы

В первой главе диссертации приведен анализ современного состояния области резонансной нанофотоники на основе Ми-резонансных наноструктур с высоким показателем преломления, рассмотрены метаповерхности, как аналоги плоских структур, позволяющие управлять амплитудой, фазой и поляризацией излучения. Приведен обзор наиболее распространенных источников однофотонных излучателей, в том числе, набирающих популярность в последнее время, слоистых дихалькогенидов переходных металлов. Показаны волноводные резонансные структуры, на основе Ми-резонансных наночастиц.

Вторая глава посвящена численному исследованию кремниевой метаповерхности (КМП) для пространственного разделения скалярных пучков с ОУМ. В программном пакете Lumerical FDTD методом конечных разностей во временной области было проведено численное моделирование зависимостей коэффициента пропускания и фазовых профилей кремниевых метаповерхностей и подобраны оптимальные параметры структуры. Демонстрации пространственного разделения скалярных пучков с разными значениями ОУМ было проведено численное моделирование методом решения уравнений для дифракции Фраунгофера, реализованным в программном пакете Zemax Optic Studio в модуле физической оптики.

Третья глава диссертационной работы посвящена вопросу эффективной интеграции излучателей с резонансными волноводными системами на основе кремниевого волновода, центральная часть которого представляет собой нанорезонаторы - нанодиски, покрытые сверху тонкой пленкой селенита индия .

В четвертой главе предложена оптимизированная конструкция резонансной волноводной системы из нитрида кремния (PVC типа №2), состоящая из оптически связанных резонансных наноантенн для эффективной связи с дипольными излучателями в гетероструктурах на основе монослоя MoSe₂ и монослоя WSe₂, за счет возбуждения дефектной ТМ моды волновода. Под дипольными излучателями в этих гетероструктурах понимаются локализованные межслоевые экситонные состояния, связанные с дефектами в гетероструктурах на основе тонких пленок дихалькогенидов переходных металлов.

В Заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы.

Глава I

Анализ современного состояния Ми-резонансной нанофотоники

1. Пространственное разделение скалярных световых пучков с орбитальным угловым моментом с помощью фазовой метаповерхности

1.1. Магнито-дипольные резонансы в диэлектрических наноструктурах

Фундаментальным принципом диэлектрических наноструктур для управления оптическими полями являются резонансы типа Ми, которые представляют собой решение Ми уравнений Максвелла. Характерный размер наноструктур в данном случае составляет $\approx \lambda/n_{eff}$, где λ – резонансная длина волны, а n_{eff} – эффективный показатель преломления наноструктуры. Оба параметра являются функциями геометрических размеров наноструктуры и чувствительны к их изменениям. Рассмотрим распределения электромагнитного поле в дальней зоне от диэлектрической рассеиваемой наноструктуру на примере нанокуба (рис. 3(а)) [1]. Тогда поле рассеянной волны в дальней зоне можно разложить на компоненты:

$$I = \frac{2\omega^4}{3c^2}|P|^2 + \frac{2\omega^4}{3c^2}|M|^2 + \frac{4\omega^5}{3c^4}(P \cdot T) + \frac{2\omega^6}{3c^5}|T|^2 + \frac{\omega^6}{5c^5} \sum |Q_{\alpha\beta}|^2 + \frac{\omega^6}{40c^5} \sum |M_{\alpha\beta}|^2 + \dots \quad (1)$$

где в выражении(1) $P, M, T, Q_{\alpha\beta}, M_{\alpha\beta}$ определяются как электрические и магнитные диполи (ED и MD), электрические и магнитные квадруполь (EQ и MQ) соответственно. Эти резонансы типа Ми могут интерферировать или взаимодействовать друг с другом, потенциально повышая возможности в управлении свойствами диэлектрических наноструктур.

На рис. 3(б) показан спектр экстинкции кремниевого нанодиска и вклад каждой электромагнитной моды. Разные резонансные компоненты играют разную роль в спектре поглощения, предполагается, что управляя их взаимной ориентацией, можно модулировать свойства диэлектрических наноструктур [2]. Кроме того, комбинируя различные электромагнитные резонансы между собой в пределах одного метеоатома, возникает возможность спроектировать диэлектрическую метаповерхность (высокоэффективную метаповерхность Гюйгенс) для эффективного управления электромагнитным излучением [3].

Как показано на рис. 3(в) и (г), можно значительно увеличить эффективное пропускание диэлектрической структуры путем одновременной генерации MD и ED резонансов и их взаимного перекрытия в метеоатоме. Это явление также можно интерпретировать с помощью модели эффективного показателя преломления. Генерация

рируя электрические и магнитные резонансы одновременно, можно модулировать эффективную диэлектрическую и магнитную проницаемости. В случае, когда эффективная диэлектрическая проницаемость и магнитная проницаемость удовлетворяют условию согласования импеданса, отражение может быть сведено к минимуму.

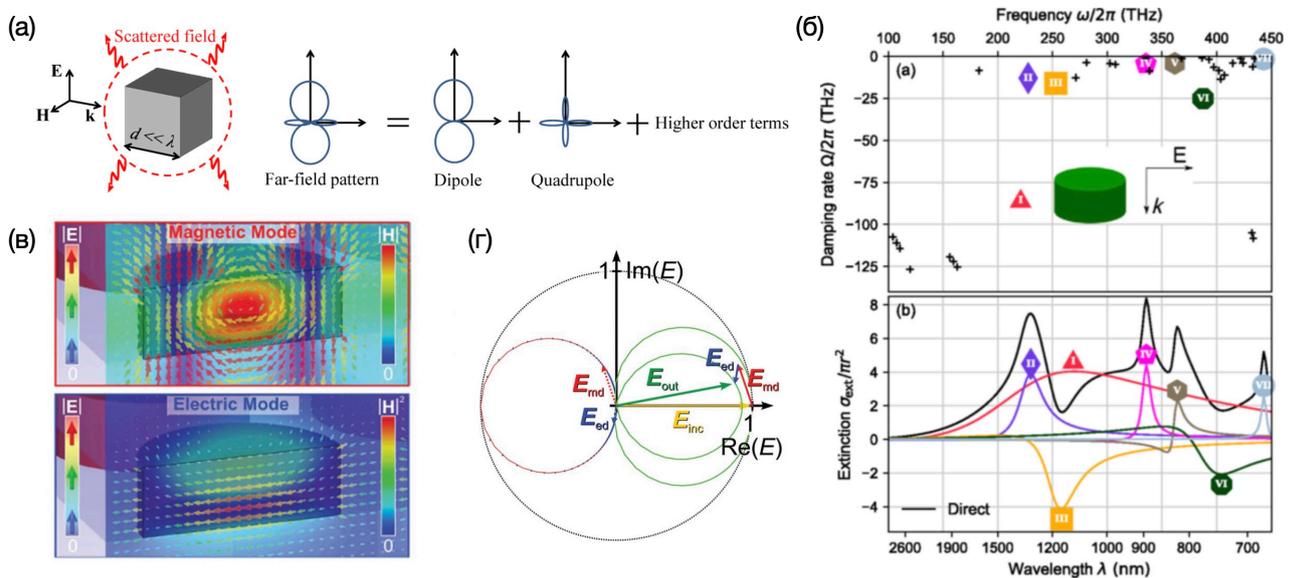


Рис. 1: (а) Покомпонентное распределение поля в дальней зоне от рассеивающей диэлектрической структуры, характерный размер которой меньше резонансной длины волны падающего электромагнитного излучения [1]; (б) численное моделирование спектра экстинкции для кремниевого нанодиска и вклад каждой резонансной моды в нем [2]; (в) распределение электрического и магнитного поля электромагнитных мод для кремниевого резонатора Гюйгенса [3]; (г) векторная диаграмма, изображающая суперпозицию электромагнитных резонансов и падающих волн для диэлектрической наноструктуры [3]

1.2. Обзор метаповерхностей в фотонике, виды, принципы работы и области применимости

Проводя аналогию с дифракционной решеткой, на границе раздела двух сред для метаповерхности применим принцип Ферма [4], тогда волновые вектора отраженной и прошедшей электромагнитной волны имеют вид:

$$\begin{cases} k_{r,x} = k_{i,x} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ k_{t,x} = k_{i,x} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \end{cases} \quad (2)$$

где $k_{i,x}$, $k_{r,x}$, и $k_{t,x}$ x-компоненты волновых векторов падающего, отраженного и прошедшего света соответственно, а $\partial \phi / \partial x$ градиент фазы.

Согласно выражению(2), возможно управлять направлением распространения отраженного и прошедшего через метаповерхность электромагнитного излучения путем изменения градиента фазы на границе раздела двух сред (рис. 2). Так например, было продемонстрирована возможность изменения значения фазы прошедшего излучения в диапазоне от 0 до π для фиксированной длины волны, путем изменения геометрических параметров наностержней [4,5]. Однако, для полного контроля электромагнитного излучения, необходимо, контролировать изменение фазы излучения в диапазоне от 0 до 2π . Поэтому, в последние годы большое количество исследований направлены на изучение и конструирование метаповерхностей, обеспечивающих полную фазовую манипуляцию и поддерживающих высокую эффективность рассеивания электромагнитного излучения.

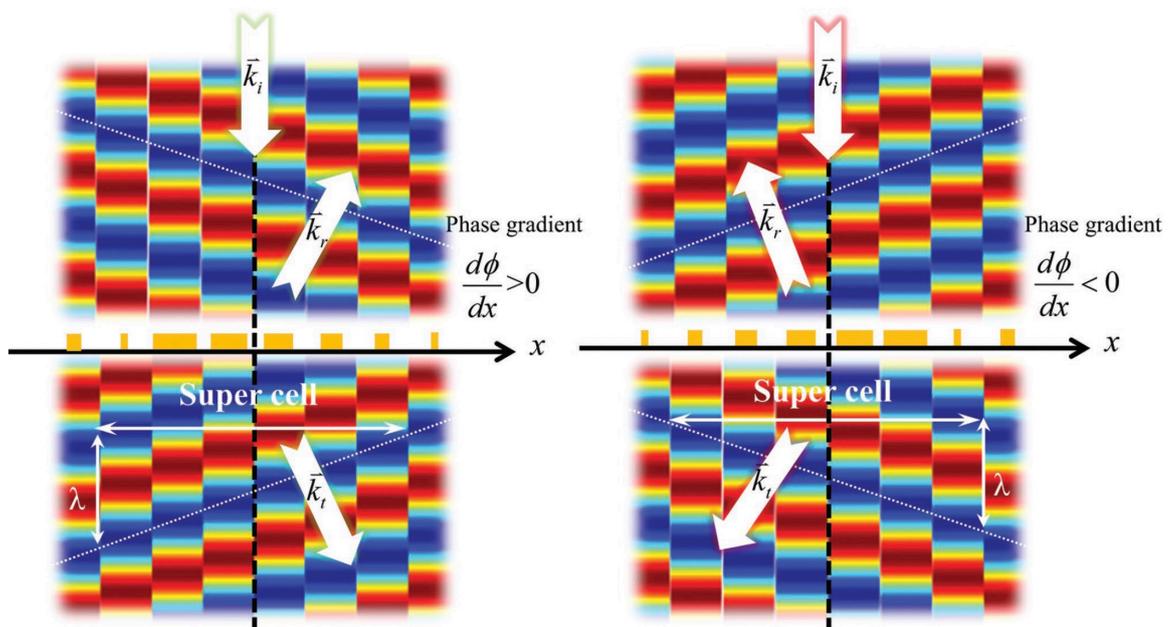


Рис. 2: Схематическое изображение метаповерхностей, состоящих из наностержней с положительным (слева) и отрицательным (справа) градиентом фазы [6].

На сегодняшний день, существует широкий спектр метаповерхностей, различающихся по своей структуре, материалам, из которых они изготовлены и как следствие своим физическим свойствам и принципам работы. Выделяют следующие основные виды МП:

- мультрезонансные метаповерхности;
- плазмонные метаповерхности;
- фазовые метаповерхности;
- метаповерхности Гюйгена;

- диэлектрические метаповерхности.

Остановимся на некоторых более подробно

Тип метаповерхности	Особые свойства	Недостатки
1) Мультирезонансные метаповерхности	первые предложенные	низкая эффективность преобразования, нет контроля поляризации
2) Плазмонные метаповерхности	высокая эффективность,	ограничение области применения (из-за коэффициента отражения)
3) Фазовые метаповерхности	простота дизайна и фабрикация, широкополосная область применимости	ограничено работой света с круговой поляризацией
4) Гюйгенсовы метаповерхности	высокий коэффициент пропускания, эффективность в микроволновом и ближнем инфракрасном диапазонах	многослойность, слабая эффективность работы в оптическом диапазоне
5) Диэлектрические метаповерхности	низкие потери в оптическом диапазоне частот, высокая эффективность передачи сигнала	ограниченная пропускная способность в видимом диапазоне частот, ограниченный выбор материалов

1.3. Области применения метаповерхностей в оптике

Последние достижения в области МП позволили продемонстрировать многие оптические явления и реализовать на их базе различные планарные фотонные устройства, являющиеся альтернативами обычных стационарных оптических объектов, позволяющих управлять такими параметрами света как поляризация, фаза и амплитуда [8]. За счет своих ультракомпактных микро-размеров, позволяющих преодолевать ряд ограничений, которых не возможно устранить, используя их традиционные аналоги, демонстрируют универсальные новые функциональные возможности (см. рис. 4).

- **Управление поляризацией света.** Обычно, для управления состоянием поляризации света используют такие оптические элементы, как двулучепрелом-

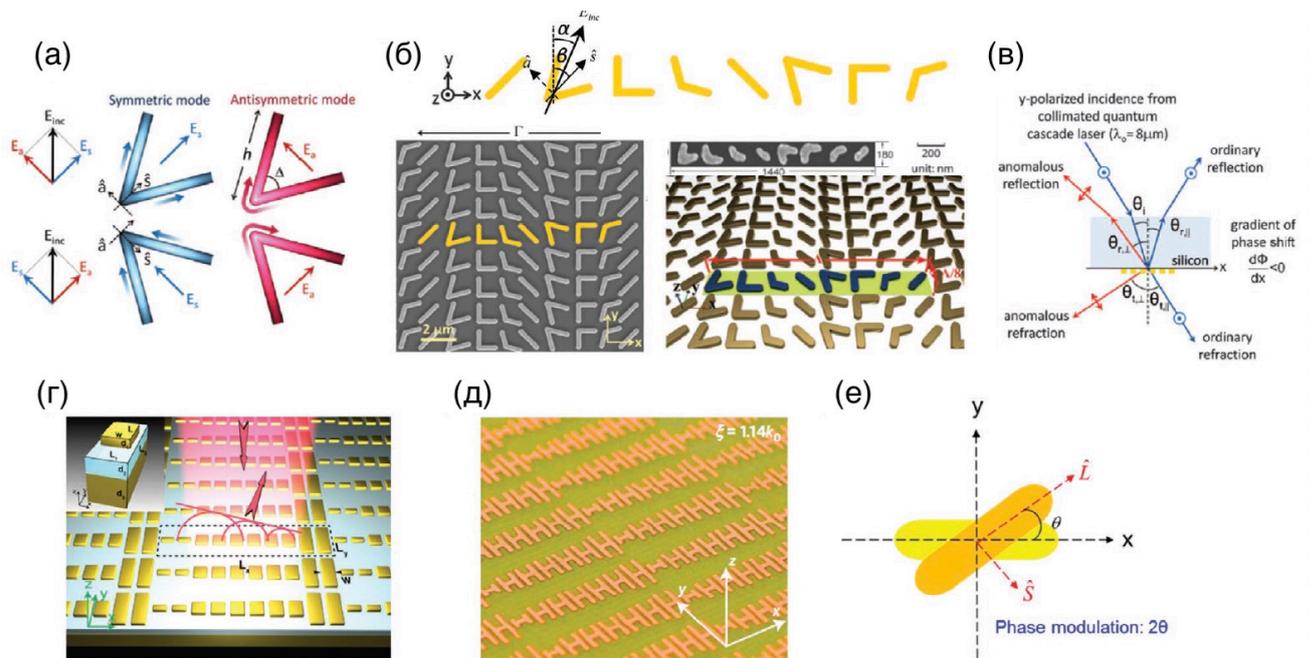


Рис. 3: Численное моделирование световых лучей с СУМ и ОУМ, демонстрирующие распределения поляризации (правая и левая круговая поляризация) для собственных состояний СУМ (SAM) и распределения фазы для собственных состояний ОУМ (OAM) [7].

ляющие кристаллы, за счет фазовой задержки между двумя ортогонально поляризованными волновыми компонентами свет распространяющегося света. Как правило, данные устройства достаточно громоздки (например, для интеграции их на фотонный чип) и имеют ряда ограничений, таких как узкая полоса пропускания и ограниченный выбор материалов. Это открывает возможность в разработке МП, работающих в различных частотных диапазонах. Так например, в работе [10] управление поляризацией электромагнитной волны реализовано путем расщепления падающего света на две ортогональные компоненты и регуляцией требуемой фазовой задержкой между ними. Для этого были разработана метаповерхность, состоящая из v-образных нано-антенн разной геометрии (см. рис. 5(a)). Такой дизайн МП приводит к фазовому градиенту прошедшего излучения, заставляя свет отклоняться то направления распространения. Это позволило добиться генерации света с эллиптичностью около 0,97 в широком диапазоне длин волн (от 5 до 12 мкм). В работе [11] было продемонстрировано, как при помощи фазовой МП изменять поляризацию на 45° , тем самым делая из право-циркулярной поляризации света (RCP) левую (LCP) и наоборот в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн (см. рис. 5(б)).

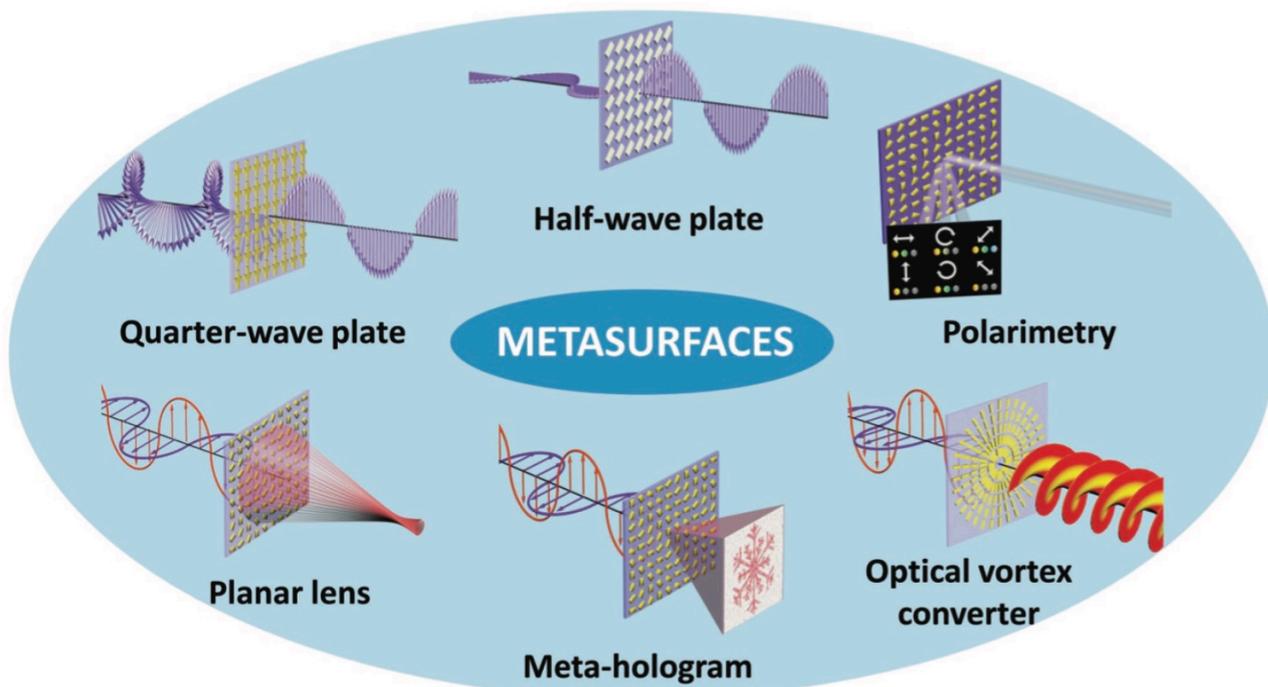


Рис. 4: Графическая таблица, иллюстрирующая основные направления по развитию приложений для МП для управления светом. [9].

- Генерация скалярных и векторных пучков.** В последнее время возрос интерес к МП, как платформы для генерации оптических пучков различного типа, применимых как в классической оптике, так и в квантовых коммуникационных технологиях. Так например, группой ученых [12] были продемонстрированы МП, позволяющие генерировать значения ОУМ от -25 до 25 с эффективностью преобразования 9% в диапазоне длин волн $760\text{--}790$ нм (см. рис. 5(в)). В работе [13] была разработана фазовая МП, состоящая из кольцевых наноантенн, для создания векторных пучков в широком спектральном диапазоне (см. рис. 5(г)). Группой ученых [15] было показано, как используя диэлектрическую МП Гуйгенса можно преобразовывать вертикальную поляризацию падающего излучения в азимутальную поляризацию, и горизонтальную поляризацию электромагнитного излучения в радиально поляризованный свет с эффективностью до 99% на телекоммуникационных частотах (см. рис. 5(ж)).
- Создание метаголограммы.** Еще одной интересной областью применения МП является реализация на их основе компьютерных голограмм, требующих высокой точности при расчетах локальных профилей фазы, амплитуды и поляризации, для создания высококачественных изображений. Так в работе [14], МП из кремниевых нанодисков с разным периодом решетки, была исполь-

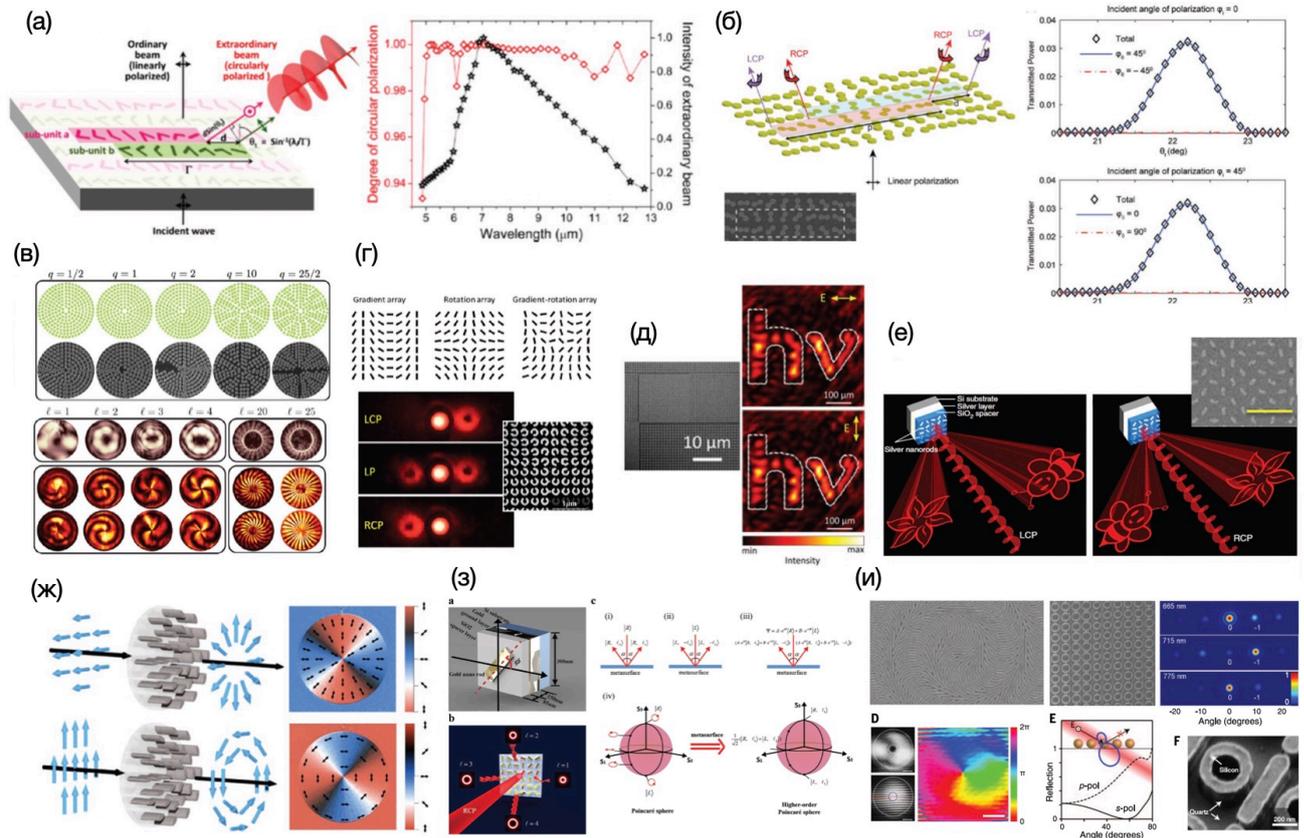


Рис. 5: Области применения МП: (а) управление поляризацией электромагнитного излучения по средствам МП, состоящей из v-образных наноантен разной геометрии [10]; (б) использование фазовой МП для изменения поляризации на 45° в ближнем инфракрасном спектральном диапазоне [11]; (в) МП для генерирования излучения с ОУМ от -25 до 25 с эффективностью преобразования 9% в диапазоне длин волн 760–790 нм [12]; (г) генерация векторных пучком МП [13];(д) создание голограмм по средствам фазовой МП, состоящей из кремниевых нанодисков [14], (е) реконструирование двух независимых изображений по средствам МП, состоящей из массива наностержней разной конфигурации [13]; (ж) использование диэлектрической МП Гуйгенса для преобразования вертикально поляризованное падающее излучение в азимутальную поляризацию, и горизонтальную поляризацию электромагнитного излучения в радиально поляризованный свет с эффективностью до 99% на телекоммуникационных частотах.

зована для создания фазовой маски, генерирующей изображение "hv" с эффективностью 40% в случаях света поляризованного как горизонтально, так и вертикально в ближнем инфракрасном диапазоне (см. рис. 5(д)). В работе [13] было продемонстрировано реконструирование двух независимых изображений фазовой МП, состоящей из массива наностержней, ориентированных друг относительно друга, как показано на рис. 5(е), что позволяет контролировать

положение голограмм изображений, изменяя направленность падающей электромагнитной волны.

1.4. Электромагнитное излучение с орбитально угловым моментом

Теоретически и экспериментально было показано, что электромагнитное излучение не только переносит энергию, но и обладает линейным и угловым моментами. Самые ранние теоретические работы по изучению пучков с ОУМ появились в 1950-х годах [16, 17]. Позднее, в 1992 году экспериментально была продемонстрирована генерация вихревого светового пучка со спиральным волновым фронтом [18]. Таким образом, полный угловой момент светового пучка может состоять из спиновой компоненты, обусловленной поляризацией излучения, и из орбитальной компоненты, связанной с распределением фазы и интенсивности излучения в пространстве [19]. Кроме того, ОУМ связан с циркуляцией энергии и не зависит от поляризации света.

Запишем выражение для импульс света:

$$\mathbf{P} = \frac{g}{2} \text{Im} \left[\tilde{\varepsilon} \mathbf{E}^* \cdot (\nabla) \mathbf{E} + \tilde{\mu} \mathbf{H}^* \cdot (\nabla) \mathbf{H} \right] \quad (3)$$

В выражении(4) \mathbf{E} и \mathbf{H} электрическое и магнитное поле соответственно, а $g = (8\pi\omega)^{-1}$, $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon + \omega d\varepsilon/d\omega$ и $\tilde{\mu} = \mu + \omega d\mu/d\omega$. Тогда спиновый угловой момент (СУМ) и ОУМ соответственно равны:

$$\mathbf{S} = \frac{g}{2} \text{Im} \left[\tilde{\varepsilon} \mathbf{E}^* \times \mathbf{E} + \tilde{\mu} \mathbf{H}^* \times \mathbf{H} \right] \quad (4)$$

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{P} \quad (5)$$

Суммарный угловой момент (УМ) света равен $\mathbf{J} = \mathbf{S} + \mathbf{L}$. Для светового луча, вращение поляризации приводит к СУМ, а вращение фазы к ОУМ. Рассмотрим, распространение светового луча по оси OZ:

$$\mathbf{E}(r, \theta, z) = A(r, z) \frac{\hat{\mathbf{x}} + m\hat{\mathbf{y}}}{\sqrt{1 + |m|^2}} \exp(ikz + il\theta) \quad (6)$$

Тогда выражения для СУМ и ОУМ могут быть записаны как:

$$\frac{\mathbf{S}}{W} = \frac{\sigma \mathbf{k}}{\omega k} \quad (7)$$

$$\frac{\mathbf{L}}{W} = \frac{l \mathbf{k}}{\omega k} \quad (8)$$

Где в формулах (7),(8) плотность мощности $W = \frac{g\omega}{2} (\tilde{\varepsilon} |\mathbf{E}|^2 + \tilde{\mu} |\mathbf{H}|^2)$ и $\sigma = \pm 1$ соответствующие свету с левой (правой) круговой поляризацией и $\sigma = 0$ линейной

поляризацией. Таким образом, согласно уравнению(6), свет с левой (правой) круговой поляризацией несет СУМ $+\hbar$ ($-\hbar$) на фотон; свет, с Гильбертовым множителем $exp(il\theta)$ несет ОУМ $l\hbar$ ($l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) на фотон (см. рис. 6).

При квантовании полного УГ для собственных значений СУМ и ОУМ состояния фотона получим:

$$\hat{L}_z|\psi\rangle = l\hbar|\psi\rangle \quad (9)$$

$$\hat{S}_z|\psi\rangle = \sigma\hbar|\psi\rangle \quad (10)$$

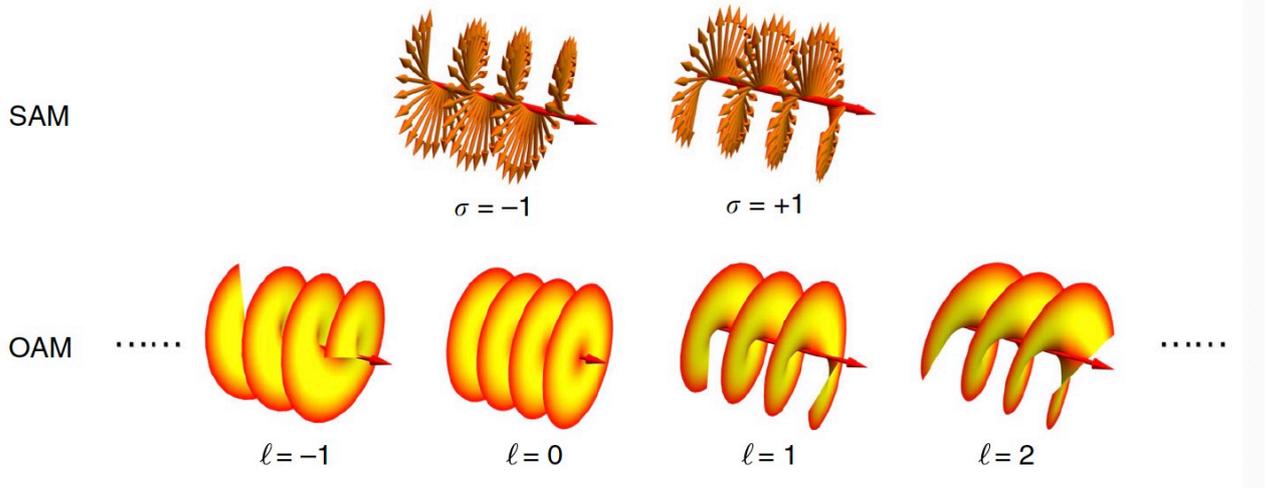


Рис. 6: Численное моделирование световых лучей с СУМ и ОУМ, демонстрирующие распределения поляризации (правая и левая круговая поляризация) для собственных состояний СУМ (SAM) и распределения фазы для собственных состояний ОУМ (OAM) [7].

Наиболее характерным примером лазерных пучков высшего порядка, которые обладают ОУМ за счет своего геликоидального волнового фронта, являются пучки Лаггера-Гаусса [20]. В цилиндрических координатах, поперечная мода высшего порядка описывается произведением соответствующего полинома Лагерра и функции распределения Гаусса лучи Лагерра-Гаусса, распространяющиеся в направлении z , могут быть выражены как [21]:

$$LG_{pl}(r, \varphi, z) = \frac{p!}{\omega_0} \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega(z)} \right)^l L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{\omega(z)^2} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{\omega(z)^2} \right) \exp(il\varphi) \exp(i\theta) \quad (11)$$

где в выражении(11) $p!$ – постоянная, ω_0 – радиус перетяжки основной моды, l – угловое квантовое число, p – радиальное квантовое число, $\omega(z)$ и θ соответственно

равны:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{f^2}} \quad (12)$$

$$\theta = (l + 2p + 1) \tan^{-1}\left(\frac{z}{f}\right) - k \left(z + \frac{r^2}{2R} \right) \quad (13)$$

В формулах(11),(13), $R = z + f^2/z$, k - волновое число, f - конфокальный параметр (длина Рэлея), $L_p^l(\zeta)$ - полином Лагерра [22]. На рис. 7 представлены характерные профили распределения интенсивности и фазы для LG_{01} , LG_{11} и LG_{21} [21, 23].

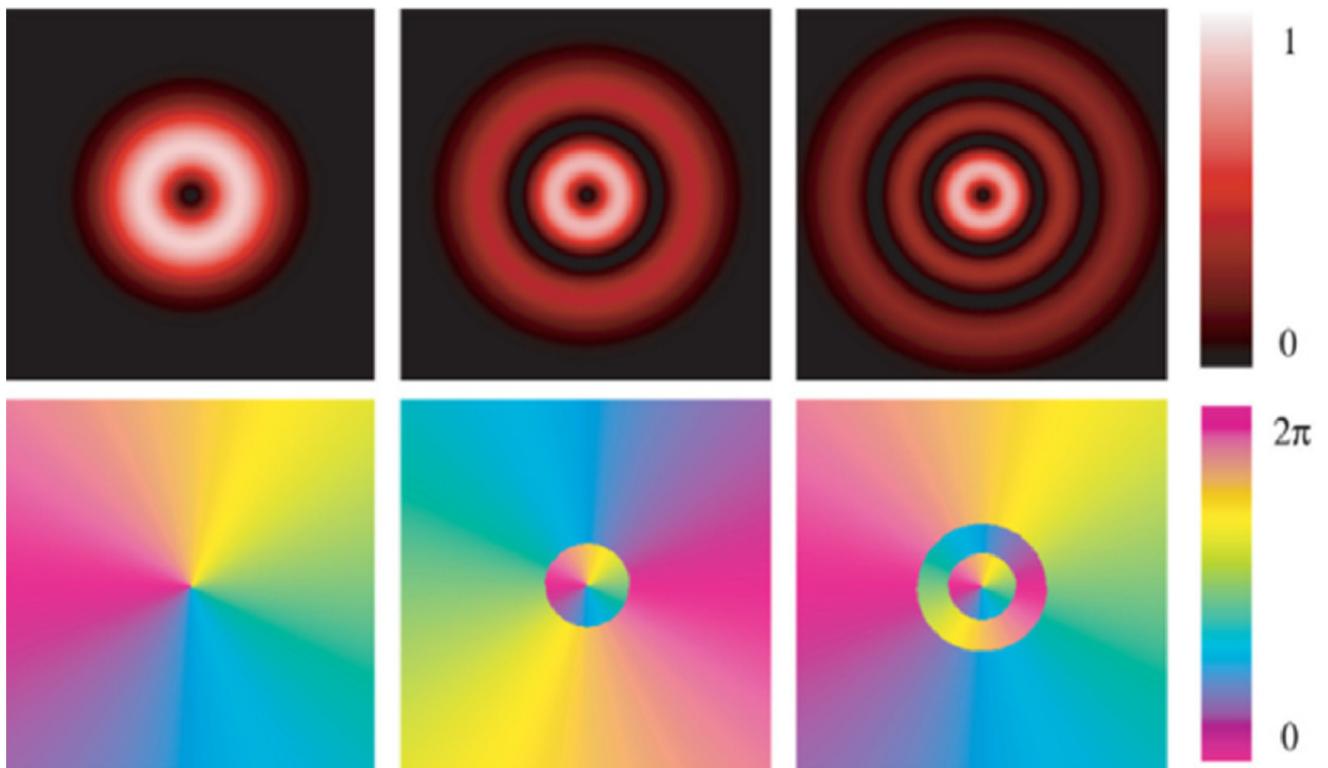


Рис. 7: Распределения профиля интенсивности и фазы для LG_{01} , LG_{11} и LG_{21} [23].

Так как, пучки Лаггера-Гаусса являются разновидностями гауссовых лучей высокого порядка, то радиус пятна и угол расходимости в дальней зоне, так же связаны с основной модой гауссовых пучков [24]. Так радиус пятна определяется, как расстояние между точками, где амплитуда поля в $1/e$ меньше максимального значения [25]. В случае, когда радиальный показатель равен нулю, а $l \neq 0$, пучок Лаггера-Гаусса называется TEM_{01} модой [26].

1.5. Пространственное разделение света с ОУМ

Задача пространственного разделения излучения с различными значениями ОУМ имеет классическое решение [27], которое может быть описано аналитически при

помощи выражений (35) и (36) [28]:

$$\phi_1(x, y) = \frac{2\pi a}{\lambda f} \left[y \arctan\left(\frac{y}{x}\right) - x \ln\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{b}\right) + x \right], \quad (14)$$

$$\phi_2(x, y) = -\frac{2\pi ab}{\lambda f} \exp\left(-\frac{U}{a}\right) \cos\left(\frac{V}{a}\right). \quad (15)$$

Первое преобразование совершает конформное отображение координат $(x; y) \rightarrow (u; v)$, переводя спиральный фазовый профиль в линейный градиент фазы, где $u = -a \ln(\sqrt{x^2 + y^2}/b)$, $v = a \arctan(y/x)$, $a = g/2\pi$, а g - поперечный размер преобразованного луча, а параметр b отвечает смещению сформированного изображения в направлении u . Это соответствует преобразованию входного излучения, состоящего из концентрических окружностей, в выходное изображение из параллельных линий. Сопоставление каждой входной окружности с выходной линией дает необходимое отклонение в направлении луча и, следовательно, фазовый профиль преобразующего оптического элемента. Однако, возникающее в результате изменение длины оптического пути означает, что преобразование (35) вносит фазовое искажение в профиль излучения. Для его корректировки используется преобразование (36) (phase corrector). Таким образом, система изменения фазы электромагнитного излучения спирального профиля включает в себя два преобразования: первое для преобразования координат, а второе – для коррекции фазовых искажений [29].

В одной из первых экспериментальных работ, где было продемонстрировано разделение света с ОУМ в пространстве с эффективностью $\sim 90\%$ является [30]. На рис. 8(а) представлено схематическое изображение экспериментальной установки по разделению излучения с разными значениями ОУМ в пространстве. В качестве генератора состояний с ОУМ использовался пространственный модулятор света (SLM). Два других SLM использовались для преобразования координат (SLM1) и корректировки фазы излучения (SLM2), по средством задания определенного фазового профиля, соответствующего одному из выражений (35) или (36) (см. рис. 8(б,в)). На рис. 8(г,д) представлены результаты эксперимента по детектированию различных мод с ОУМ и УМ, демонстрируя высокую эффективность разделения излучения по разным значениям ОУМ ($\sim 90\%$) и УМ ($\sim 80\%$).

1.6. Применения света с ОУМ в квантовой фотонике

Согласно выражениям (9), (10), в отличии поляризационно запутанного состояния (СУМ), которое принимающим значения $\pm \hbar$ и является двумерным, запутанное состояние с ОУМ изменяется в диапазоне от $-l\hbar$ до $l\hbar$ и является многомерным состоянием фотона. Таким образом ОУМ предоставляет теоретически большее количество

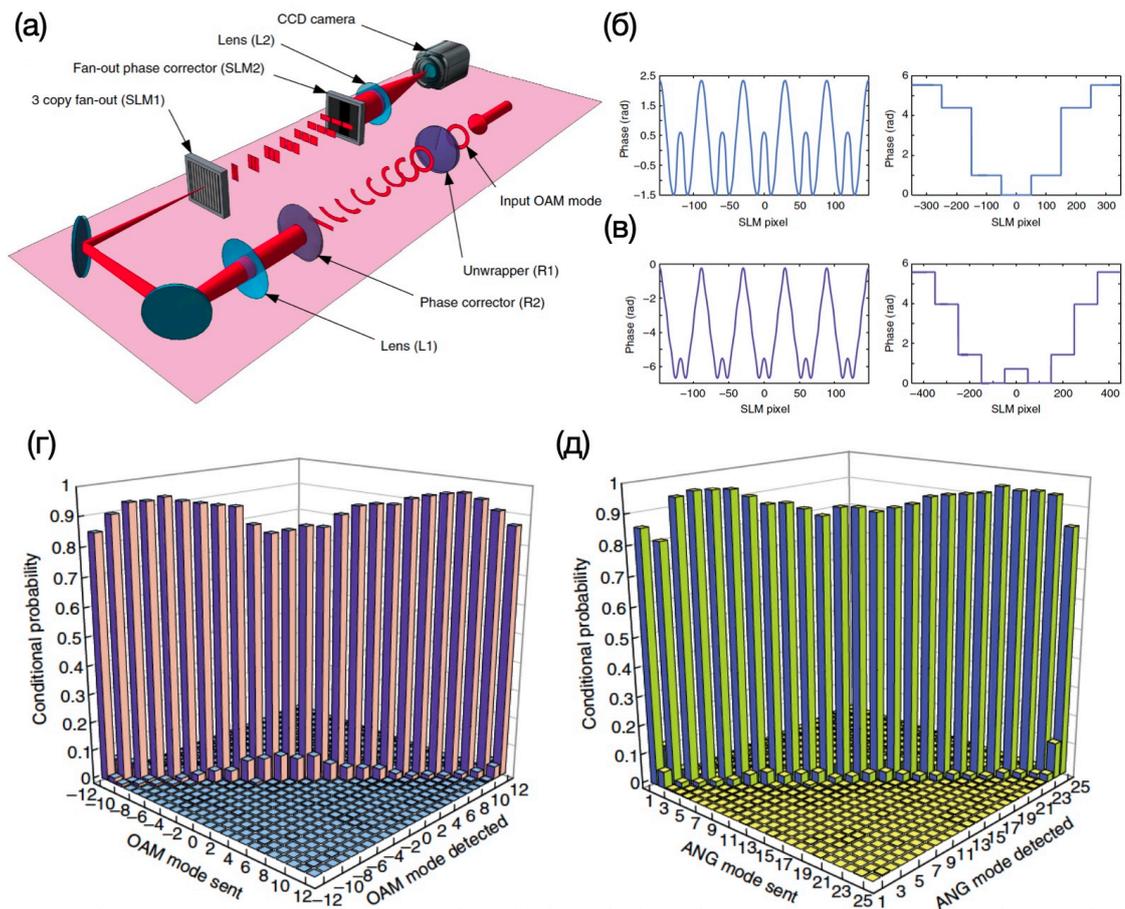


Рис. 8: (а) Схематическое изображение экспериментальной установки по пространственному разделению мод с ОУМ с помощью SLM; (б,в) фазовые голограммы для создания и пространственного разделения (SLM1) с последующей корректировкой фазы (SLM2) света с ОУМ равным 7 и 9 соответственно; экспериментальные результаты по вероятности детектированию мод с (г) ОУМ и с (д) УМ.

возможных степеней свободы для системы, что приводит как следствие к повышению размерности гильбертова пространства [31].

На рис. 9 продемонстрированы профили фаз однофотонных состояний с ОУМ высокого порядка и суперпозиции состояний. Таким образом, каждая мода может быть использована для увеличения размерности состояния кубита. Например, подмножество мод в верхнем ряду от $-1\hbar$ до $+3\hbar$ может описывать пяти-мерное состояние системы [32], за счет чего они представляют особый интерес для задач квантовой криптографии [33, 34].

Однако, несмотря на все преимущества работы со светом, обладающим таким большим числом степеней свободы, в настоящий момент существует не так много устройств, реализованных на компактной интегральной платформе.

За последнее время было показано, что использование метаповерхностей на ос-

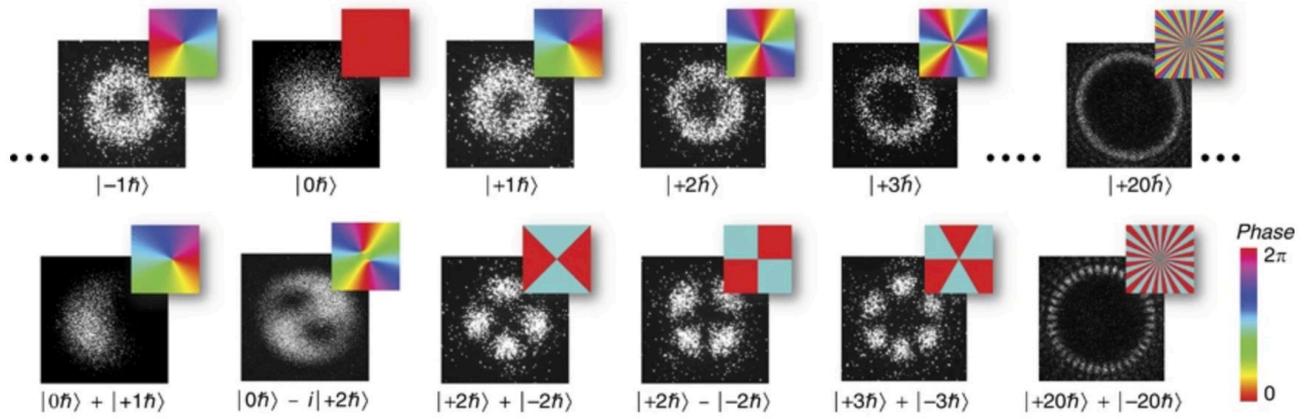


Рис. 9: Изображения фазовых профилей однофотонных состояний с ОУМ высокого порядка (верхний ряд) и суперпозиций состояний (нижний ряд) [32].

нове субволновых нанорезонаторов позволяет эффективно управлять как классическим [35–37], так и квантовым излучением [38, 39]. Так, было продемонстрировано, что используя метаповерхность специального фазового профиля, состоящую из ячеек кремниевых наночастиц, можно добиться разделения определенных состояний эллиптической поляризации по спиновым моментам, при этом обеспечивая надежную реконструкцию амплитуды, фазы, когерентности и запутанности состояний, закодированных с помощью поляризации исходного излучения [40].

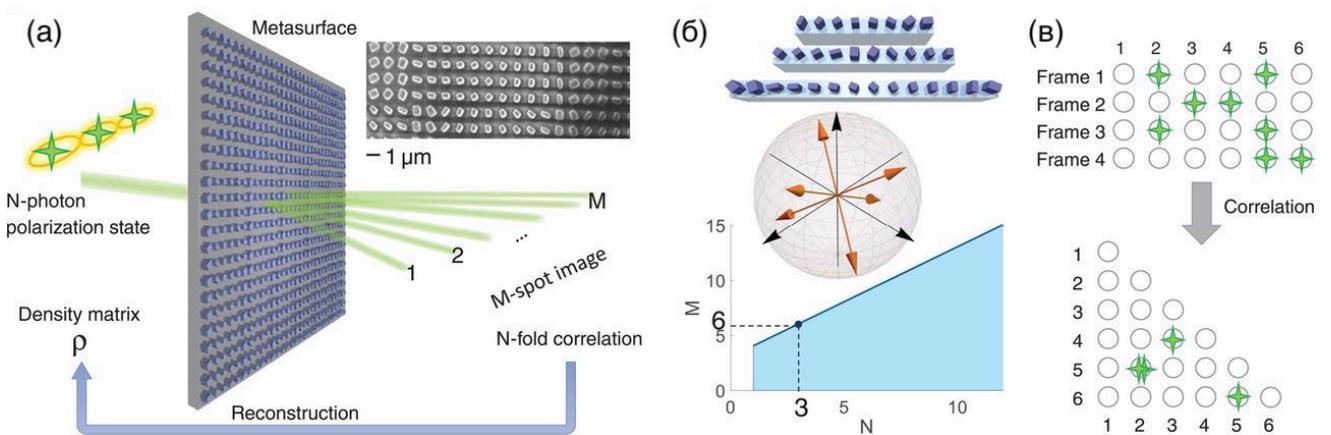


Рис. 10: (а) Схематическое изображение квантовой диэлектрической метаповерхности, состоящей из нанорезонаторов, для отображения входного состояния N-поляризованных фотонов; (б) пример минимального количества точек, необходимых для полной реконструкции начального квантового состояния для различного количества фотонов N; (в) Изображения фазовых профилей однофотонных состояний с ОУМ высокого порядка (верхний ряд) и суперпозиций состояний (нижний ряд) [32].

В свою очередь, было доказано, что повышение размерности не только способ-

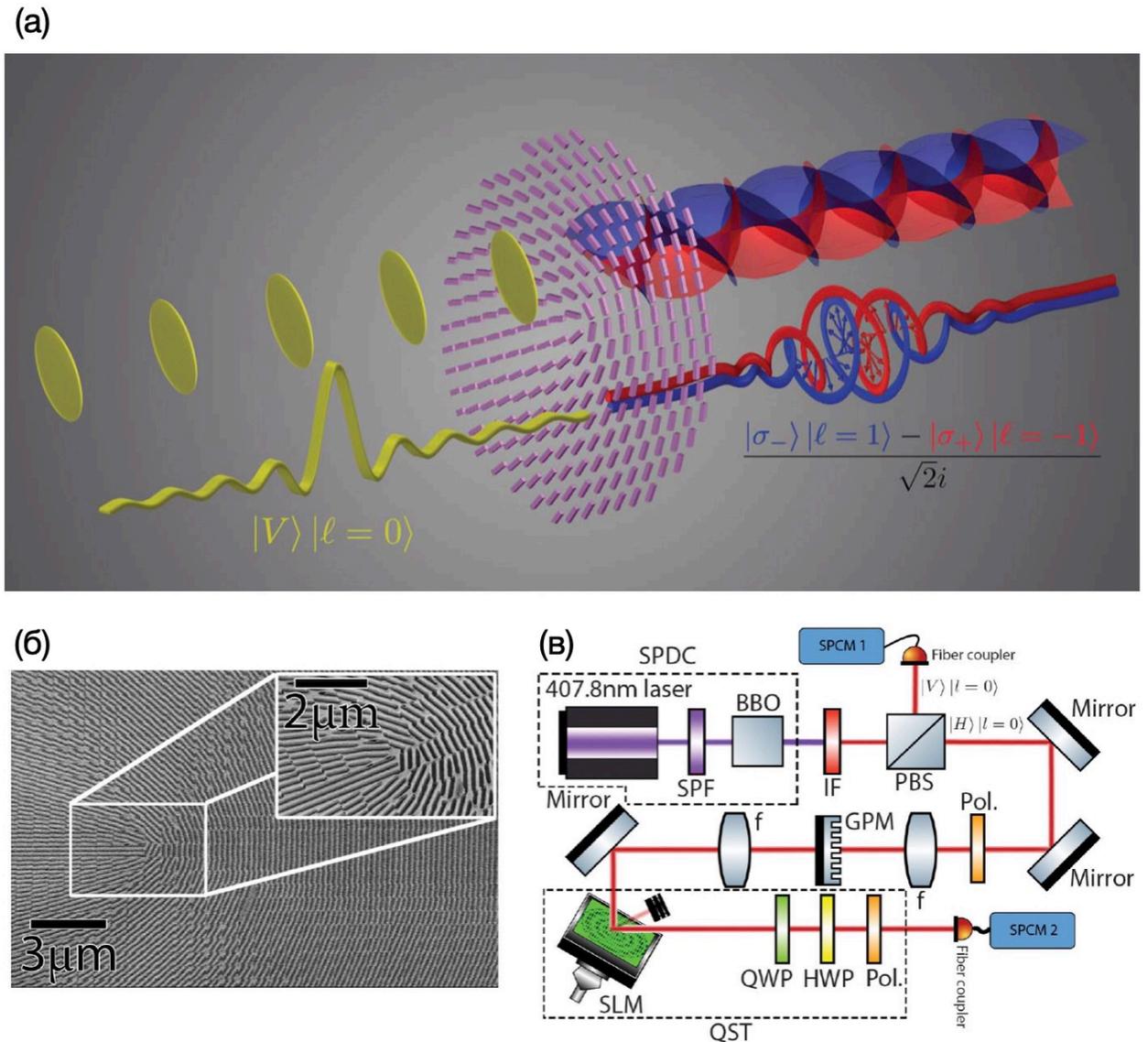


Рис. 11: (а) Схематическое изображение квантовой диэлектрической метаповерхности, состоящей из нанорезонаторов, для отображения входного состояния N-поляризованных фотонов; (б) пример минимального количества точек, необходимых для полной реконструкции начального квантового состояния для различного количества фотонов N; (в) Изображения фазовых профилей однофотонных состояний с ОУМ высокого порядка (верхний ряд) и суперпозиций состояний (нижний ряд) [32].

ствует росту плотности кодирования оптической информации в одном канале [41], но и увеличивает секретность связи, делая его более устойчивым [42]. В связи с этим, возрастающий интерес к квантовой фотонике в последние годы стал стимулом для стремительного развития этой области как со стороны фундаментальных исследований, так и со стороны прикладных задач [43]. Одной из ключевых задач в этой области является реализация пространственного разделения скалярных свето-

вых пучков с различными значениями ОУМ [44, 45]. Это связано в первую очередь с созданием надежных и защищенных широкополосных каналов связи для передачи и обработки информации [46].

Возрастающий интерес к квантовой фотонике в последние годы стал стимулом для стремительного развития этой области как со стороны фундаментальных исследований, так и со стороны прикладных задач [43]. Было предложено множество различных платформ и подходов, но наиболее практичными из них представляются те, что могут предложить высокий уровень интеграции и миниатюризации на микро- и наномасштабах в рамках фотонного чипа, а также совместимость с методами изготовления современной микроэлектроники [47]. Такие оптические устройства за счет своих уникальных свойств часто превосходят возможности объемных аналогов по управлению неклассическим излучением [?, 48] и открывают широкие перспективы для масштабирования.

В связи с этим, актуальным является поиск решений, позволяющих осуществлять управление светом с ОУМ, основанных на новых подходах и принципах. Одной из ключевых задач в этой области является реализация пространственного разделения скалярных световых пучков с различными значениями ОУМ [44, 45].

Этого можно достичь с помощью планарных оптических устройств – метаповерхностей, представляющих собой двумерные массивы резонансных наноструктур, специально спроектированные для создания сложного фазового профиля [49] для эффективного управления и генерации высокоразмерных запутанных квантовых состояний [50].

В связи с этим, актуальным является поиск решений, позволяющих осуществлять управление светом с ОУМ, основанных на новых подходах и принципах. Одной из ключевых задач в этой области является реализация пространственного разделения скалярных световых пучков с различными значениями ОУМ [44, 45]. Этого можно достичь с помощью планарных оптических устройств – метаповерхностей, представляющих собой двумерные массивы резонансных наноструктур, специально спроектированные для создания сложного фазового профиля [49] для эффективного управления и генерации высокоразмерных запутанных квантовых состояний [50].

За последнее время было показано, что использование метаповерхностей на основе субволновых нанорезонаторов позволяет эффективно управлять как классическим [35–37], так и квантовым излучением [38, 39]. Так, было продемонстрировано, что используя метаповерхность специального фазового профиля, состоящую из ячеек кремниевых наночастиц, можно добиться разделения определенных состояний эллиптической поляризации по спиновым моментам, при этом обеспечивая надежную реконструкцию амплитуды, фазы, когерентности и запутанности состояний, закодированных с помощью поляризации исходного излучения [40].

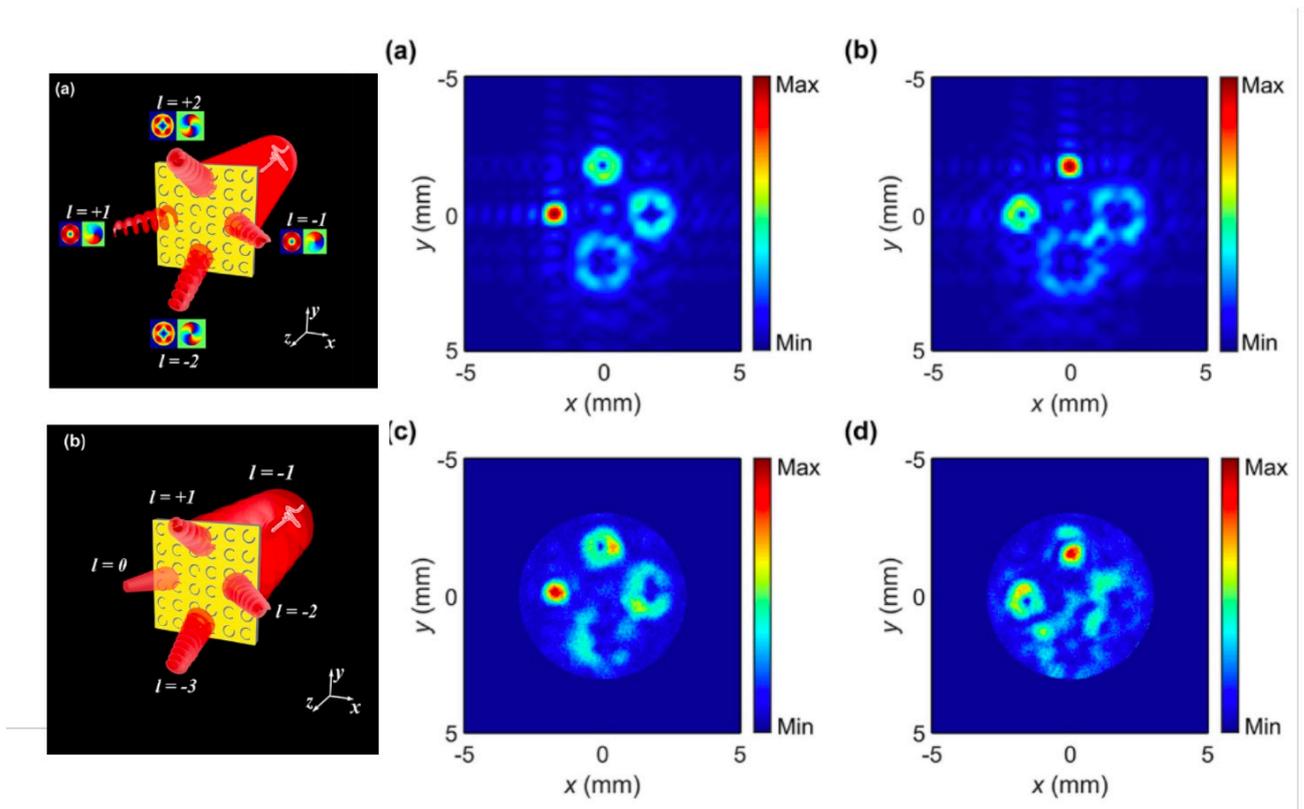


Рис. 12: (а) Спектры пропускания двумерного массива кремниевых нанодисков диаметром 340 нм, высотой 200 нм с периодом 830 нм при наличии (синяя кривая) и отсутствии (черная кривая) 5-нм слоя никеля поверх них. (б), (в) Распределения локальных электрического и магнитного полей.

1.7. Применение диэлектрических метаповерхностей для квантовой томографии

В данной работе предложена идея пространственного разделения скалярных пучков с ОУМ на основе резонансных кремниевых метаповерхностей (КМП) с заданным фазовым профилем. Схематичное изображение принципа пространственного разделения излучения, прошедшего через КМП, представлено на рис. ???. Скалярный пучок с различными значениями ОУМ, проходя через КМП, посредством преобразования фазы разделяется в пространстве на две компоненты, соответствующие $l = -1$ и $l = 1$.

Как было отмечено выше [51], использование таких оптических структур, как КМП для решения данной задачи обусловлено их компактным размером, простотой изготовления и совместимостью с современной технологией производства микроэлектронной промышленности [52]. В отличие от ранее предложенных аналогов [45], предложенная в данной работе КМП со сложным поверхностным профилем также является поляризационно независимой.

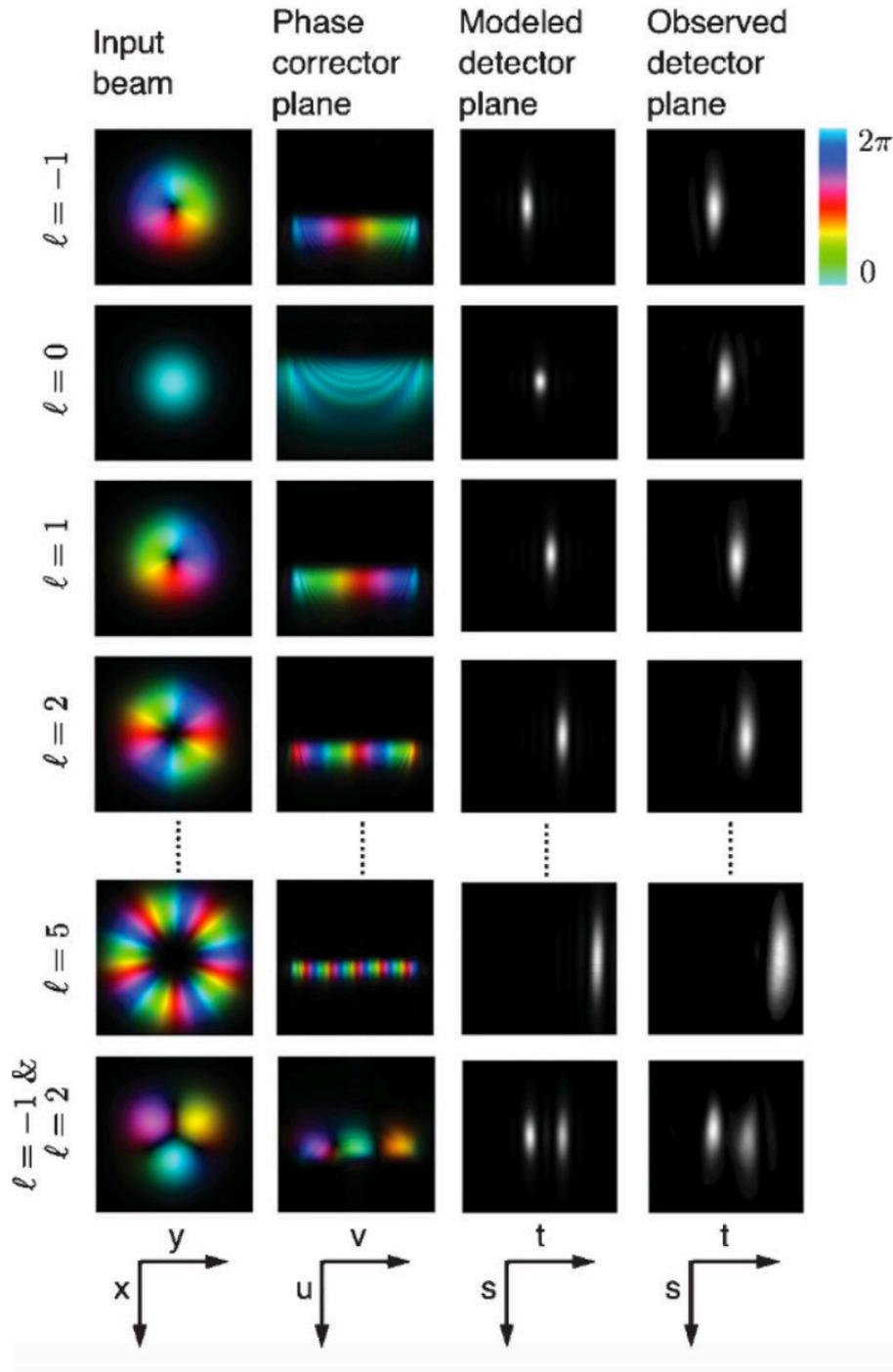


Рис. 13: Численное моделирование фазового профиля и интенсивности в различных плоскостях оптической системы. Слева направо на изображениях показаны моделированное распределение фазы и интенсивности входного луча непосредственно перед преобразующим оптическим элементом и сразу после фазокорректирующего элемента, а также смоделированные и наблюдаемые изображения в плоскости ПЗС для пяти различных значений.

2. Эффективная интеграция экситонных излучателей в тонких пленках InSe с резонансными кремниевыми волноводами

Среди различных платформ для реализации квантовых вычислений интегральная фотоника занимает особое место благодаря широким возможностям масштабирования, доступным проработанным технологиям изготовления и перспективам использования уже существующих производственных мощностей для создания подобных устройств [47]. Реализация новых эффективных однофотонных источников света на интегральном чипе является одной из приоритетных задач для дальнейшего развития этой области [53]. Критериями применимости таких источников зачастую является их совместимость с современными полупроводниковыми технологиями, а также высокая эффективность, которая определяется яркостью и неразличимостью отдельных фотонов.

2.1. Виды однофотонных излучателей

В последние годы широкое применение в квантовых технологиях находят твердотельные однофотонные излучатели—неклассические источники света, к свойствам которых можно отнести высокую частоту следования одиночных фотонов и их неразличимость [54]. Наиболее популярными являются:

- **центры окраски в кристаллах – флуоресцентные точечные дефекты**

Хорошо изученными на сегодняшний день являются атомоподобные излучатели вроде флуоресцентных атомных дефектов и квантовых точек. К первым относятся, например, центры окраски «азот-вакансия» в (NV-центры) и «кремний-вакансия» (SiV-центры) в алмазе [55, 56], которые представляют собой атомы азота, связанные с вакансиями в соседних узлах кристаллической решётки. Эти точечные дефекты, встречающиеся как в природных, так и в синтетических образцах алмаза, имеют большие перспективы в области квантовой информации, где могут быть использованы в роли кубитов—элементарных ячеек квантового компьютера (см. рис.14(а)).

- **квантовые точки на основе полупроводников АЗ-В5 типа**

Квантовые точки—еще один тип искусственного атома, который можно реализовать в полупроводниках. Например, при эпитаксии тонкого слоя InAs на подложке GaAs самоорганизуется массив квантовых точек InAs [57, 58]. Исследования подтвердили однофотонную природу излучения такой системы. Существенный недостаток таких излучателей—возможность работы только при криогенных температурах (см. рис.14(г,д)).

- **углеродные нанотрубки**

К источникам одиночных фотонов также относятся углеродные нанотрубки—полые цилиндрические структуры, состоящие из одной или нескольких свёрнутых в трубку плоскостей графена. Их однофотонное излучение было продемонстрировано как для криогенных условий, так и для комнатной температуры, причем на длинах волн, больших 1 мкм. Вследствие этого факта интеграция углеродных нанотрубок с уже существующими телекоммуникационными сетями является чрезвычайно перспективной задачей. Однако этот тип излучателей требует дальнейших исследований с целью повышения стабильности и яркости люминесценции (см. рис.14(в)).

- **однофотонные источники на основе 2D материалов**

Однофотонные излучатели были обнаружены и в ряде двумерных кристаллических материалов, таких как гексагональный нитрид бора [59] (см. рис.26(д)) или дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) – такие как дихалькогениды (S, Se и Te) переходных металлов (Mo или W) (см. рис.14(б)). Ввиду атомарной толщины таких пленок проблема полного внутреннего отражения, являющаяся актуальной, например, для центров окраски, нивелируется. Как следствие, эффективность вывода света из таких материалов увеличивается, что делает их соединение с интегральной фотоникой многообещающим [60]. Объемные ДПМ представляют собой полупроводники, имеющие непрямую запрещенную зону. Однако было обнаружено, что если эти кристаллы механически расслоить до монослоя, то из-за отсутствия каких-либо межслоевых взаимодействий происходит переход запрещенной зоны из непрямой в прямую с более сильным излучением фотолюминесценции по сравнению с многослойными кристаллами [61].

В последнее время популярность приобретают также однофотонные источники на основе 2D материалов [60] – такие как дихалькогениды (S, Se и Te) переходных металлов (Mo или W) и нитрид бора [59]. Слоистые халкогениды III-VI группы, такие как селенид галлия (GaSe) и индия (InSe), были хорошо изучены еще 40 лет назад в работах [62, 63], где были подробно описаны оптические правила отбора и возможность существования так называемых серых экситонных переходов, дипольный момент которых может иметь ярко выраженные анизотропные свойства. Недавно [64] также было продемонстрировано существование серых экситонных переходов в ультра-тонких пленках халкогенидов с количеством слоев от 1 до 10 нм.

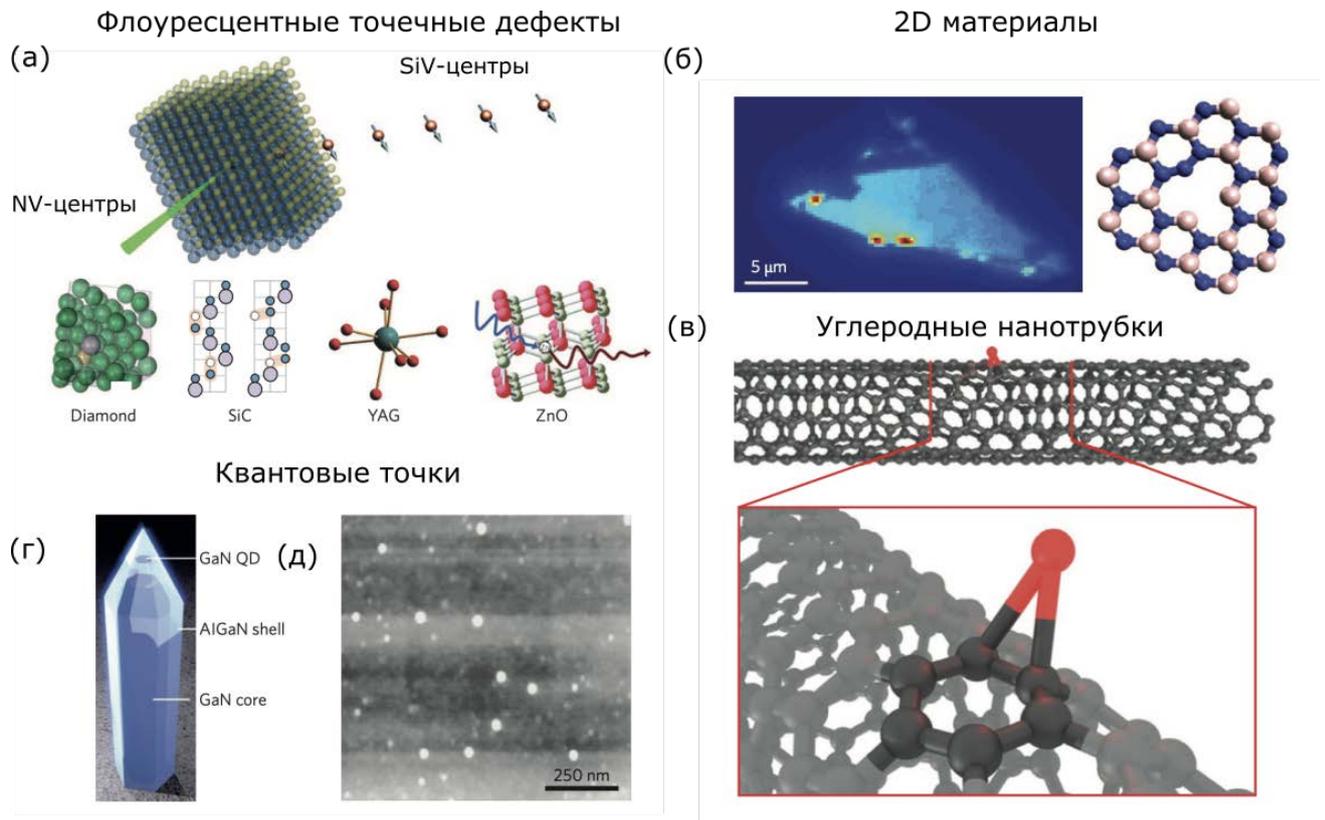


Рис. 14: Однофотонные излучатели: (а) центры окраски в кристаллах – флуоресцентные точечные дефекты [55, 56]; (б) 2D материалы; (в) углеродные нанотрубки; (г) квантовые точки на основе полупроводников АЗ-В5 типа и (д) нитрид бора [59].

2.2. Экситонные излучатели в пленках *InSe*

Объемные кристаллы, состоящие из слоев, связанных силами Ван-дер-Ваальса, могут быть разделены механическим расслоением на пленки атомарной толщины. Стоит отметить, что такие монослои также могут быть получены с помощью химического осаждения из паровой фазы (chemical vapor deposition, CVD) и других методов. Получившиеся двумерные материалы демонстрируют интересные механические, оптические и электронные свойства, которые отсутствуют в их многослойных аналогах, и регулируются механической деформацией, внешними полями и воздействием окружающей среды. Они могут быть легко интегрированы в другие системы или устройства, а также собраны в гетероструктуры с желаемыми функциональными возможностями. Благодаря этим особенностям тонкие кристаллические пленки вызывают огромный научный и технический интерес.

Наиболее подробно исследованным из двумерных материалов является графен, линейный закон дисперсии которого определяет его уникальные электронные и оптические свойства. Однако отсутствие запрещенной зоны серьезно ограничивает его применимость в задачах полупроводниковой электроники. Альтернативой мо-

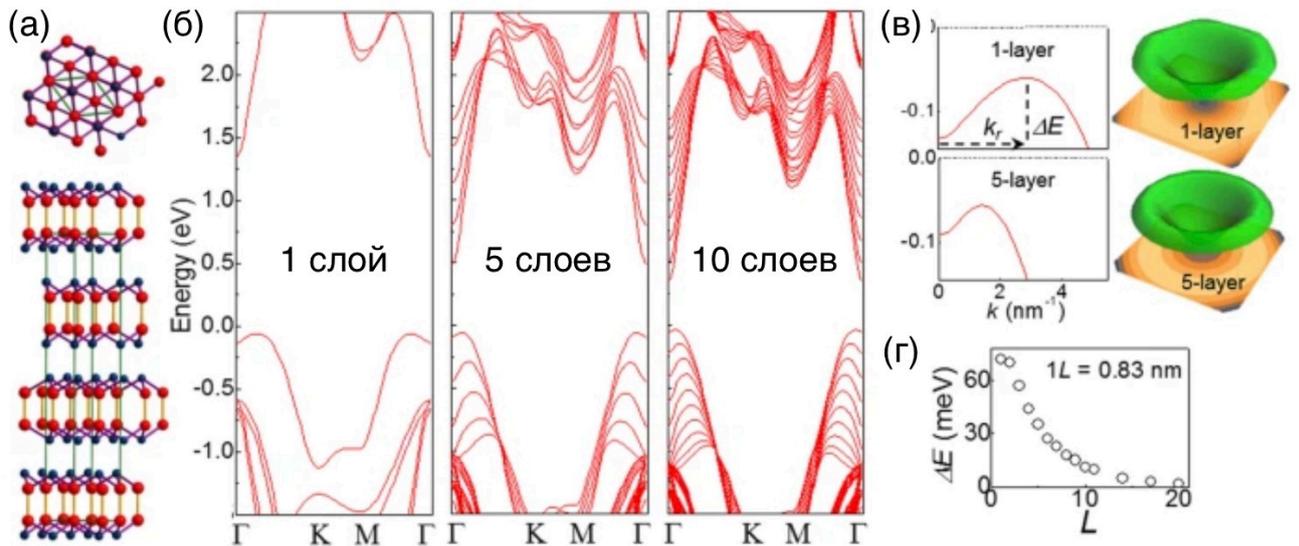


Рис. 15: (а) Кристаллическая структура γ -InSe в плоскости (вверху) и вдоль оси (внизу); (б) изображение зонной структуры γ -InSe для 1,5, 10 слоев пленки; (в) изображение валентной зоны; (г) зависимость энергетического расщепления между максимумом валентной зоны и ее краем от количества слоев γ -InSe [65].

гут стать однослойные дихалькогениды переходных металлов VI группы, состоящие из одного слоя атомов переходного металла (W, Mo), зажатого между двумя слоями атомов халькогена (S, Se) в тригонально-призматической структуре.

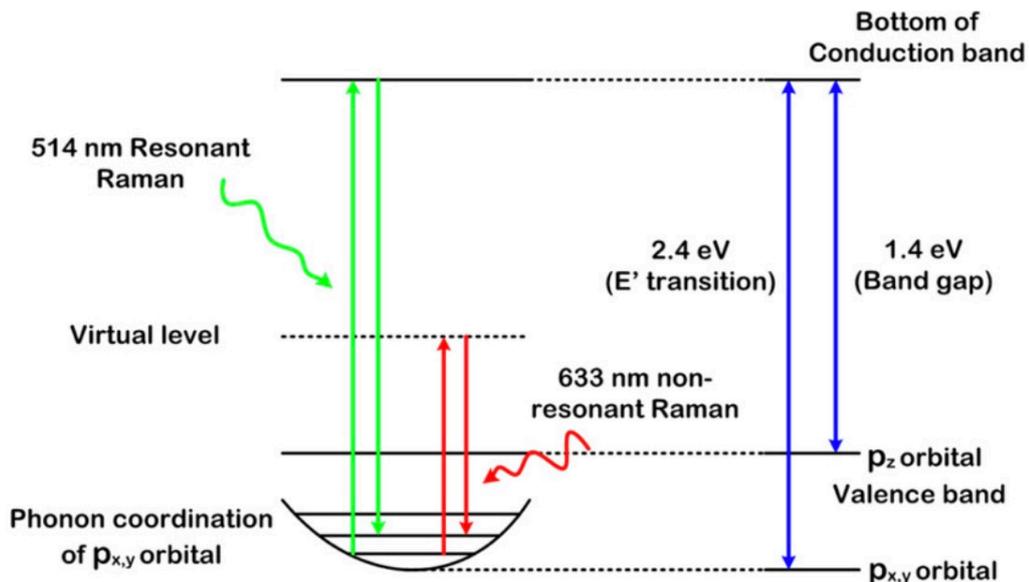


Рис. 16: Электронная структура и рамановские процессы в тонких пленках InSe [66].

Так же интерес представляет малослойный InSe для электронных приложений, так как он имеет прямую запрещенную зону и низкую эффективную массу элект-

трона [65, 66]. Электронная структура и рамановские процессы в тонких пленках InSe представлена на рис.16. Ширина запрещенной зоны InSe определяется между pz-подобными орбиталями, которые образуют верхнюю часть валентной зоны и нижнюю часть зоны проводимости. Переход E1 соответствует энергетической щели 2.4 эВ (514 нм). Так например, при возбуждении лазером с длиной волны 514 нм приводит к резонансному рамановскому процессу, тогда как возбуждение лазерной линией 633 нм дает нерезонансный рамановский процесс.

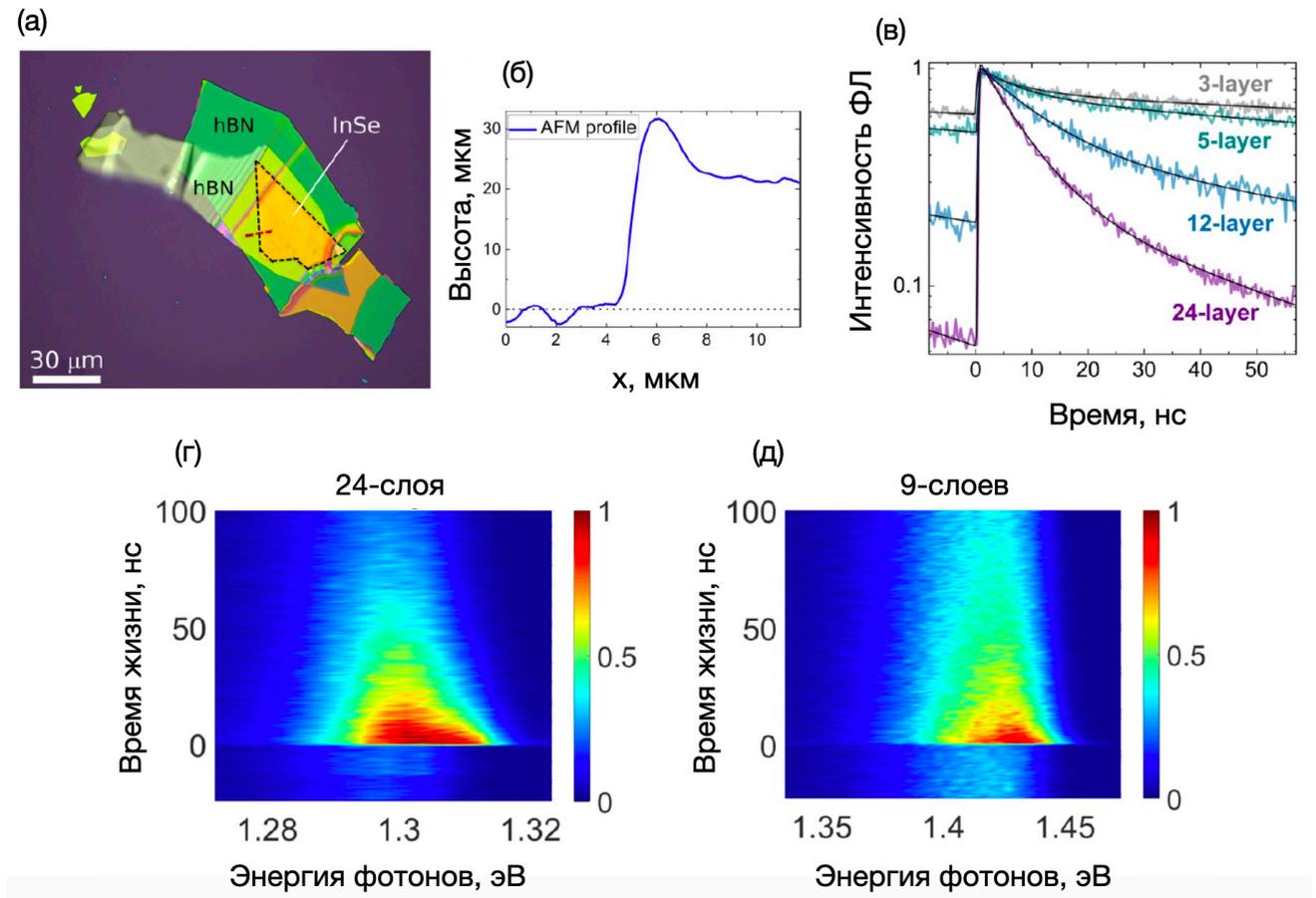


Рис. 17: (а) Изображение пленки InSe, полученное в оптическом микроскопе; (б) зависимость высоты пленки от координаты для образца (а) в области, отмеченной красной линией и полученное методом атомной силовой микроскопией; (в) зависимость интенсивности ФЛ от времени жизни фотона для пленок InSe разной толщины; 3D карты (г) 24 слоя и (д) 9 слоев [67].

На рис.16(а) показывается кристаллическую структуру фазы γ -политипа InSe. Прimitives элементарная ячейка содержит три слоя, каждый из которых имеет толщину 8 Å и состоит из четырех ковалентно-связанных одноатомных пар в цепочке Se-In-In-Se, образующие шестиугольники (со сторонами $a = 4$ Å). Вдоль оси primitives элементарная ячейка имеет постоянную решетки $c = 25$ Å.

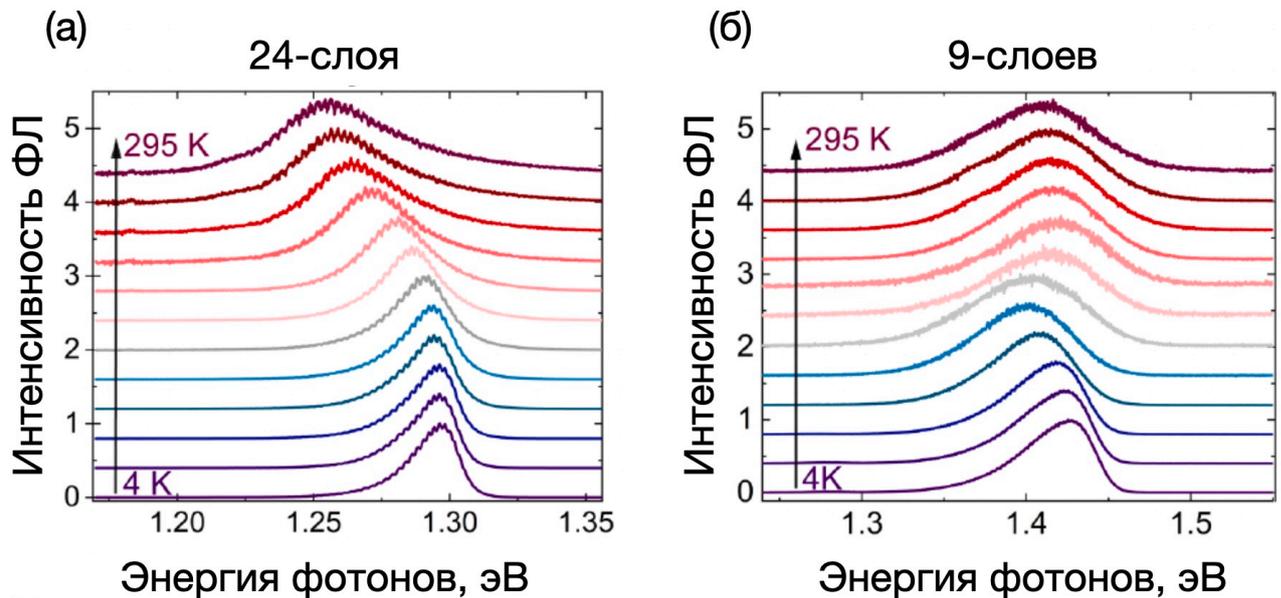


Рис. 18: (а) Спектральные зависимости интенсивности ФЛ для пленок InSe толщиной (а) 24 слоя и (б) 9 слоев при изменении температуры от 4 К до 295 К [67].

2.3. Ориентация точечного дипольного излучателя в полупроводниках

Ориентация точечного дипольного излучателя определяется электронными свойствами и правилами отбора основного полупроводника. Вследствие квантово-размерных эффектов, изменяя количество слоев пленок халькогенидов от многослойной структуры к монослою, становится возможно контролируемо изменять ширину запрещенной зоны в таких соединениях от ИК до УФ [68], что делает тонкие пленки халькогенидов привлекательным объектом для их дальнейших исследований и реализации на их базе однофотонных излучателей для квантовой интегральной оптики [69]. Стоит отметить, что традиционные твердотельные излучатели как правило внедрены внутрь объемных материалов с высоким показателем преломления, что ограничивает эффективность излучения фотонов и возможность интеграции. В противовес двумерная геометрия тонких пленок позволяет упростить их интеграцию с фотонными цепями и значительно повысить выход полезного сигнала [70].

Как правило, эффективность интегрального излучателя может быть усилена следующими способами:

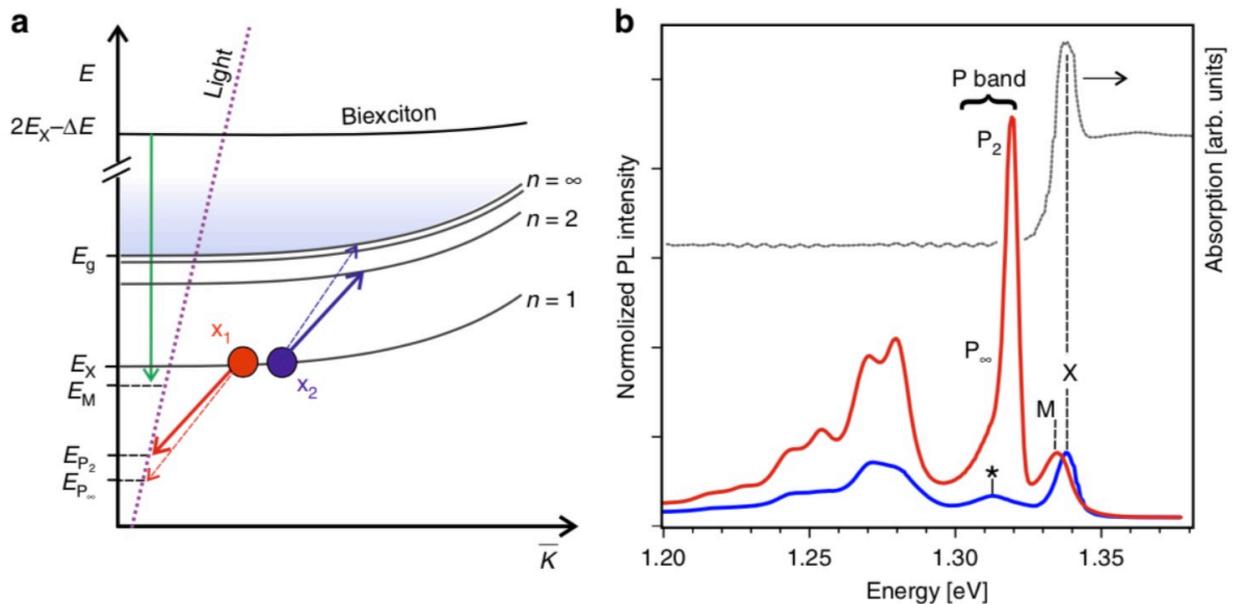


Рис. 19: (а) Схематическое изображение биэкситонного распада и рассеяния. Обозначения экситонного уровня даны для трехмерного случая. На вертикальной оси отмечены характерные энергии; (б) Спектры фотолюминесценции (линейная шкала), измеренные при (50 Вт/см², синяя линия) и высокие (0.3 МВт/см², красная линия) мощности возбуждения в нелегированном InSe, показан спектр поглощения (серая линия) [61].

- увеличением квантового выхода за счет эффекта Парселла [71]. Высокий квантовый выход может быть достигнут при использовании плазмонных резонаторов за счет перехода к малым модовым объемам, или диэлектрических резонаторов, которые могут быть спроектированы с очень большим коэффициентом добротности [72]. Однако, в плазмонных структурах эффект Парселла существенно зависит от положения излучателя, а высокий коэффициент поглощения в металлах приводит к большим потерям. Это делает диэлектрические резонаторы более привлекательными, кроме того они чаще сделаны из материалов, совместимых с современными КМОП-технологиями (комплиментарная структура металл-оксид-полупроводник);
- увеличением эффективности связи излученного света с волноводной структурой на чипе. Реализация эффективного заведения излучения однофотонного источника непосредственно на интегральную микросхему подразумевает существование сильной оптической связи между излучателем и волноводной системой на чипе. Этого можно добиться, в частности, в резонансной волноводной системе, состоящей из наноплазмонных антенн из материала с высоким показателем преломления. В таких наноплазмонных антеннах возможно возбуждение как электрических,

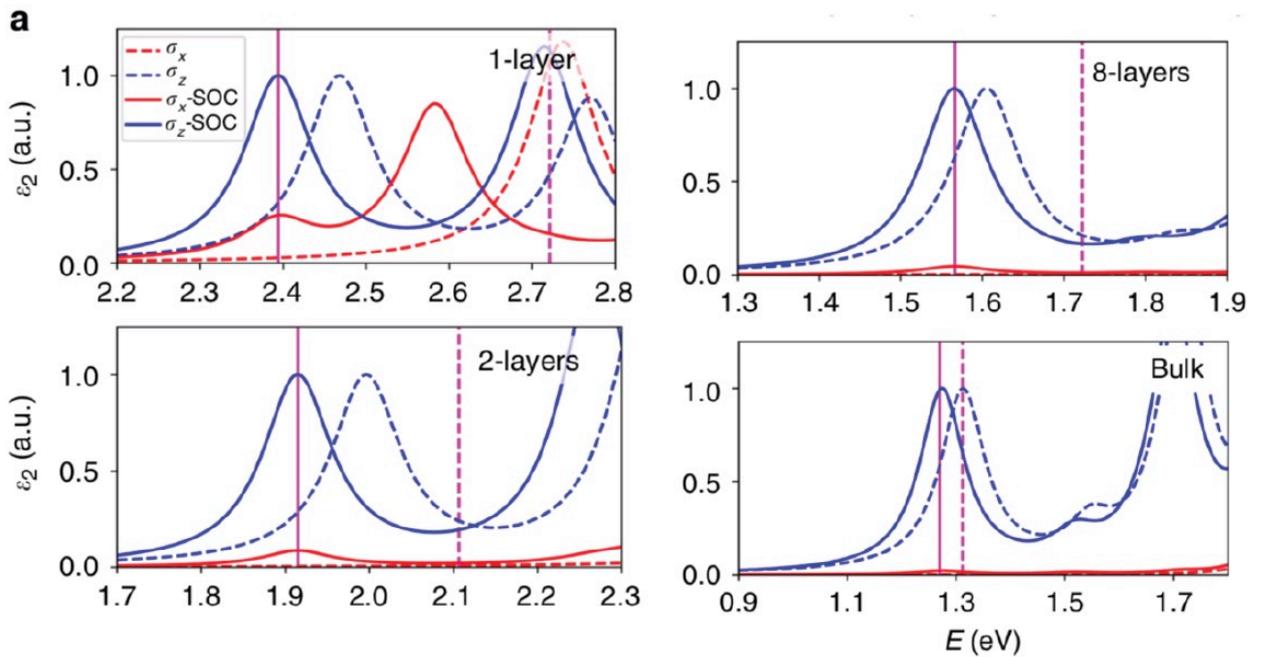


Рис. 20: (а) Графики зависимости энергии для тонких пленок InSe 1,2,8 слоев и многослойного InSe [61].

так и магнитных дипольных резонансов Ми [35], что позволяет эффективно управлять как линейным, так и нелинейным оптическим откликом подобных структур [73, 74]. Было показано [75], что, объединяя такие наноантенны в одномерные цепочки, можно добиться эффективного распространения излучения за счет ближнепольной оптической связи между ними при возбуждении магнитного дипольного Ми-резонанса в отдельных частицах. Стоит отметить, что такие волноводные системы обладают рядом преимуществ, что открывает возможность для разработки новых функциональных устройств на их основе на оптическом

2.4. Поперечно-ориентированные экситоны в тонких пленках InSe

Ориентация экситонных излучателей определяет их потенциал в приложениях интегральной фотоники. Дипольные излучатели, ориентированные в плоскости материала, хорошо изучены, однако эффективность их связи с оптическим чипом, как было показано ранее, невелика. Решением могут стать поперечно-ориентированные экситоны, которые возникают в тонких пленках слоистых халькогенидов, таких как GaSe или InSe, где электрон и дырка разделяются по слоям и создают диполь, ориентированный вне плоскости. Эти материалы обладают большой перестраиваемостью ширины запрещенной зоны: при уменьшении числа слоев ширина запрещенной зоны изменяется от инфракрасной до фиолетовой области спектра. Электроны

в зоне проводимости InSe имеют небольшую эффективную массу и слабое электрон-фононное рассеяние, что в совокупности обеспечивает высокую подвижность частиц (см. рис.21(а)). Кроме того, отсутствие центров инверсии в кристаллах InSe приводит к сильным оптическим нелинейностям даже при толщине материала порядка атомарной. Эти свойства выделяют InSe среди широкого спектра многослойных материалов Ван-дер-Ваальса, делая его привлекательным для различных приложений оптоэлектроники и фотоники.

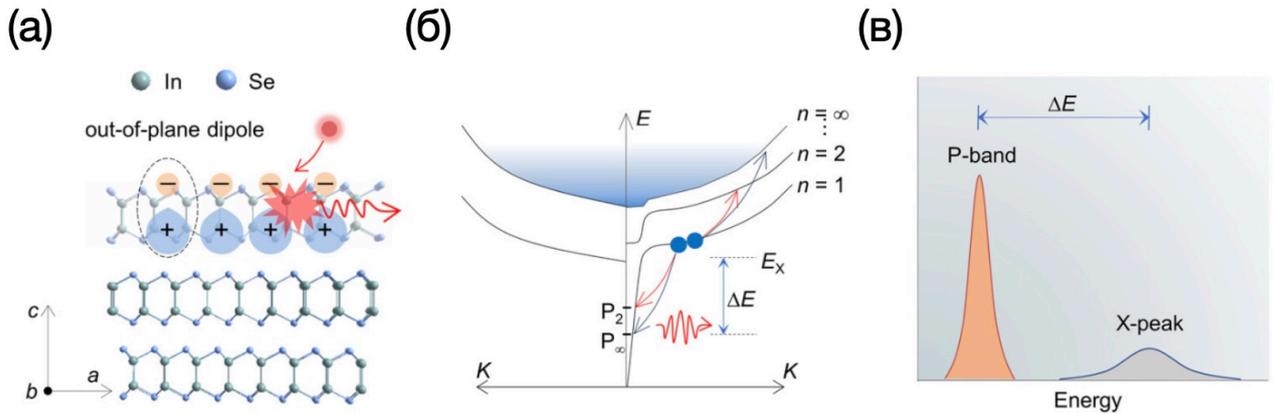


Рис. 21: (а) Схематическое изображение кристаллической структуры γ -InSe с указанием диполя, ориентированного вне плоскости. Голубые и синие сферы соответствуют атомам индия и селена соответственно; (б) схематическое изображение процесса индуцированного рассеяния Р-полосы в импульсном пространстве. Два экситона рассеиваются в более низкое фононоподобное поляритонное состояние и более высокое экситоноподобное поляритонное состояние соответственно. n обозначает главное квантовое число экситонных состояний; (в) схематически показанные спектры Р-полосы и экситонного пика [76].

Были продемонстрированы количественные оценки ориентации излучательно-го диполя пленок InSe разной толщины [61]. Концепция эксперимента показана на рис.22(а). Измерения проводились при комнатной температуре.

На рис.22(б) представлена нормированная k -пространственная диаграмма излучения объемной чешуйки InSe толщиной 90 нм на подложке из SiO_2 . По вертикальной (k_y/k_0) и горизонтальной (k_x/k_0) осям отложены ортогональные компоненты проекции волнового вектора фотона на плоскость образца ($k_0 \sin \omega$, где ω - угол излучения), нормированные на волновой вектор фотона в воздухе (k_0). Белая стрелка в правом верхнем углу указывает ориентацию оси пропускания линейного поляризатора, используемого в эксперименте. Поперечные сечения k -диаграммы, соответствующие s- и p-поляризованному излучению, представлены снизу и слева соответственно.

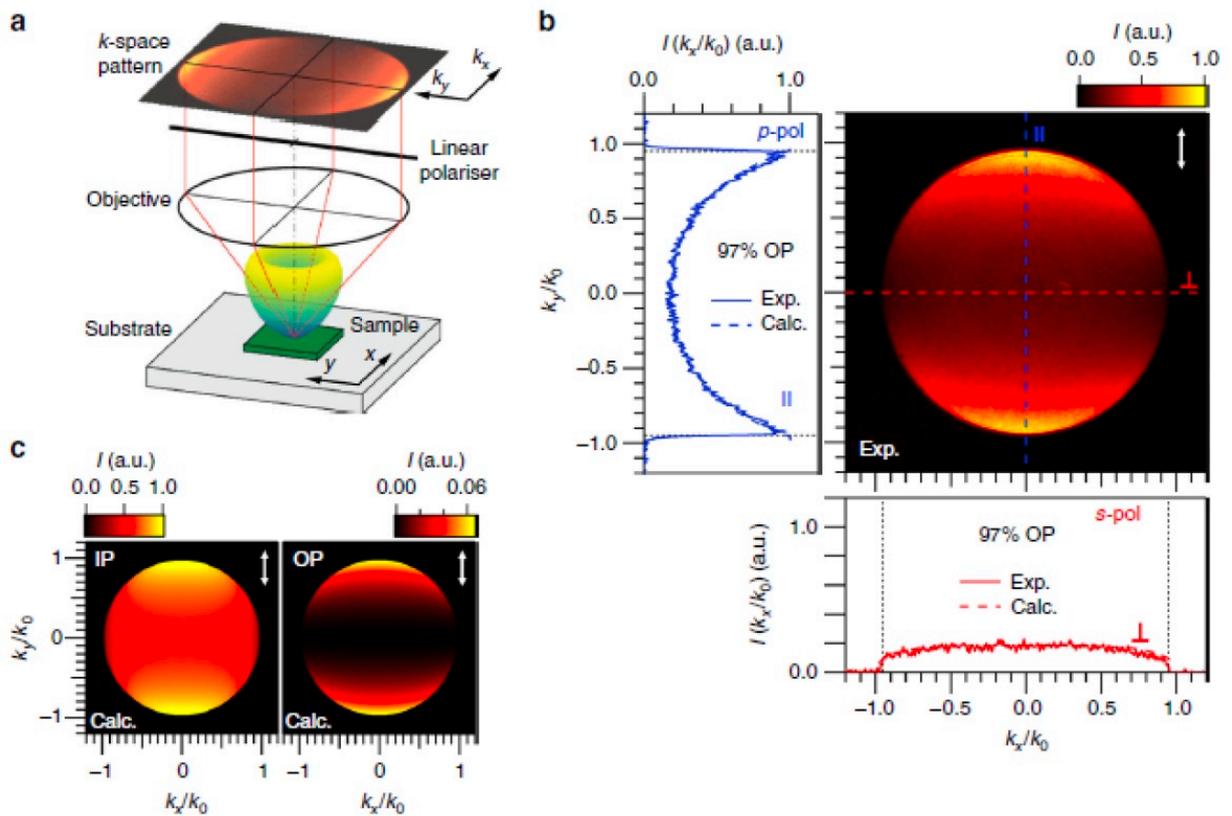


Рис. 22: Ориентация экситонных излучателей в объемном InSe: (а) экспериментальная концепция k -пространственной спектроскопии; (б) диаграмма распределения интенсивности излучения чешуйки InSe толщиной 90 нм, нанесенной на подложку из SiO_2 толщиной 105.3 нм, как функции ортогональных компонент проекции волнового вектора фотона на плоскость образца, нормированных на волновой вектор фотона в воздухе. Синяя и красная сплошные линии на левой и нижней вставках представляют собой экспериментальные сечения k -диаграммы, измеренные вдоль параллельного и перпендикулярного к поляризатору направлений (синяя и красная пунктирные линии на диаграмме). Синяя и красная пунктирные линии на вставках соответствуют графикам, полученным аналитически. Вертикальные черные пунктирные линии на вставках показывают наибольший волновой вектор излучения, собранный числовой апертурой объектива. (с) Нормированные k -диаграммы излучения, рассчитанные для продольно- (слева) и поперечно-ориентированных (справа) диполей, распределенных по всей толщине InSe и излучающих с энергией 1.244 эВ

На рис.22(с) показаны нормированные k -диаграммы излучения, полученные с помощью численного моделирования для продольно-ориентированного (слева) и поперечно-ориентированного (справа) дипольных излучателей в экспериментальных условиях, идентичных экспериментальным. Как видно, диаграммы сильно отличаются друг от друга. Во-первых, более высокая интенсивность излучения наблюдается

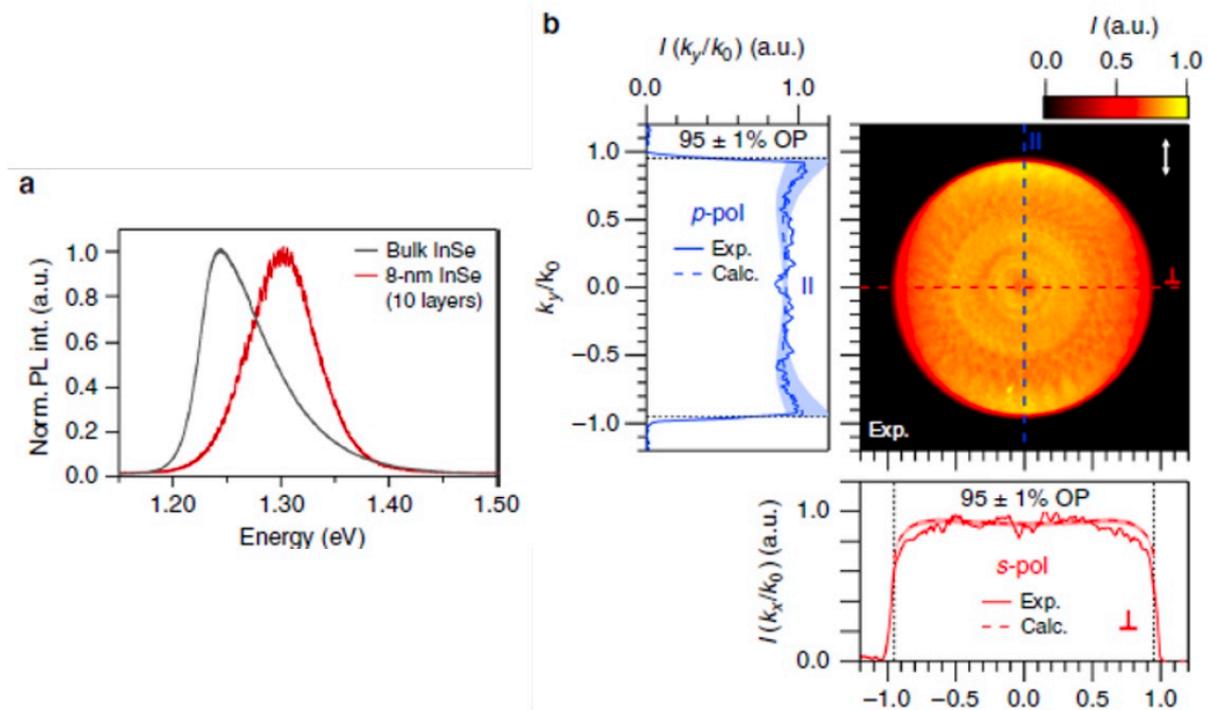


Рис. 23: Ориентация экситонных излучателей в двумерном InSe: (а) сравнение нормированной по интенсивности фотолюминесценции при комнатной температуре объемного InSe и InSe толщиной 8 нм; (б) диаграмма распределения интенсивности излучения пленки InSe толщиной 8 нм, нанесенной на подложку из SiO₂ толщиной 104 нм, как функции ортогональных компонент проекции волнового вектора фотона на плоскость образца, нормированных на волновой вектор фотона в воздухе.

ся для диаграммы, соответствующей внутриплоскостной ориентации диполя, значит для нее вывод излучения больше.

Во-вторых, на диаграмме, соответствующей поперечной ориентации диполя, можно видеть темную ось вдоль направления, перпендикулярного поляризатору, что можно интерпретировать так: поперечно-ориентированный диполь не излучает s-поляризованный свет. Следовательно, только р-поляризованное излучение содержит информацию о диполях обоих типов, а наличие такой темной оси в k-пространственной диаграмме представляет собой характерный признак поперечной ориентации дипольного излучателя.

В одних осях на рис.23(а) построены графики нормированной по интенсивности фотолюминесценции при комнатной температуре объемного InSe и тонкой пленки InSe толщиной 8 нм. Для двумерной чешуйки InSe наблюдается смещение пика в синюю область спектра на энергию порядка 5 мэВ, что является следствием увеличения электронной запрещенной зоны InSe с уменьшением толщины вследствие квантового ограничения.

На рис.23(б) показана измеренные нормированная k-диаграмма излучения чешуйки InSe толщиной 8 нм на подложке из SiO₂. Заметим, что поперечные сечения k-диаграммы, соответствующие s- и p-поляризованному излучению (нижняя и левая вставки соответственно), для данного образца имеют гораздо большее сходство, чем для объемного образца. Причина такого поведения заключается в угловом перераспределении излучаемого света, вызванном различной толщиной и центральной длиной волны излучения образцов.

2.5. Интеграции экситонных излучателей в тонких пленках с волноводными интегральными структурами

Вопрос эффективной интеграции источников излучения на оптический чип является одним из главных в интегральной оптике в настоящее время. Так например, было продемонстрирована попытка интеграции монослоя WSe₂ на чип из SiN и связь двумерных источников одиночных фотонов с управляемой модой волновода. Выбор SiN в качестве материала фотонной интегральной схемы обусловлен высоким пропусканием данного материала в видимой области спектра, в котором излучают большинство однофотонных излучателей в тонких пленках.

Схема устройства изображена на рис.24. Тонкая пленка WSe₂ помещалась на одномодовый волновод из SiN, после чего образец был охлажден до 4 К. Фотолюминесценция WSe₂ излучалась в свободное пространство или взаимодействовала с управляемой модой волновода.

На рис.25(а) представлены результаты измерения фотолюминесценции WSe₂. Были исследованы пять различных точек пленки S1 – S5, в области которых фотолюминесценция проявлялась особенно ярко.

Спектры двух точек вне волновода (S1 и S2) показаны на рис. 4е. В спектре S2 много узких пиков, более интенсивных по сравнению с пиками в спектре S1. Это может быть связано с тем, что точка S2 находится вблизи пространственной неоднородности чешуйки, например, складкой или трещиной. Такие пространственные неоднородности обычно приводят к сильным градиентам деформации, которые приводят к образованию экситонов.

Точки S3, S4 и S5, расположенные вблизи волновода (область между белыми пунктирными линиями на рис. 4б), демонстрируют более яркую фотолюминесценцию по сравнению с окружающей областью. Они соответствуют положениям, в которых пленка изгибается над волноводом, что приводит к возникновению экситонных излучателей. Чтобы подтвердить, что эти излучатели действительно связаны с волноводом, был проведен эксперимент, в котором оптическая накачка осуществлялась сверху, а фотолюминесценция собиралась через волокно. На рисунке видно, что светится только область вблизи волновода.

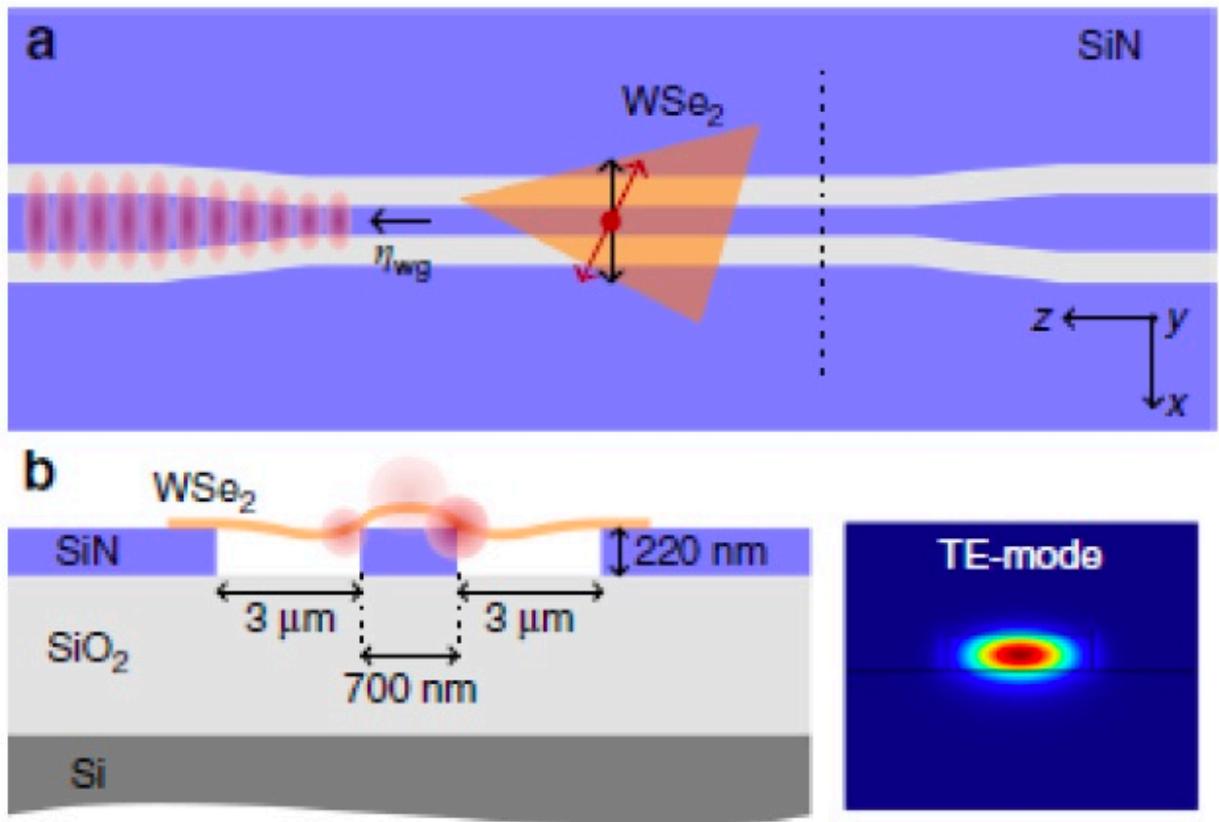


Рис. 24: (а) Экситонный излучатель в WSe_2 на волноводе из SiN . (а) вид сверху: треугольная пленка WSe_2 интегрирована в одномодовый волновод из SiN толщиной 220 нм, отделенный двумя воздушными каналами от объемного SiN . Концы волновода соединены с линзовым волокном. Ориентация дипольного излучателя в WSe_2 (красная стрелка) случайна по отношению к TE -поляризации основной волноводной моды (черная стрелка).

Интенсивность фотолюминесценции вблизи центра волновода в целом выше, чем по краям и за его пределами, что может быть связано с тем, что связь дипольного излучателя с волноводной модой выше около центра. Таким образом, волноводом может быть захвачено больше излучения от пленки. Максимальное расстояние, на которое могут быть удалены излучатели, расположенные за пределами волновода, от оси симметрии волновода, при этом по-прежнему генерируя фотолюминесценцию, которая может быть захвачена волноводом, составляет 1.9 мкм. Также можно отметить, что не все пики, появляющиеся в конфокальных спектрах, присутствуют в волноводно-связанных спектрах. Это является следствием того факта, что связь между TE -модой волновода и направлением дипольного момента излучателя в WSe_2 , имеющим стохастический характер, пропорциональна углу между этими векторами (черная и красная стрелки соответственно).

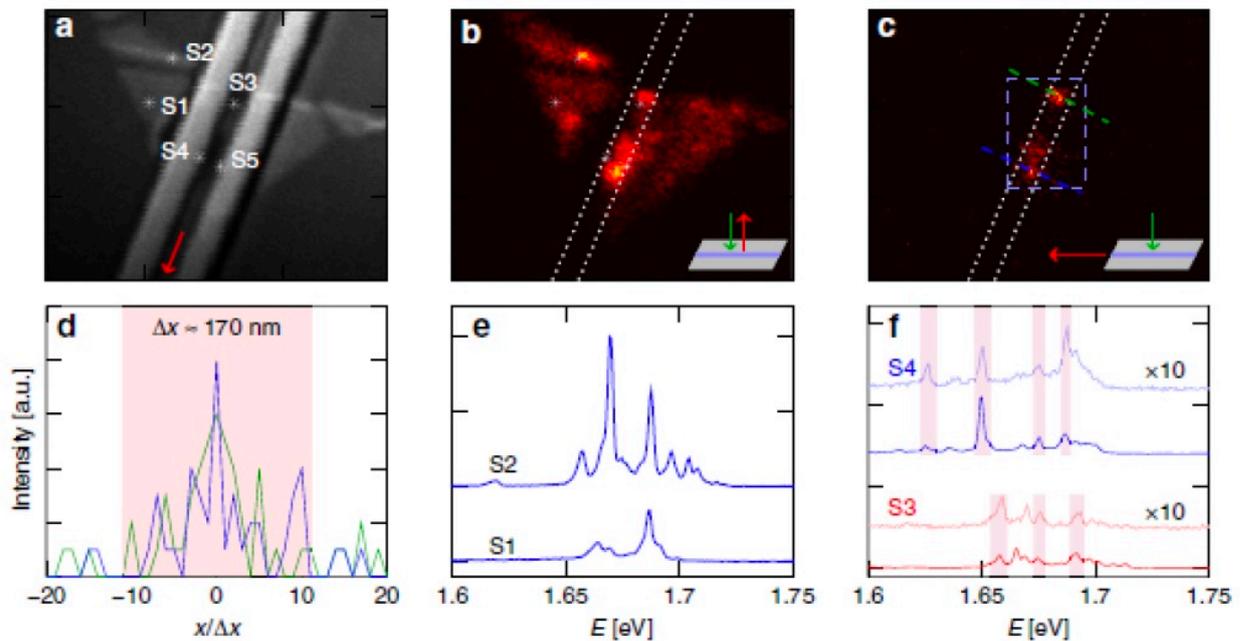


Рис. 25: Экситонные излучатели в WSe₂, связанные с волноводом. (a) Конфокальное лазерное сканирование (длина волны = 532 нм) соответствующей области образца. Точки S1 и S2 находятся вне волновода, а точки S3-S5 обозначают положения на волноводом. Красная стрелка показывает направление сбора светового пучка. (b) Конфокальное сканирование фотолюминесценции: возбуждение и сбор сверху. (c) Волноводное сканирование фотолюминесценции: возбуждение сверху, сбор - через волокно. Белыми пунктирными линиями отмечено положение волновода. (d) Спектры фотолюминесценции, полученные при измерении вдоль зеленой и синей линий на рисунке (c). Розовым выделена область, связанная с волноводом.

Высокий квантовый выход может быть достигнут при использовании плазмонных резонаторов за счет перехода к малым модовым объемам, или диэлектрических резонаторов, которые могут быть спроектированы с очень большим коэффициентом добротности [72]. Однако, в плазмонных структурах эффект Парселла существенно зависит от положения излучателя, а высокий коэффициент поглощения в металлах приводит к большим потерям. Это делает диэлектрические резонаторы более привлекательными, кроме того они чаще сделаны из материалов, совместимых с современными КМОП-технологиями (комплиментарная структура металл-оксид-полупроводник).

Реализация эффективного заведения излучения однофотонного источника непосредственно на интегральную микросхему подразумевает существование сильной оптической связи между излучателем и волноводной системой на чипе. Этого можно добиться, в частности, в резонансной волноводной системе, состоящей из наноантенн

из материала с высоким показателем преломления. В таких наноантеннах возможно возбуждение как электрических, так и магнитных дипольных резонансов Ми [35], что позволяет эффективно управлять как линейным, так и нелинейным оптическим откликом подобных структур [73, 74]. Было показано [75], что, объединяя такие наноантенны в одномерные цепочки, можно добиться эффективного распространения излучения за счет ближнепольной оптической связи между ними при возбуждении магнитного дипольного Ми-резонанса в отдельных частицах. Стоит отметить, что такие волноводные системы обладают рядом преимуществ, что открывает возможность для разработки новых функциональных устройств на их основе на оптическом чипе [77].

Уникальные оптические свойства в сочетании с их высокой способностью перестройки с помощью внешних факторов, таких как приложенные поля, деформация и свет, делают двумерные тонкие пленки перспективным материалом для различных устройств оптоэлектроники и фотоники.

3. Субволновая цепочка резонансных наночастиц для эффективной связи экситонных эмиттеров в гетероструктурах

В 2004 году Новоселов и соавторы впервые сообщили о получении и исследовании оптических и электронных свойств графена – двумерной фазы графита, представляющей собой один слой атомов углерода, расположенных в гексагональной решетке [78]. Эта работа стала знаковой и положила начало стремительному развитию области двумерных материалов. В отличие от обычных материалов, двумерные материалы обладают прочной связью внутри слоя, но слабыми силами Ван-дер-Ваальса между ними, что делает возможным механическое расслаивание монослоя и несколько слоев. Хотя уникальные электронные и оптические свойства графена, связанные с линейной дисперсией, открыли множество важных прикладных направлений, его нулевая ширина запрещенной зоны ограничивает области его применения, где требуются полупроводниковые материалы с прямой запрещенной зоной. В связи с этим в последние десятилетия исследователи стремились расширить семейство двумерных слоистых материалов с широким набором электронных, оптических, механических и тепловых свойств [?, 79–94].

В свою очередь, их атомарно гладкая поверхность не содержит оборванных связей и позволяет создавать Ван-дер-Ваальсовы гетероструктуры путем наложения друг на друга без необходимости согласования кристаллических решеток, тем самым открывая обширную область изучения новых материалов. Формирование гетероструктур позволяет сочетать преимущества двух различных материалов и приводит к качественно новым физическим свойствам материала [79, 90].

- графен (см. рис.26(а));
- гексагональный нитрид бора (см. рис.26(б));
- монослои дихалькогенидов переходных металлов (см. рис.26(в));
- монослои фосфорена (см. рис.26(г));
- ферромагнитный трийодид хрома (CrI_3) и $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$ (см. рис.26(д));

Многочисленные исследования показали, что двумерные материалы (2D) дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) обладают принципиально новыми электронными, оптическими, каталитическими и механическими свойствами, по сравнению со своими объемными аналогами. Например, электронные свойства двумерных кристаллов MoS_2 зависят от числа слоев структуры: так для монослоя MoS_2 ширина запрещенной зоны составляет 1.8 эВ, в то время как для двухслойного MoS_2 она составляет 1.5 эВ. В результате наблюдается усиление фотолюминесценции для случая монослойной структуры [59, 99, 100].

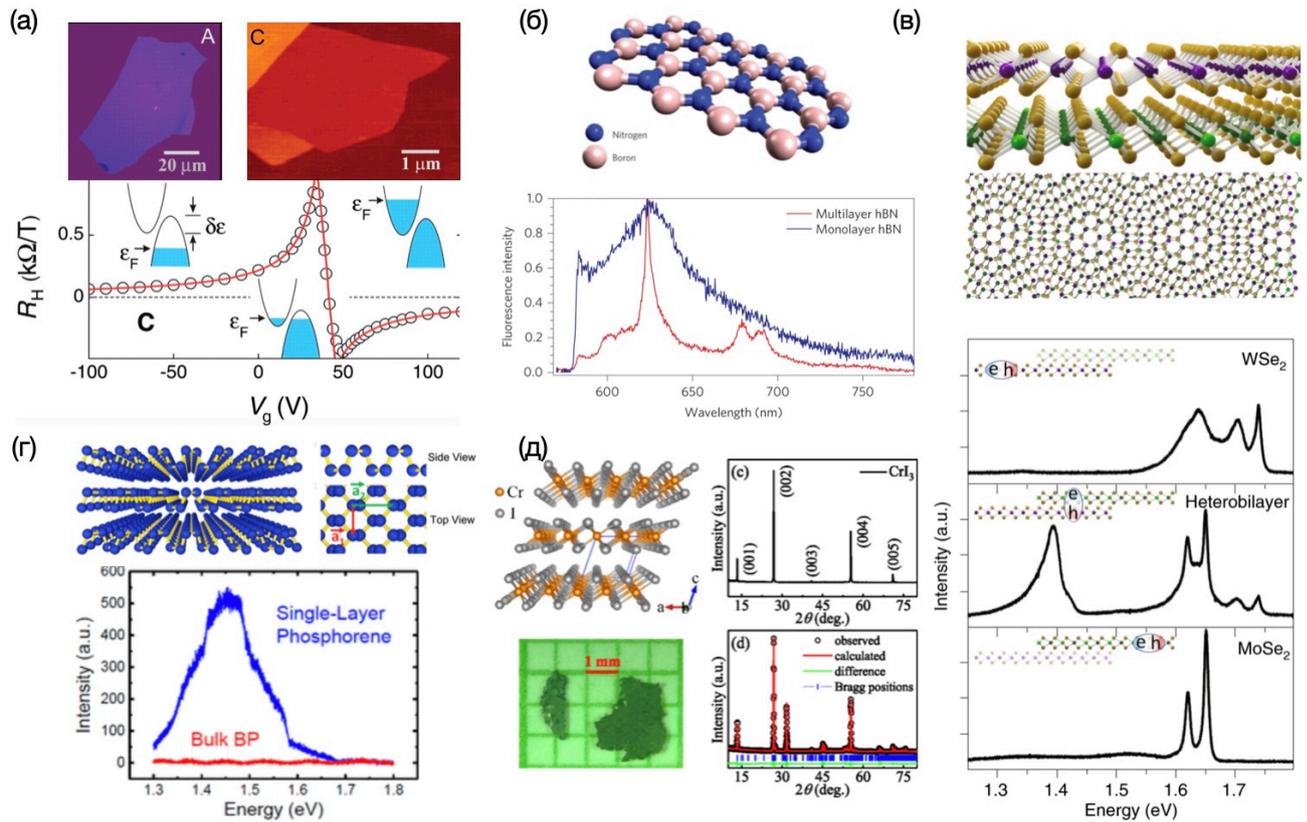


Рис. 26: (а) Изображения графена, полученные в оптическом микроскопе и методом атомно-силовой микроскопией, области размером 2 мкм × 2 мкм (сверху) и график зависимости коэффициента Холла от приложенного напряжения, при 5К [78]; (б) схематическое изображение монослоя нитрида бора (сверху) и спектры ФЛ дефекта в монослое нитрида бора (синяя кривая) и многослойном нитриде бора (красная кривая), снятых при комнатной температуре (внизу) [95]; (в) схематическое изображение кристаллической решетки гетероструктуры из монослоев ДПМ (сверху) и сравнение спектра ФЛ гетероструктуры из бислоя MoSe₂/WSe₂ со спектрами ФЛ монослоя MoSe₂ и монослоя WSe₂ (снизу) [96]; (г) схематическое изображение кристаллическая структура и зонная структура тонкой пленки фосфорена – вид сбоку и сверху (вверху) и спектры ФЛ однослойных образцов фосфорена и объемного фосфора на подложке SiO₂/Si толщиной 300 нм (внизу) [97]; (д) кристаллическая структура триодид хрома (CrI₃) при комнатной температуре и изображение кристаллов CrI₃ (слева) и рентгенограммы монокристалла CrI₃ (справа) [98].

Кристаллы дихалькогенидов переходных металлов являются новым классом полупроводниковых материалов, проявляющих уникальные свойства в виде двумерного монослоя [101–103]. Они демонстрируют переход в полупроводниковое состояние с прямой запрещенной зоной на толщине монослоя [104, 105], открывают доступ к дополнительной степени свободы благодаря спин-орбитальному расщеплению и отсутствию инверсной симметрии кристаллической решетки в двумерном мо-

нослое [106, 107], демонстрируют сильные экситонные эффекты с высокой энергией связи для нейтральных и заряженных экситонов (порядка сотен мэВ при комнатной температуре).

Комбинируя монослои различных ДПМ-материалов можно образовывать гетероструктуры с новыми особыми свойствами, которые не наблюдаются в одиночных слоях этих материалов. Одной из главных особенностей в таких структурах является возникновение нового типа экситонов, которые получили название межслоевых экситонов, соответствующих пространственно разделенным электронно-дырочным парам [89]. Они известны своим длительным временем жизни [90] и связанной с этим ориентацией дипольного момента вне плоскости слоя моносля, что например, может быть найдено приложения для создания детерминированных квантовых излучателей [91].

3.1. Общие свойства дихалькогенидов переходных металлов

Кристаллы дихалькогенидов переходных металлов имеют гексагональную структуру атомных слоев общей формулы MX_2 , где M переходный металл VI группы (Mo, W), IV группы (Ti, Zr, Hf) или V группы периодической таблицы Д.И. Менделеева (V, Nb, Ta) и X представляет собой халькоген (S, Se, Te) (см. рис. 27(б)). Важно отметить, что только соединения типа MoX_2 и WX_2 являются полупроводниками, в то время как другие ДПМ относят к полуметаллам или металлам [59, 99, 100, 108–110].

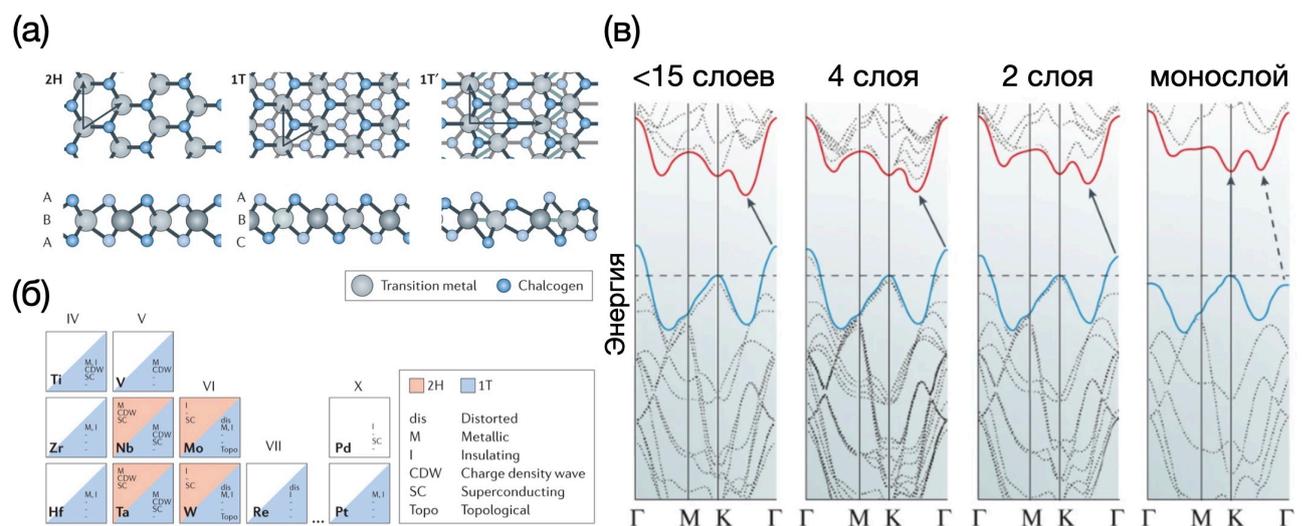


Рис. 27: (а) Атомная структура одиночных слоев дихалькогенидов переходных металлов (ДМП) в их (2H), (1T) и (1T') фазах; (б) «периодическая таблица» известных слоистых ДПМ; (в) эволюция зонной структуры 2H-MoS₂ при разных толщинах материала [105].

Полупроводниковые ДПМ имеют ширину запрещенной зоны в диапазоне от ближней инфракрасной до видимой области спектра, в отличие от графена, у которого ширина запрещенной зоны равна нулю, что делает невозможным его использование в качестве полупроводника.

Объемные ДПМ состоят из нескольких монослоев, относительно слабо связанных силой Ван-дер-Ваальса между собой. В результате этого отдельные слои можно относительно легко расслаивать, сохраняя их плоскую кристаллическую структуру. На рис. 27(а) показана кристаллическая структура монослоя ДПМ. Как правило, толщина монослоя варьируется в диапазоне от 0.6 до 0.8 нм [104]. Слои ДПМ имеют треугольную призматическую кристаллическую структуру с гексагональным расположением атомов переходных металлов (обозначены серым цветом), расположенными между двумя слоями атомов халькогена (обозначены синим цветом).

Существует множество возможных конфигураций монослоев ДПМ относительно друг друга, образующих объемную структуру. Наиболее распространенными такими политипами являются 1Т (IV группа – TiS_2), 2Н (природный MoS_2) и 3R (синтетический MoS_2). Далее в работе будут рассмотрены только ДПМ с фазой 2Н. Данная конфигурация описывается точечной группой симметрии – D_{6h} (объемные структуры) и D_{3h} (монослои) [111].

3.2. Экситонные переходы в ДПМ

Двухмерные ДМП, как и любые другие полупроводниковые материалы, характеризуются не только свободными носителями заряда, но и экситонами – возбуждения, связанные кулоновским взаимодействием между электроном из зоны проводимости и дыркой из валентной зоны. Эти возбуждения могут реагировать на внешнее оптическое поле в виде коллективных движений электронно-дырочных пар, приводящих к возникновению экситонных резонансов, которые можно наблюдать экспериментально (см. рис. 28(а,б)). Энергия экситонных состояний лежит ниже минимума зоны проводимости, в следствии чего, экспериментально экситоны наблюдаются, как узкие линии рассеяния или излучения.

Большие значения энергии связи в ДПМ позволяют наблюдать не только нейтральные (X) экситоны (где энергии связи варьируется от 0.2 до 0.8 эВ), возникающие в точках K_+ и K_- в зоне Бриллюэна, а также другие виды экситонов, включая (см. рис. 28(а,б)):

- Т – заряженные экситоны (трионы);
- биэкситоны – экситонные молекулы;
- локализованные экситоны, вызванные различными дефектами (примесными потенциалами);

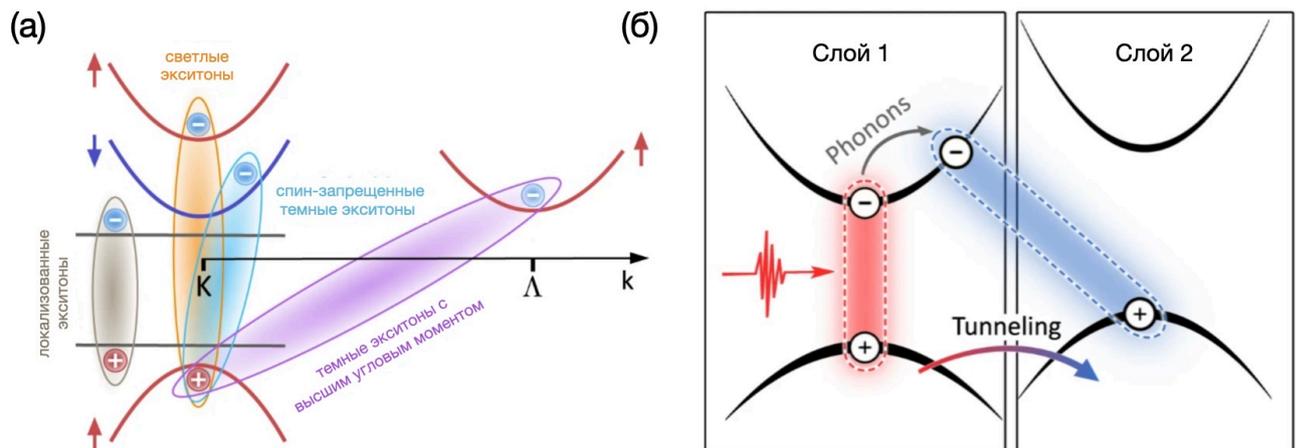


Рис. 28: Схематическое изображение экситонов в тонких пленках ДМП: (а) светлые, темные запрещенные по спину и угловому моменту экситоны, локализованные экситоны и (б) межслоевые экситоны.

- K_+ , K_- , Γ – темные междолинные экситоны;
- темные экситоны с высшим угловым моментом;
- темные экситоны с запрещенные по спину (см. рис. 28(а));
- X_I – межслоевые экситоны (см. рис. 28(б)).

Как уже было сказано выше, ДПМ имеют гексагональную структуру решетки, зона Бриллюэна которой схематически изображена на рис. 29(а) и описывается двумя элементарными векторами решетки \vec{b}_1 и \vec{b}_2 . В центре шестиугольника точка Γ – точка высокой симметрии, в ней волновой вектор $\vec{k} = 0$. В вершинах шестиугольника точки K и K^- , в которых $\vec{k} \neq 0$. В этих K -точках расположена прямая запрещенная зона перехода у полупроводника. Причем, в каждой такой K -точке и в валентной и зоне проводимости происходит расщепление энергетических уровней по спиновому моменту. На рис. 29(б) показана типичная зонная структура для монослоев структуры типа MoX_2 . Расщепление валентной зоны на два максимума $V1$ и $V2$ обусловлено спин-орбитаальным взаимодействием. При этом, в спектре поглощения переходы между максимум валентной зоны – $V2$ и минимум зоны проводимости приводят к образованию экситонов А-типа, а переходы между максимум валентной зоны – $V1$ и минимум зоны проводимости приводят к образованию экситонов В-типа.

На рис. 30 показано 8 возможных электронных состояний структур из (а) MoX_2 и (б) WX_2 . Спин орбитальное взаимодействие в данных случаях приводит к расщеплению уровней и образованию двух экситонов, называемых в литературе А- и В- экситонами валентной зоны. Стоит отметить, что расщепления случая структур

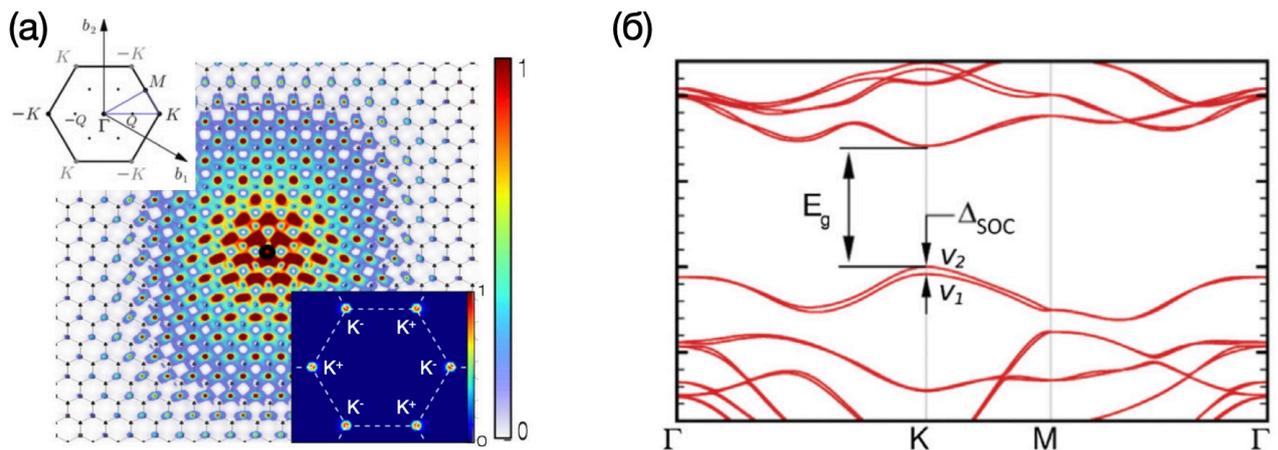


Рис. 29: (а) Волновая функция экситона, рассчитанная для монослоя MoS_2 , на верхней вставке схематически изображена гексагональная зона Бриллюэна с точками симметрии – Γ , K , M , Q ; на нижней вставке показана соответствующая волновая функция в импульсном пространстве [105]; (б) зонная структура для монослоев MoX_2 , показывающая ширину запрещенной зоны квазичастиц E_g в точках K и спин-орбитальное расщепление в валентной зоне; переход между максимум валентной зоны – V_2 и минимум зоны проводимости приводят к образованию в спектрах поглощения экситонов А-типа, а переходы между максимум валентной зоны – V_1 и минимум зоны проводимости приводят к образованию экситонов В-типа [111].

на основе MoX_2 и WX_2 противоположны по знаку. Таким образом, в каждой долине есть спин-разрешенный (светлый) и спин-запрещенный (темный) переход. Светлые переход соответствуют переходу с минимума зоны проводимости в MoX_2 , а в случае структур на основе WX_2 наблюдается обратная ситуация.

Существование экситонных состояний “ниже” запрещенной зоны свободных носителей (E) приводит к формированию так называемой оптической запрещенной зона (E_0), определяемой по экситонному состоянию с наименьшей энергией при поглощении. Ширина запрещенной зоны двумерных материалов для свободных носителей может быть измерена с помощью сканирующей туннельной спектроскопии. В свою очередь ширина оптической запрещенной зоны определяется по спектру фотолуминесценции материала. Разница $E_b = E_g - E_0$ определяет энергию связи экситона.

Энергия связи E_b в ДПМ, как и в других полупроводниковых материалах, зависит от размерности, диэлектрического экранирования и эффективной массы носителей (см. рис. 30(г)). Она может быть оценена в рамках двумерной водородоподобной модели как $E_b \approx 4Ry\mu/(m_0\varepsilon_{eff}^2)$, где $Ry=13.6$ эВ – постоянная Ридберга, ε_{eff} – эффективная диэлектрическая проницаемость системы, усредненная по вкладам от ДПМ и окружающей среды, m_0 – масса свободного электрона, $\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$ – приведенная масса. В 2D ДМП благодаря уменьшенному диэлектрическому экра-

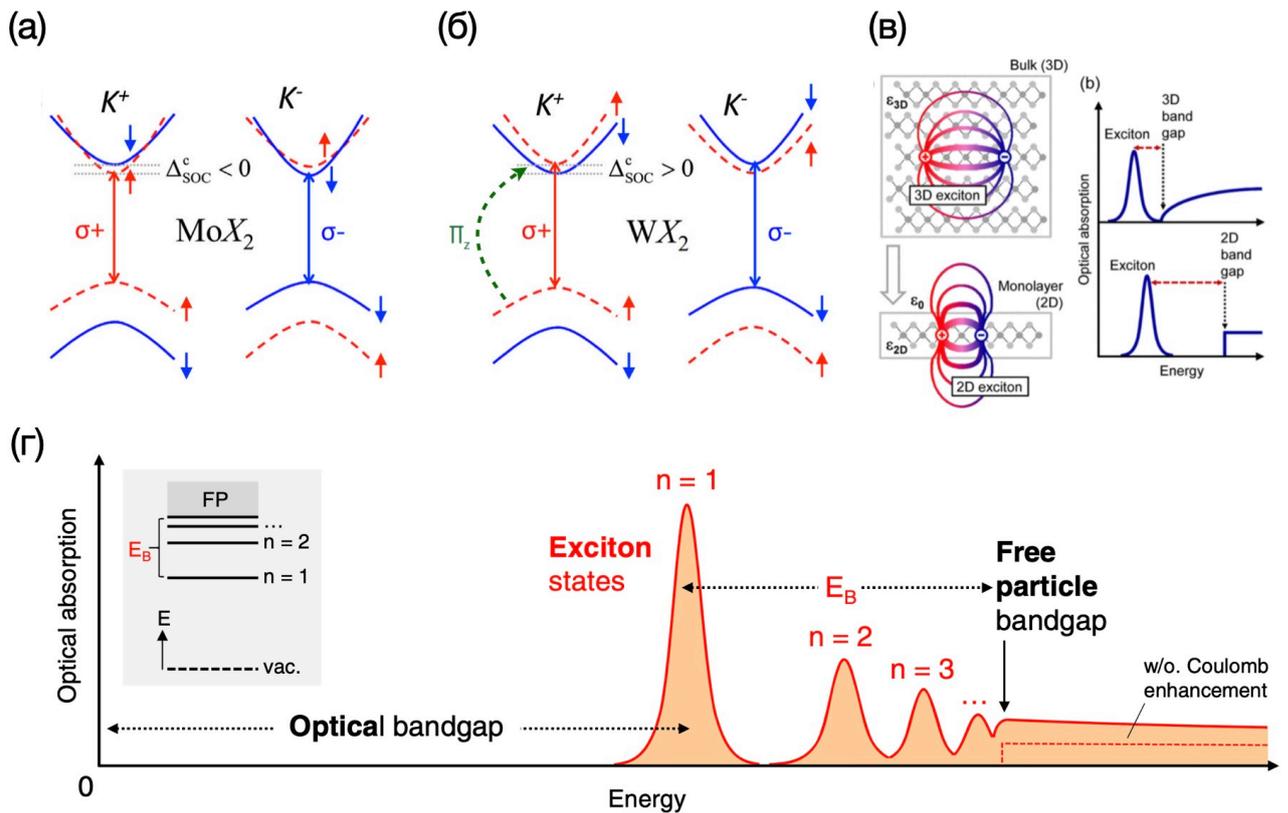


Рис. 30: Схематическое изображение уровней запрещенных зон в точках K и K^- MoS_2 в (а) монослое MoX_2 и (б) монослое WX_2 , оптические переходы показаны стрелками [111]; (в) сравнение диаграмм распределения силовых линий электрон-дырочных пар для 3D объемной структуры и 2D структуры ДПМ (слева) и обобщенные диаграмма зон 3D и 2D структур ДПМ [112]; (г) схематическое изображение процесса оптического поглощения для двумерного полупроводника, включая серию экситонных переходов; на вставке приведена схема энергетических уровней, где n – главное квантовое число

нированию (малая величина ϵ_{eff}) энергию связи выше по сравнению с объемными материалами (см. рис. 30(в)). Для реальных параметров $\mu = 0.25$ и $\epsilon_{eff} = 5$, $E_b = 0.5$ эВ в соответствии с экспериментом.

Экситоны, в особенности X-экситоны, подобны атому водорода и характеризуются серией Ридберга в своем энергетическом спектре ниже запрещенной зоны для свободных частиц. Данные состояния в серии Ридберга для экситонов могут быть пронумерованы главным квантовым числом n , так что основное состояние задано при $n = 1$ и возбужденные состояния соответствуют $n > 1$. Энергии возбужденных состояний экситонов $n > 1$ могут быть получены непосредственно из спектров линейного поглощения или отражения. Эти состояния проявляются как резонансы с уменьшением силы осциллятора в серии $f_n = f_{n=1}/(2n - 1)^3$. Кроме того, из-за значительной энергии связи экситонов они представляют собой атомоподобные об-

разования малого размера, характеризующиеся боровским радиусом $a_B \approx 1$ нм. Соответственно, малый пространственный размер экситонов приводит к их делокализации в k -пространстве. Это делает 2D ДПМ очень чувствительными к изменениям окружающей диэлектрической среды и позволяет изменять энергию связи экситона. В результате сами экситонные состояния сильно перестраиваются под влиянием диэлектрической среды.

В таблице 1 представлены сводные данные для экспериментально определенных энергий связи экситонов, ширины запрещенной зоны (ЗЗ) в монослойных MoX_2 и WX_2 структур. Все данные соответствуют А-экситонному переходу. Столь значи-

Материал	Температура	Энергия связи (эВ)	Ширина ЗЗ (эВ)	Источник
WSe_2	комнатная	0.37	2.02	[113]
WSe_2	4К	0.6 ± 0.2	2.35 ± 0.2	[114]
WS_2	комнатная	0.71 ± 0.01	2.73	[115]
WS_2	5К	0.32 ± 0.04	2.41 ± 0.04	[112]
MoSe_2	5К	0.55	2.18	[116]
MoSe_2	79К	0.5	2.15 ± 0.06	[117]
MoS_2	комнатная	0.31 ± 0.04	2.17 ± 0.1	[117]
MoS_2	77К	0.2	2.15 ± 0.06	[118]

Таблица 1: Сводная таблица экспериментально определенных энергий связи экситонов, ширины запрещенной зоны (ЗЗ) в монослойных ДПМ. Все данные соответствуют А-экситонному переходу. Числовые значения соответствуют источникам, ссылки на которые отображены в таблице.

тельная энергия связи экситонов, намного превышающая тепловую энергию носителей при комнатной температуре (30 мэВ), делают их доминирующим фактором, определяющим оптические свойства 2D ДПМ.

3.3. ДПМ и резонаторы

В дальнейшем, под оптическим резонатором будет пониматься — система, состоящая из одной или нескольких структур (полость, наантоантенна и др.), которая может сохранять энергию электромагнитного поля в течение нескольких периодов колебаний поля. Чем больше число колебаний, которое поле может совершить до того, как затухнет, тем больше добротность резонатора – Q-фактор системы. Внутренний Q-фактор резонатора определяется как формула 16:

$$Q = \frac{\omega_0}{2\gamma_{res}} \quad (16)$$

где ω_0 — резонансная частота колебаний поля, γ_{res} — полный коэффициент затухания колебаний поля $\gamma_{res} = \gamma_{res}^r + \gamma_{res}^{nr}$, γ_{res}^r (γ_{res}^{nr}) — коэффициент радиационных (безызлучательных) потерь. Такая важность Q-фактора объясняется тем, что он описывает верхний предел количества запасенной энергии в резонаторе в стационарном состоянии, таким образом, большее значение Q соответствует большему количеству запасенной в объеме моды энергии.

Диэлектрические резонаторы, способные обеспечить достаточно большие значения Q-фактора. Так, например, широко используются резонаторы на основе эффекта мод шепчущей галереи, Брэгговские резонаторы, фотонные кристаллы и др. Обычно, характерные размеры таких систем много больше резонансной длины волны излучения, что приводит к сильной делокализации таких высокочастотных мод в пространстве и малым значениям показателя локального поля.

Одним из путей решения данной проблемы — усиления локального поля, является уменьшение эффективного объема моды резонатора V_{eff} , определяемый в выражении 17, где интегрирование производится по объему соответствующей моды, а $\varepsilon(r)$ — диэлектрическая проницаемость резонатора и окружающей среды.

$$V_{eff} = \int \frac{\varepsilon(r)|E(r)|^2}{(\varepsilon(r)|E(r)|^2)_{max}} dV \quad (17)$$

Как правило, эффективный объем моды меньше, чем физический объем резонатора. Например, плазмонные нанорезонаторы демонстрируют сокращение эффективного объема моды до величины порядка $\lambda^3/10^4$ и менее, тогда как диэлектрические резонаторы ограничены дифракционным пределом. Тем не менее, выражение для V_{eff} не всегда применимо к нанорезонаторам, особенно к плазмонным из-за высоких внутренних потерь.

Говоря о влиянии такой системы, состоящей из диэлектрических нанорезонаторов на экситонную подсистему, можно выявить следующие аспекты:

- Во-первых, резонатор обеспечивает повышение эффективности взаимодействия света с веществом, что существенно для таких систем, как 2D ДПМ.

Несмотря на то, что нелегированные 2D ДПМ могут иметь относительно высокую эффективность взаимодействия экситонной системы со светом, ее усиление особенно важно для возбуждения темных и межслойных экситонов в Ван-дер-Ваальсовых гетероструктурах, имеющих гораздо более слабую силу осциллятора и, следовательно, низкий коэффициент связи электромагнитного поля возбуждающей световой волны и экситонной системы. Коэффициент усиления взаимодействия света с экситонами — (κ_{exc}), соответствует увеличению сечения поглощения на экситонном переходе в усиленном электрическом поле

в непосредственной близости от резонатора. В дипольном приближении усиление коэффициента взаимодействия может быть оценено численно по формуле:

$$\frac{\kappa_{exc}}{\kappa_{exc,0}} = \frac{|\mathbf{n}_d \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_{ex})|^2}{|\mathbf{n}_d \cdot \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_{ex})|^2} \quad (18)$$

где в формуле 18 \mathbf{E}_0 — напряженность электрического поля в вакууме, κ_0 — собственный коэффициент взаимодействия в отсутствие резонатора, \mathbf{n}_d — ориентация диполя, связанного с экситоном [119].

- Во-вторых, взаимодействие экситонов со светом в когерентном режиме также может быть значительно усилено в окрестностях резонатора. Взаимодействие экситонов в 2D ДПМ и резонатора может происходить в режиме слабой и сильной связи. Тип взаимодействия зависит от показателя эффективности взаимодействия, определяемый частотой Раби и полным коэффициентом затухания. В режиме слабой связи рекомбинация экситонов изменяется экспоненциально со временем, имея скорость $\gamma_{ex} = \gamma_{ex}^r + \gamma_{ex}^{nr}$. При наличии резонатора полная скорость рекомбинации экситонов меняется по отношению к изначальной $\gamma_{ex}^0 = nd^2\omega^3/(3\pi\hbar\epsilon_0c^3)$, где d - дипольный момент экситона, n - показатель преломления окружающей среды. Таким образом, полный коэффициент Парселла (F_p) может быть количественно рассчитан как $F = \gamma_{ex}/\gamma_{ex}^0$ [120].

В одномодовом приближении для резонатора и дипольном приближении для экситонов, максимальное значение фактора Парселла для помещенного в область максимального значения поля экситона с дипольным моментом, совпадающим по направлению с полем моды резонатора, может быть рассчитано по формуле:

$$F_p = \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3 \frac{Q}{V_{eff}} \quad (19)$$

где в формуле 19 V_{eff} – эффективный объем моды, λ – длина волны возбуждающего излучения. Следовательно, фактор Парселла определяется лишь характеристиками резонатора [120].

Таким образом, различные характеристики 2D ДМП, включая квантовый выход, интенсивность фотолуминесценции и т.д., могут быть улучшены путем объединения их с резонансными оптическими структурами (оптическими резонаторами). Эти оптические резонаторы могут быть разделены на плазмонные и диэлектрические в соответствии с их механизмами взаимодействия света с носителями заряда в веществе.

3.4. Гетероструктуры из монослоев ДМП.

В настоящее время, особое внимание и широкий интерес среди полупроводниковых гетероструктур получил так называемый новый класс полупроводниковых гетероструктур – ван-дер-ваальсовы гетероструктуры, состоящих из комбинаций дискретных монослоев ДМП, например $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$ (см. рис. 31(а)) [96, 121, 122], $\text{WSe}_2/\text{MoSe}_2$ [123], MoS_2/WS_2 [124] и $\text{MoSe}_2/\text{MoS}_2$ [125]. Такой интерес к данным структурам обусловлен в первую очередь образованием межслоевого экситона (см рис. 31(б)) [126]. Это связанные состояния электронно-дырочных пар, как это отображено схематически на рис. 31(в) электрон находится в одном слое ДМП, а дырка в соседнем слое [123].

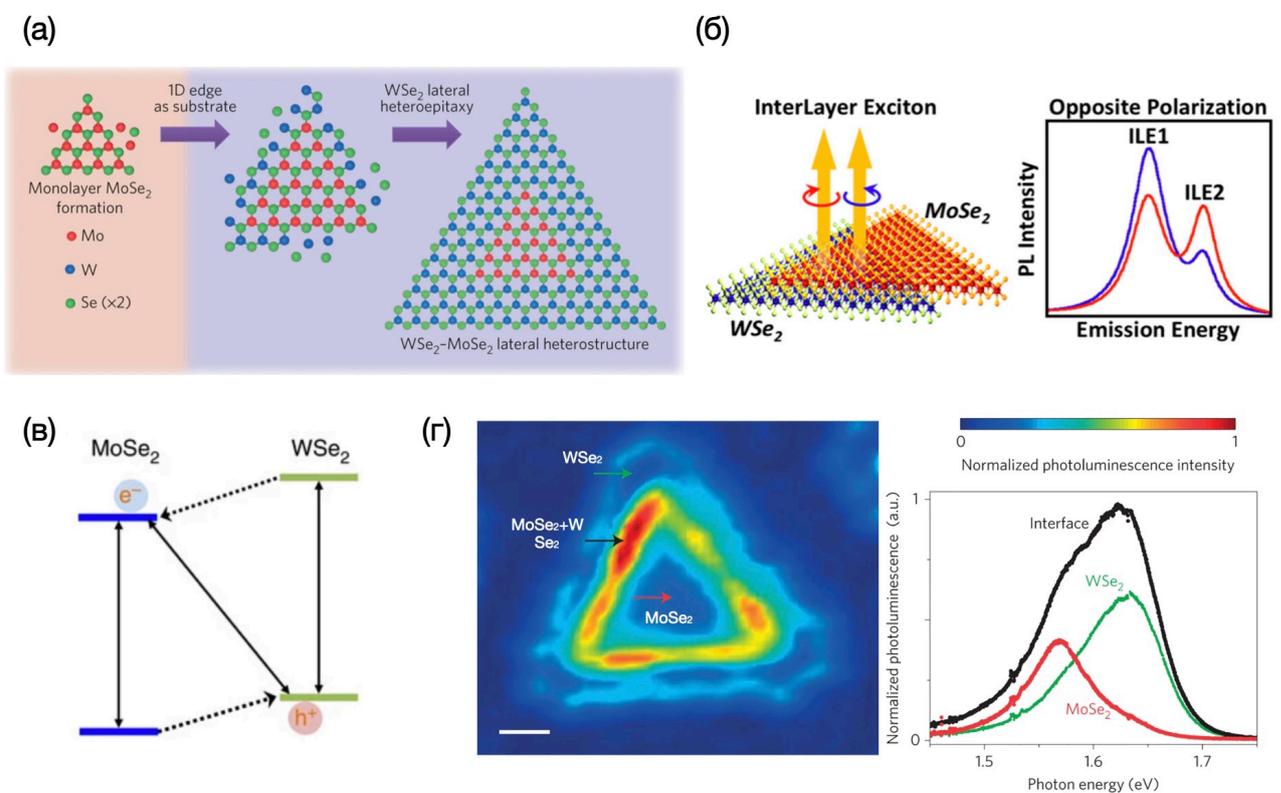


Рис. 31: (а) Схематическое изображение образование гетероструктуры из монослоя MoSe_2 и монослоя WSe_2 ; (б) схематическое изображение гетероструктуры $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$ и образовавшегося межслоевого экситона (слева) и график зависимости ФЛ данной пленки для света с правой (красная кривая) и левой (синяя кривая) круговыми поляризациями [127]; (в) схема образование электронно-дырочных пар в $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$ [128]; (д) изображение тонкой пленки $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$, полученное методом оптической микроскопии, где зеленой стрелкой обозначен WSe_2 , красной – MoSe_2 , а черной – гетероструктура $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$ (слева) и соответствующая этим участкам зависимость ФЛ, наблюдается интерференция и усиления спектра ФЛ для гетероструктуру, по сравнению со спектрами ФЛ для отдельных монослоев [121].

Несмотря на то, что ДМП имеют одинаковую кристаллическую структуру, их физические свойства, такие как ширина запрещенной зоны, ширина и положение экситонного резонанса, сила спин-орбитального взаимодействия, могут значительно отличаться. В связи с этим, комбинируя различные монослои ДМП друг с другом, можно получить гетероструктуры с различными свойствами. Наибольший интерес для фотоники представляют те из них, у которых ширина запрещенной зоны лежит в видимом спектральном диапазоне, тем самым, делая возможным оптической накачки межслоевых экситов, наблюдение которой возможно посредством измерения фотолюменесценции от них.

Ван-дер-ваальсеза гетероструктура $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$ представляет свухслойную структуру, состоящую из монослоев диселенидов Mo и W. При этом, запрещенная зона относится к типу II и является непримазонной [129]. При этом, верхняя часть валентной зоны образована преимущественно состояниями W, а дно зоны проводимости – состояниями Mo. Недавно, в этих гетероструктурах было продемонстрировано излучение межслоевых экситонов, указывающее на дипольные переходы между слоями MoSe_2 и WSe_2 . Энергия ФЛ излучения находится в диапазоне 1.35-1.4 эВ (см. рис. 31(в)). Из-за такой ориентации запрещенных зон типа II, энергия гетереструктуры $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$ хорошо отделена от энергий излучения ФЛ от отдельных монослоев MoSe_2 (1.55 эВ) [130] и WSe_2 (1.65 эВ) [131] (см. рис. 32(д)).

3.5. Время жизни, коэффициент поглощения интенсивность насыщения межслоевого экситона пленок ДМП.

Процессы образования и динамика времени жизни межслоевых экситонов в монослойных гетероструктурах ДМП, были описаны на примере $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$ для простейшей трехуровневой схемы энергетических уровней. Как показано на рис. 54(а), состояние $|2\rangle$ представляет собой внутрислойные экситоны (X_W) в монослое WSe_2 , состояние $|1\rangle$ представляется собой межслойные экситоны (X_I), а $|0\rangle$ – основное состояние системы (без экситона), Γ – скорость релаксации и γ – скорость расфазировки для каждого перехода. В данной модели предполагается, что скорость переноса заряда между слоями много больше по сравнению со скоростями излучательной релаксации $\Gamma_{21} \gg \Gamma_{20}, \Gamma_{10}$. Переход системы $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ осуществляется на частоте накачки ω , соответствующее оптическому диполью $\mu_{20} = \mu_{02}$.

Гамильтониан такой системы в приближении "вращающейся волны" в представлении Шредингера можно записать:

$$H = \hbar \begin{bmatrix} 0 & 0 & \chi_{02}^* \\ 0 & \omega_{10} & 0 \\ \chi_{20} & 0 & \omega_{20} \end{bmatrix} \quad (20)$$

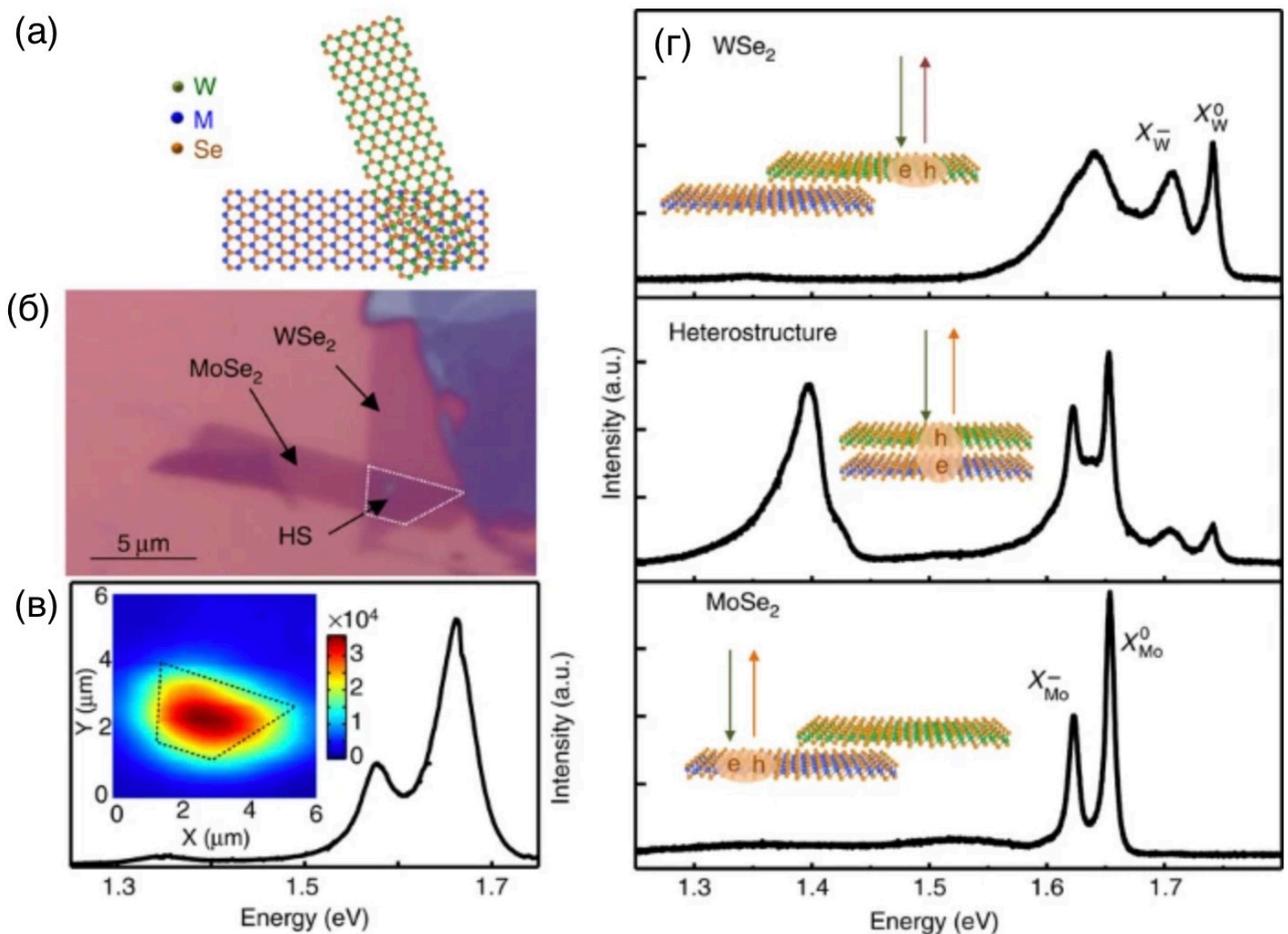


Рис. 32: (а) Схематическое изображение образование гетероструктуры из монослоя MoSe₂ и монослоя WSe₂; (б) микроскопическое изображение гетероструктуры ДМП; (в) график зависимости ФЛ для гетероструктуры при комнатной температуре и при лазерном возбуждении накачки, мощностью 20мкВт при 2.33 эВ; (г) ФЛ отдельных монослоев MoSe₂, WSe₂ и гетероструктуры MoSe₂/WSe₂ [128].

где в выражении (20) $\chi_{20} = \mu_{02}^{\vec{e}} \cdot \vec{E} e^{-i\omega t}$, $\hbar\omega_{i0}$ – энергия i -го радиационного распада. Согласно уравнению Шредингера, матрицу плотности системы можно выразить как:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + Decay + Dephasing \quad (21)$$

где в уравнении (21) *Decay* и *Dephasing* есть матрицы (22) и (23):

$$Decay = \begin{bmatrix} \rho_{11}\Gamma_{10} + \rho_{22}\Gamma_{20} & 0 & 0 \\ 0 & \rho_{22}\Gamma_{21} - \rho_{11}\Gamma_{10} & 0 \\ 0 & 0 & -\rho_{22}\Gamma_{20} - \rho_{22}\Gamma_{21} \end{bmatrix} \quad (22)$$

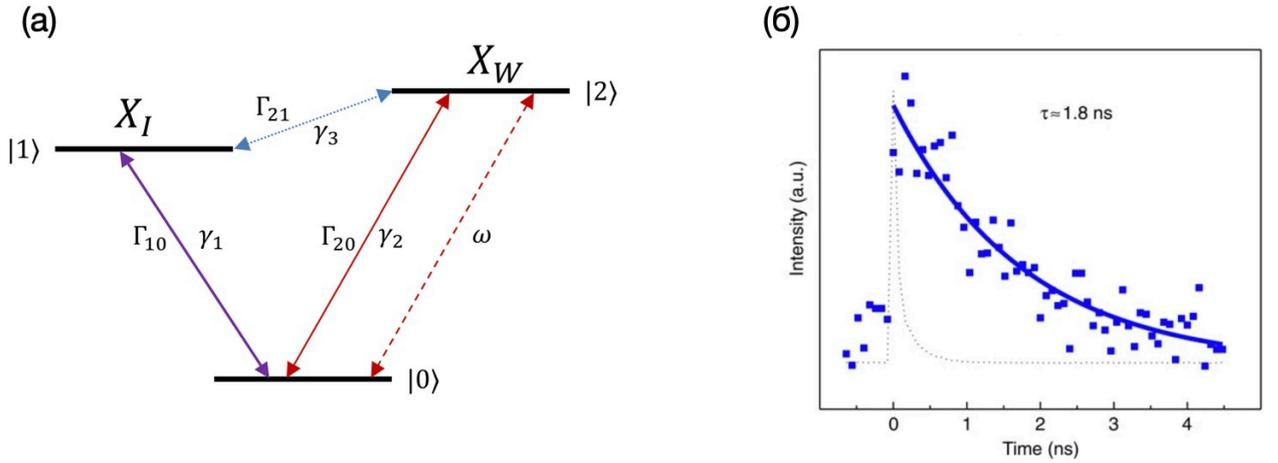


Рис. 33: (а) Диаграмма трех-уровневой системы, отображающая релаксацию экситонов WSe_2 (X_W) на уровень (X_I) в гетероструктуре $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$, буквами обозначается: Γ – скорость релаксации и γ – скорость дефазировки для каждого перехода, частота возбуждения системы (ω соответствует оптическому дипольному переходу $|0\rangle \Leftrightarrow |2\rangle$); (б) график времени жизни межслоевого экситона (разрешение 1.35 эВ) $\tau=1.8$ нс.

$$Decay = \begin{bmatrix} 0 & -\rho_{01}\gamma_1 & -\rho_{02}\gamma_2 \\ -\rho_{10}\gamma_1 & 0 & -\rho_{12}\gamma_3 \\ -\rho_{20}\gamma_2 & -\rho_{21}\gamma_3 & 0 \end{bmatrix} \quad (23)$$

Согласно стационарному приближению ($\dot{n}_i \equiv \dot{\rho}_{ii} = 0$), получается уравнения:

$$n_1\Gamma_{10} + n_2\Gamma_{20} + \alpha(n_2 - n_0) = 0 \quad (24)$$

$$n_2(\Gamma_{20} + \Gamma_{21}) + \alpha(n_2 - n_0) = 0 \quad (25)$$

$$n_0 + n_1 + n_2 = 1 \quad (26)$$

где в уравнениях (24) α это:

$$\alpha \equiv 2 \frac{|\chi_{20}|^2 \gamma_2}{\gamma_2^2 + \delta^2} \quad (27)$$

$$\delta \equiv \omega_{20} - \omega \quad (28)$$

$$\rho_{20} = \frac{\chi_{20}}{(\gamma_2^2 + \delta^2)(1 + \alpha\beta)} (i\gamma_2 - \delta) \quad (29)$$

$$\beta = \frac{(2\Gamma_{10} + \Gamma_{21})}{\Gamma_{10}(\Gamma_{20} + \Gamma_{21})} \quad (30)$$

Значение поглощение диполя μ_{20} определяется мнимой частью функции ρ_{20} :

$$Im(\rho_{20}) = \frac{\chi_{20}\gamma_2}{(\gamma_2^2 + \delta^2)(1 + \alpha\beta)} = \frac{\chi_{20}\gamma_2}{\delta^2 + \gamma_2^2\left(1 + \frac{2(2\Gamma_{10} + \Gamma_{21})|\chi_{20}|^2}{\Gamma_{10}(\Gamma_{20} + \Gamma_{21})\gamma_2}\right)} \quad (31)$$

Коэффициент поглощения (31) имеет зависимость типа Лоренца, учитывая что $\Gamma_{21} \gg \Gamma_{20}$, интенсивность насыщения межслоевого экситона – I_{XI} можно найти:

$$\frac{I}{I_{XI}} = \frac{2(2\Gamma_{10} + \Gamma_{21})|\chi_{20}|^2}{\Gamma_{10}(\Gamma_{20} + \Gamma_{21})\gamma_2} \Rightarrow \frac{2|\chi_{20}|^2}{\Gamma_{10}\gamma_2} \quad (32)$$

$$I_{XI} = I \frac{\Gamma_{10}\gamma_2}{2|\chi_{20}|^2} = \frac{\tau_{XW}}{\tau_{XI}} I_{S(XW)} \quad (33)$$

где в уравнениях (32) и (33) $I_{S(XW)}$ – интенсивность насыщения внутрислоевого экситона в изолированном слое WSe₂ это:

$$I_{S(XW)} = \frac{\hbar^2\Gamma_{20}\gamma_2}{2|\mu|^2} \quad (34)$$

Таким образом, исходя из выражения (34) видно, что интенсивность насыщения межслоевого экситона может быть чрезвычайно мала по сравнению с экситоном внутри слоя, следовательно время жизни $\tau_{ij} = 1/\Gamma_{ij}$ межслоевого экситона много больше, чем внутрислоевого. Так например, исходя из экспериментальных данных работы $\tau_{XW} \simeq 10$ пс $\tau_{XI} \simeq 1.8$ нс, а следовательно порог насыщения мощности экситона X_I примерно в 180 раз ниже, чем у экситона X_W [128].

3.6. Области применения ДПМ.

Как уже было отмечено выше, благодаря своим свойствам, 2D ДПМ могут использоваться во многих практических приложениях, таких как оптические модуляторы, классические и неклассические источники света, фотодетекторы [83–88, 132]. Из-за их собственной толщины эффективность извлечения света из пленок ДПМ может значительно превосходить другие твердотельные излучатели [54]. Это делает их особенно интересными с точки зрения интеграции с различными фотонными структурами и резонаторами [133]. Ширина запрещенной зоны тонких пленок ДПМ охватывает видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра, что делает их привлекательными для различных фотонных и оптоэлектронных устройств [82].

Чтобы полностью использовать их функциональные возможности для существующих устройств, слои ДПМ могут быть оптически связаны с фотонными структурами на чипе [92]. Недавно была продемонстрирована такая интеграция однофотонных излучателей в монослой ДПМ с управляемой модой волновода из нитрида кремния [48]. Одной из основных проблем, существенно снижающей эффективность связи света в таких системах, является непредсказуемая ориентация дипольной поляризации, соответствующей локализованному экситонному эмиттеру в монослое ДПМ. Более того, затухающее поле волноводной моды имеет ограниченную способность направлять излучаемую мощность даже для фиксированной ориентации диполя, оцененной ниже 10% для представленного случая. Использование резонансных наноплазмонных антенн для эмиттеров в двумерных слоистых материалах может привести как к улучшению оптической связи, так и к усилению эффекта Парселла [55, 93, 134].

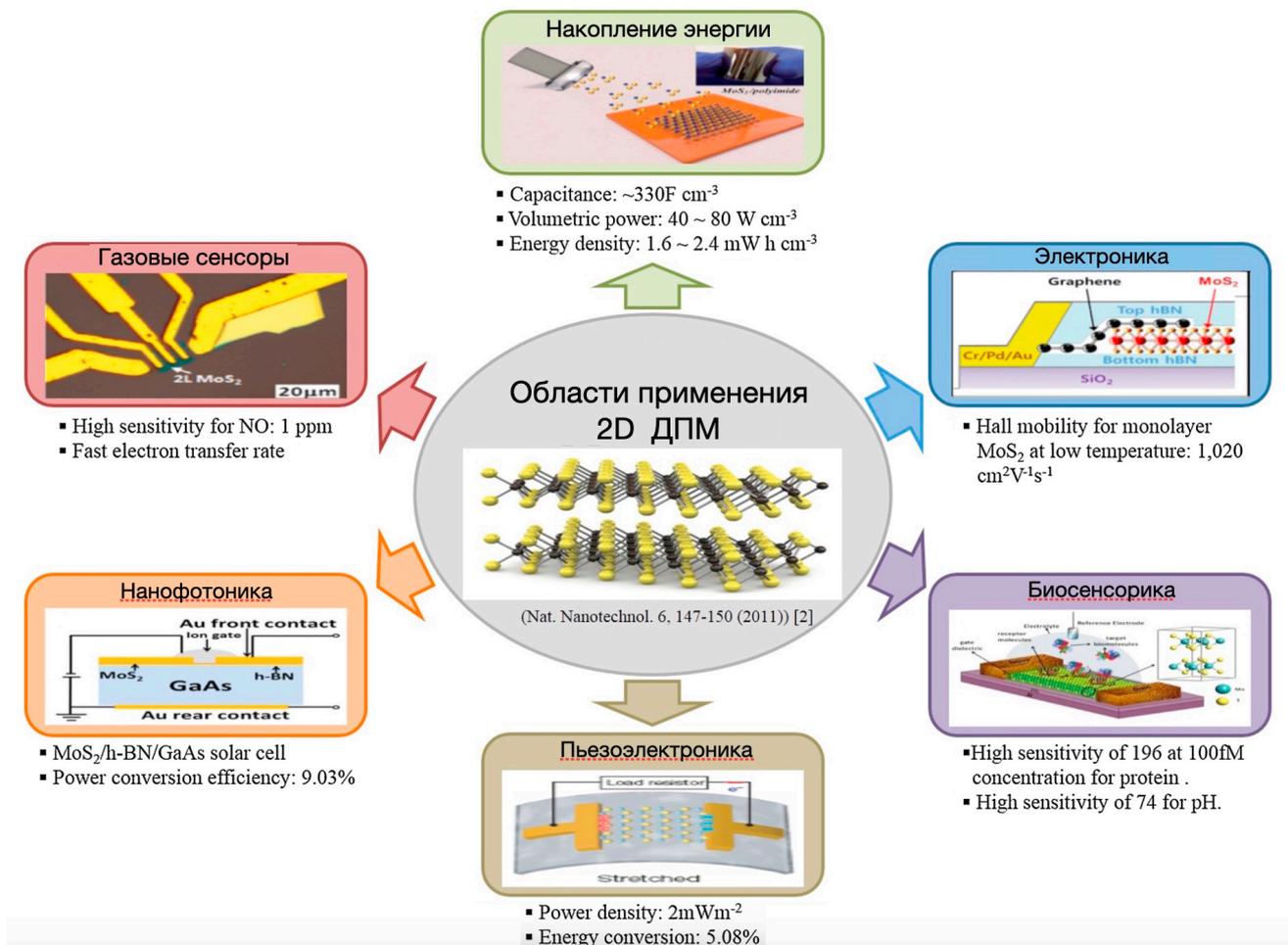


Рис. 34: Диаграмма приложений на основе 2D ДПМ, таких как создание устройств для нанофотоники, электроники и пьезоэлектроники, био- и газо- сенсорики [83–88, 132, 135–137].

Резонансная интегрированная фотоника на основе наночастиц типа Ми недавно была представлена как универсальный инструмент для управления светом на чи-

пе [?]. Он может обеспечить компактность и новые функциональные возможности, ранее не представленные в обычных компонентах. Настраивая резонансный отклик наночастиц, можно не только проводить через них излучение [75], но и улучшать передачу света от внешнего источника на чип. Резонансные нанофотонные резонаторы для генерации и полностью оптической модуляции также были продемонстрированы ранее [94, 138]. Однако большая часть этих работ посвящена модам электрического типа, которые не могут быть эффективно связаны с внеплоскостными дипольными источниками на кристалле. За счет специальной конструкции наночастиц можно добиться как высокой плотности оптических состояний в резонаторе, так и каналирования излучения за счет сильной ближнепольной связи. Таким образом, данные материалы являются перспективными для изучения двумерных систем и многочастичных эффектов в твердых телах. В то же время, они имеют большой потенциал применения в области оптоэлектроники в качестве излучателей света [126], детекторов [137] и других устройств [135, 136].

Глава II

Пространственное разделение скалярных световых пучков с орбитальным угловым моментом с помощью фазовой метаповерхности

В данной главе используются материалы, опубликованные в статье [A1] и патенте [A4].

Предложена идея пространственного разделения скалярных пучков с орбитальным угловым моментом (ОУМ) при помощи резонансных кремниевых метаповерхностей (КМП) с заданным фазовым профилем. Схематичное изображение принципа пространственного разделения излучения, прошедшего через КМП, представлено на рис.35.

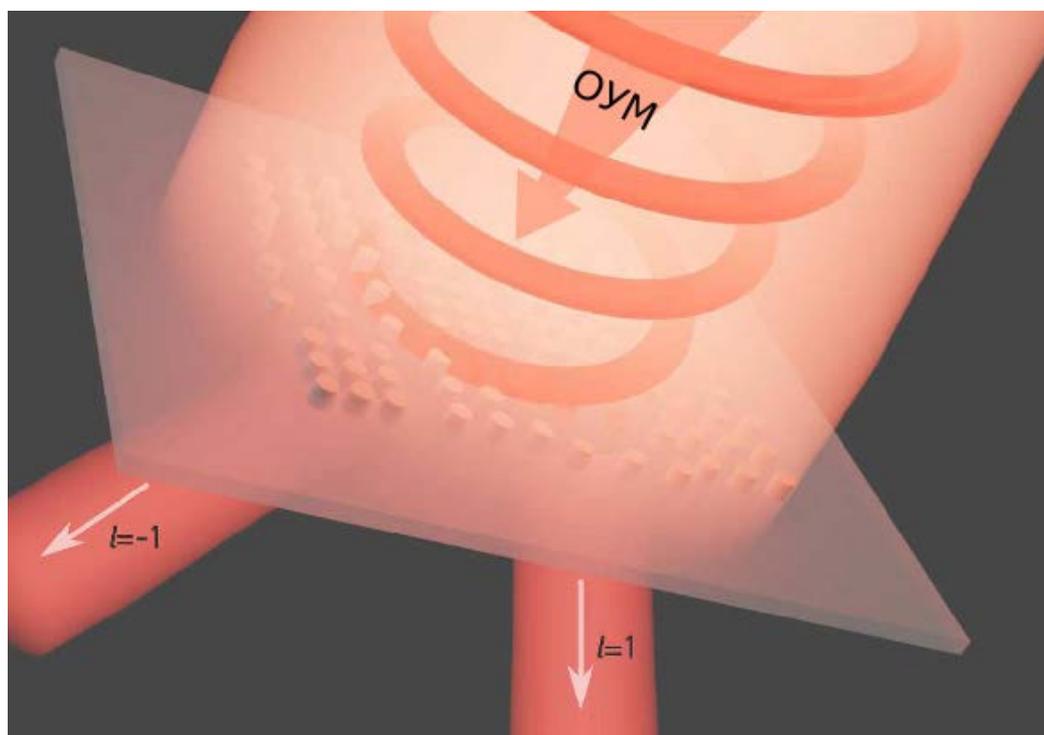


Рис. 35: Схематическое изображение пространственного разделения скалярных пучков с ОУМ ($L = \pm 1$) кремниевой метаповерхностью.

Скалярный пучок с различными значениями ОУМ, проходя через КМП, посредством преобразования фазы разделяется в пространстве на две компоненты, соответствующие $L = -1$ и $L = 1$.

Как было отмечено выше [51], использование таких оптических структур, как КМП для решения данной задачи обусловлено их компактным размером, простотой изготовления и совместимостью с современной технологией производства мик-

1. Численное моделирование оптимального дизайна КМП.

1.1. Геометрическое задание фазового профиля КМП.

Задача пространственного разделения излучения с различными значениями ОУМ имеет классическое решение [27], которое может быть описано аналитически при помощи выражений (35) и (36):

$$\phi_1(U, V) = \frac{2\pi a}{\lambda f} \left[y \arctan \left(\frac{y}{x} \right) - x \ln \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{b} \right) + x \right], \quad (35)$$

$$\phi_2(x, y) = -\frac{2\pi ab}{\lambda f} \exp \left(-\frac{U}{a} \right) \cos \left(\frac{V}{a} \right). \quad (36)$$

Первое преобразование совершает конформное отображение координат $(x; y) \rightarrow (u; v)$, переводя спиральный фазовый профиль в линейный градиент фазы, где $u = -a \ln(\sqrt{x^2 + y^2}/b)$, $v = a \arctan(y/x)$, $a = g/2\pi$, а g - поперечный размер преобразованного луча, а параметр b отвечает смещению сформированного изображения в направлении u . Это соответствует преобразованию входного излучения, состоящего из концентрических окружностей, в выходное изображение из параллельных линий (см. рис.37(а)). Сопоставление каждой входной окружности с выходной линией дает необходимое отклонение в направлении луча и, следовательно, фазовый профиль преобразующего оптического элемента.

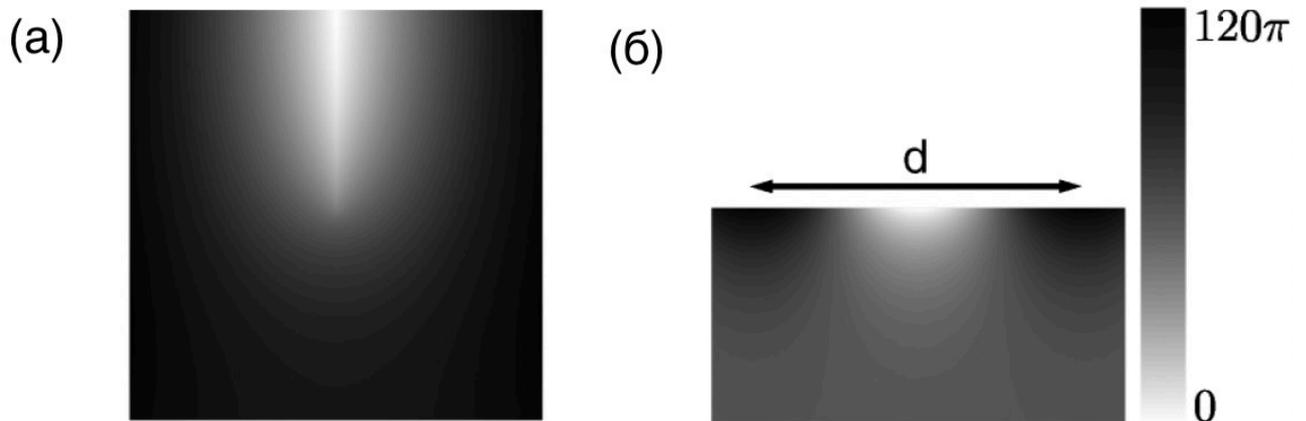


Рис. 37: Фазовые профили преобразующего (а) и фазо-корректирующего (б) оптического элементов, согласно преобразованиям (35) и (36), ПМС 2 и ПМС 3 совершают пространственное преобразование фазы профиль (а) и корректируют ее (б) соответственно.

Однако, возникающее в результате изменение длины оптического пути означает, что преобразование (35) вносит фазовое искажение в профиль излучения. Для его

корректировки используется преобразование (36), которое компенсирует искажения фазы, прошедшего пучка (см. рис.37(б)). Таким образом, система изменения фазы электромагнитного излучения спирального профиля включает в себя два преобразования: первое для преобразования координат, а второе – для коррекции фазовых искажений [29].

1.2. Теоретическое описание преобразования фазы.

Локальная анизотропия метаповерхности, совершающей преобразования координат, возникает в следствии разбиения ее на субволновые участки (квадранты равного размера). Для того, что бы фазовый профиль, задаваемый данной метаповерхность имел высокое разрешение, необходимо обеспечить возможность пространственного изменения вектора – $\vec{G}(x, y)$. Для этого должно выполняться следующее условие:

$$\nabla \times \vec{G} = 0 \quad (37)$$

где $\vartheta(x, y)$ – угол поворота, равный половине геометрической фазы, а $\vec{G}(x, y)$ вектор изменяется в пространстве и определяется как:

$$\vec{G} = G(x, y) \cos \vartheta(x, y) \sin \vartheta(x, y) \quad (38)$$

После подстановки выражения (38) в (37), получаем систему дифференциальных уравнений в частных производных:

$$\begin{cases} \frac{\partial G(x, y)}{\partial x} = -G(x, y) \frac{\partial \vartheta(x, y)}{\partial y} \\ \frac{\partial G(x, y)}{\partial y} = G(x, y) \frac{\partial \vartheta(x, y)}{\partial x} \end{cases} \quad (39)$$

Затем, подставив пространственную зависимость $\vartheta(x, y)$, заданную функцией оптического элемента системы, после интегрирования, получим пространственную зависимость вектора решетки $\vec{G}(x, y)$. Введем функцию $\gamma(x, y)$ и используя выражение (37) получим:

$$\nabla \gamma = \vec{G} \quad (40)$$

Учитывая периодичность структуры, получим выражение:

$$T(x, y) = \Theta \{ \cos \gamma(x, y) - \cos (\pi q(\Lambda(x, y))) \} \quad (41)$$

где Θ – функция Хевисайда, $q(\Lambda(x, y))$ – коэффициент заполнения, рассчитывающийся для вектора $\vec{G}(x, y)$ и падающего излучения на длине волны $\Lambda(x, y) =$

$2\pi/G(x, y)$ Применяя предыдущий метод к шаблону фазы, заданной выражением (35) для преобразования координат, получим:

$$\vartheta_{UW}(x, y) = \frac{\pi a}{\lambda f_1} \left[y \arctan \left(\frac{y}{x} \right) - x \ln \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{b} \right) + x \right] \quad (42)$$

Аналогично, для вектора получается следующая аналитическая функция:

$$G_{UW}(x, y) = G_0 \cdot \exp \left(\frac{\pi a}{\lambda f_1} \left[x \arctan \left(\frac{x}{y} \right) - y \ln \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{b} \right) + y - \frac{\pi}{2} x \right] \right) \quad (43)$$

Однако, стоит отметить, что на значения периода структуры (диапазон возможных значений) накладываются физические ограничения. Максимальное значение периода решетки определяется исходя из размеров метаповерхности, фазовый профиль которой описывает преобразования координат. Например, для кремниевых структур эта величина составляет 400 нм для длины волны падающего излучения 1310 нм [139].

1.3. Численная оптимизация дизайна КМП.

Как уже было отмечено выше, резонансная КМП представляет собой массив из Ми-резонансных нанорезонаторов, отображающий определенный фазовый профиль. В качестве диэлектрических нанорезонаторов были выбраны кремниевые нанодиски, поддерживающие электрический (ED) и магнитный (MD) дипольные резонансы в спектральном диапазоне 800 – 820 нм. Выбор данного диапазона длин волн обусловлен тем, что во многих работах квантовое излучение с ОУМ реализуется на базе диодного лазера с длиной волны 405 нм и нелинейного кристалла, например кристаллы титанил-фосфата калия (KTiOPO_4), настроенного в режиме коллинеарной генерации бифотонов [140].

1.3.1 Высота и диаметр кремниевых нанодисков.

Согласно эмпирическому правилу резонансная длина волны – λ_{res} для цилиндра из материала с показателем преломления – n и диаметром – d , связаны друг с другом как $\lambda_{res}/n \sim d$. При больших значениях диаметра кремниевых цилиндров $d > 160$ нм, наблюдалось перекрытие ED и MD резонансов [73, 74, 141].

В программном пакете COMSOL Multiphysics, было проведено численное моделирование сечений рассеяния кремниевого цилиндра на подложке SiO_2 . На рис.38 представлены сечения рассеяния нанорезонатора с высотой 130 нм и диаметром 210 нм для спектрального диапазона от 750 нм до 950 нм. Наблюдается перекрытие ED (черная кривая) и MD (красная кривая) мод с образованием резонанса (зеленая кривая) на длине волны 810 нм. При этом вклады квадрупольных компонент

поля – электрической (EQ – синяя кривая) и магнитной (MQ – розовая кривая) не превышают 5% в общем сечении рассеяния кремниевого цилиндра (зеленая кривая) на резонансной длине волны. Таким образом, найденные геометрические параметры диэлектрической наноантенны соответствуют перекрытию ED и MQ резонансов в выбранном спектральном диапазоне, позволяя добиться высоких значений коэффициента пропускания, близких к единице.

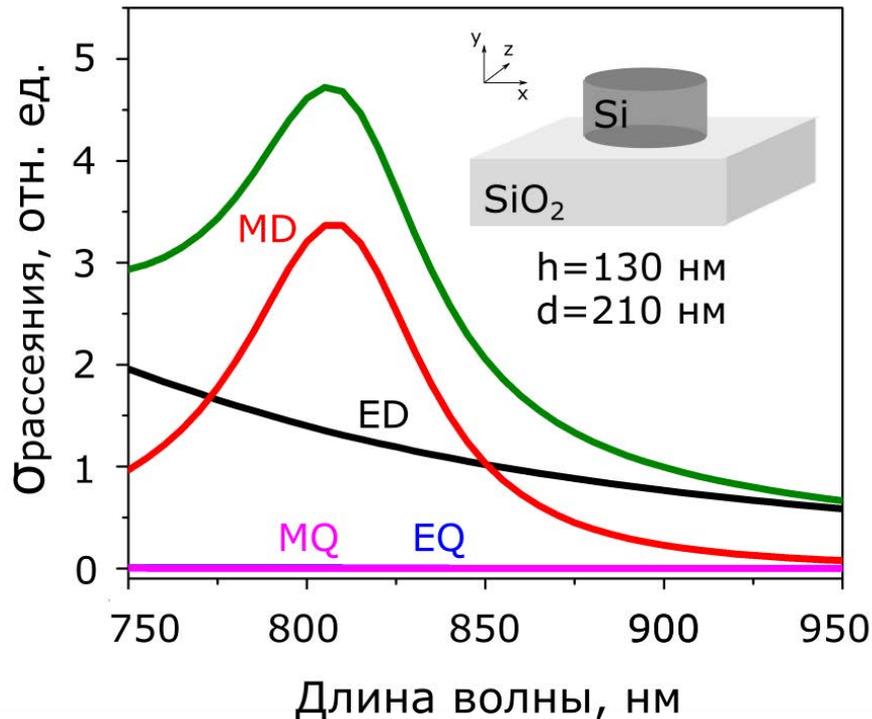


Рис. 38: Спектральная зависимость сечения рассеяния для кремниевого нанодиска высотой $h = 130$ нм и диаметром $d = 210$ нм на подложке из оксида кремния.

1.3.2 Период и фаза кремниевых нанодисков.

Для того, чтобы осуществить разделение скалярных пучков с разными значениям ОУМ в пространстве с помощью КМП, необходимо обеспечить выполнение ряда условий, накладываемых на ее фазовый профиль [14].

- Во-первых, необходимо реализовать такую геометрию фазовой маски КМП, чтобы на выбранной (рабочей) длине волны коэффициент пропускания был высоким (наиболее приближенным к 1) и не изменялся для всего диапазона вариаций геометрических параметров структуры.
- Во-вторых, необходимо обеспечить возможность изменения фазы прошедшего электромагнитного излучения в диапазоне от 0 до 2π радиан.

Основываясь на данных требованиях, в программном пакете Lumerical FDTD методом конечных разностей по временной области было проведено численное моделирование зависимостей коэффициента пропускания (см. рис.39(а)) и фазы прошедшей волны (см. рис.39(б)) для кремниевых нанодисков высотой $h = 130$ нм и диаметром $d = 210$ нм.

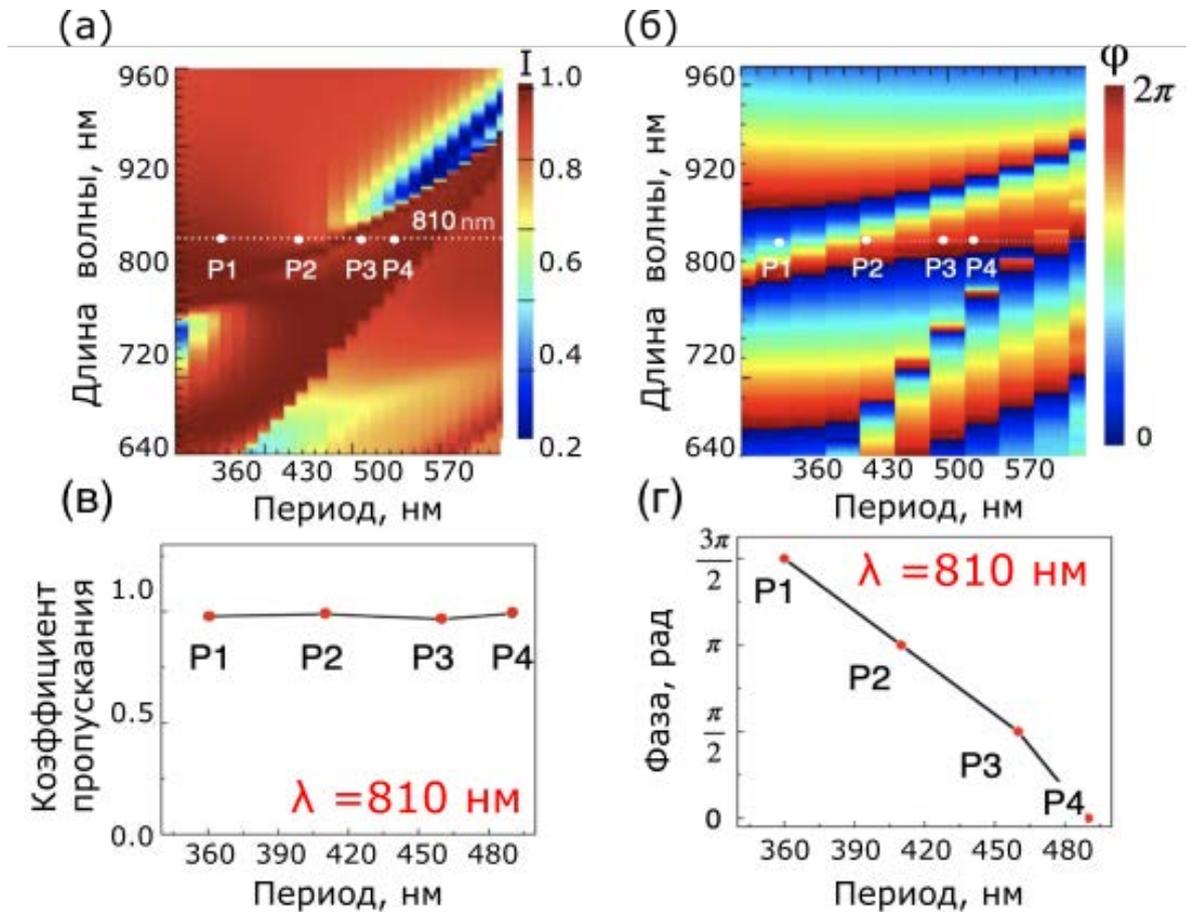


Рис. 39: (а,б)Графики зависимостей коэффициента пропускания и фазы прошедшей волны для ансамбля кремниевых нанодисков высотой $h = 130$ нм и диаметром $d = 210$ нм от длины волны падающего электромагнитного излучения и периода расположения нанорезонаторов; (в,г) графики зависимостей коэффициента пропускания и фазового профиля на выделенной длине волны $\lambda = 810$ нм для ансамбля кремниевых нанодисков высотой $h = 130$ нм и диаметром $d = 210$ нм в зависимости от периода их расположения.

На выбранной длине волны 810 нм были подобраны четыре значения периода кремниевых нанодисков, для которых коэффициент пропускания принимает максимально близкое к единице значение (см. рис.39(в)), а фаза прошедшей волны (см. рис.39(г)) изменяется в диапазоне от 0 до 2π .

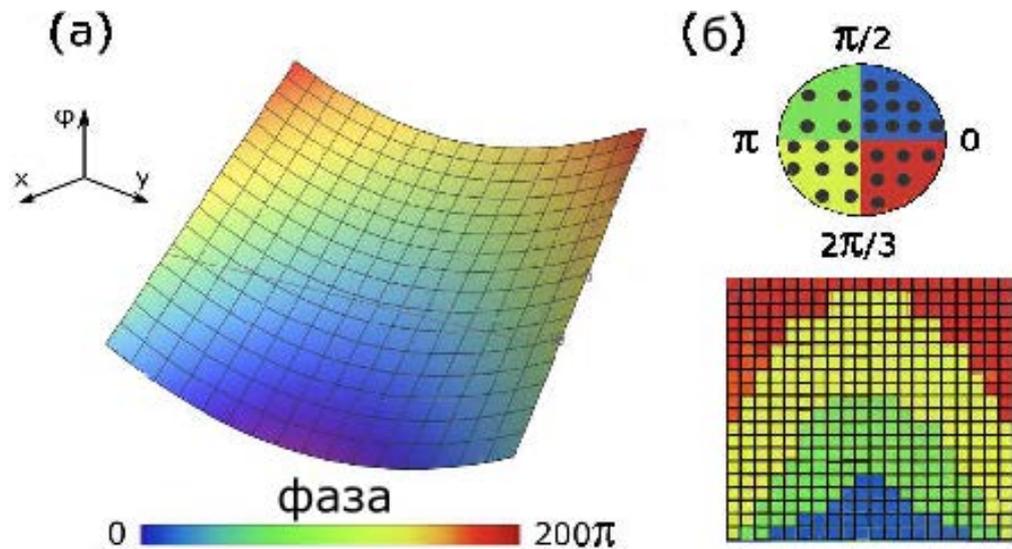


Рис. 40: (а) Фазовая поверхность, заданная преобразованием (35) и отображающая изменение фазового профиля в диапазоне от 0 до 200π радиан; (б) схематичное изображение фазовой маски для КМП, представляющее собой массив квадратов размером 20×20 мкм², каждому из которых соответствует определенное значение фазы, отмеченное цветом: синим - значения в диапазоне от 0 до $\pi/2$; зеленым - от $\pi/2$ до π ; желтым - от π до $3\pi/2$; красным - от $3\pi/2$ до 2π .

1.3.3 Численная оптимизация фазовой маски КМП.

Согласно преобразованиям (35) и (36) была подобрана фазовая маска для КМП. Для этого в программном пакете Wolfram Mathematica была построена поверхность, заданная преобразованием (35), и отображающая изменение фазового профиля в диапазоне от 0 до 200π радиан. Расчетная область была задана в соответствии с реальными размерами структур и охватывала диапазон 200×200 мкм² (см. рис.40(а)). Затем данная поверхность была разбита на равные области – квадраты размером 20×20 мкм², внутри которых было проведено усреднение значений фазы и нормировка по диапазону от 0 до 2π радиан. Каждой такой области было поставлено в соответствие определенное значение периода кремниевых нанодисков [14], полученное ранее и наилучшим образом описывающее изменение фазы данного квадрата поверхности (см. рис.40(б)).

Таким образом, был подобран оптимальный дизайн для КМП, представляющей собой резонансную двумерную структуру, разбитую на квадраты – области выделенной фазы. Каждый такой квадрат состоит из массивов кремниевых нанодисков высотой $h = 130$ нм, диаметром $d = 210$ нм и характеризуется значением периода согласно табл.1.

Для дальнейшего численного моделирования, информация о фазовом профиле КМП была закодирована в виде матрицы:

$0 - \pi/2$	$\pi/2 - \pi$	$\pi - 3\pi/2$	$3\pi/2 - 2\pi$
360 нм	407 нм	460 нм	493 нм

Таблица 2: Сводная таблица по сопоставлению диапазона изменения фазы и соответствующего ему периода между кремниевыми нанодисками внутри квадратов метаповерхности.

$$\begin{pmatrix} 3 & 2 & 2 & 1 & 1 & 4 & 2 & 1 & 3 & 2 \\ 3 & 3 & 2 & 2 & 1 & 0 & 3 & 2 & 0 & 2 \\ 4 & 3 & 3 & 2 & 2 & 1 & 4 & 2 & 1 & 3 \\ 0 & 0 & 4 & 3 & 2 & 2 & 1 & 3 & 2 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 0 & 3 & 3 & 2 & 0 & 3 & 2 \\ 2 & 2 & 2 & 1 & 0 & 4 & 3 & 2 & 0 & 3 \\ 3 & 3 & 3 & 2 & 2 & 1 & 0 & 3 & 2 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 4 & 3 & 2 & 2 & 1 & 3 & 2 \\ 2 & 2 & 2 & 1 & 1 & 4 & 3 & 2 & 1 & 0 \\ 4 & 3 & 3 & 3 & 2 & 2 & 1 & 4 & 3 & 2 \end{pmatrix}$$

Где каждой цифре соответствует квадрант 20×20 мкм², заполненный нанодисками определенного диаметра согласно таблице 3.

0	1	2	3
360 нм	407 нм	460 нм	493 нм

Таблица 3: Сводная таблица по сопоставлению условного обозначения для значения диаметра кремниевых нанодисков, для создания фазовой матрицы поверхности.

2. Численное моделирование КМП и исследование ее оптических свойств.

В программном пакете Lumerical FDTD методом конечных разностей по временной области было проведено численное моделирование КМП с фазовым профилем, соответствующим матрице (1) и имеющей размеры 200×200 мкм². В данном случае, для дальнейших численных расчетов, было принципиально важно, что бы размеры моделируемой структуры совпадали с реальными размерами экспериментального образца на основе КМП.

2.1. Численное моделирование скалярных пучков с различными значениями ОУМ.

Так как данная метаповерхность играет роль депультипликатора, в программном пакете Lumerical FDTD были заданы скалярные пучков с различными значениями

ОУМ. В данном случае они задавались как моды Лагерра-Гаусса (ЛГ) с определенным орбитальным угловым моментом, соответствующие формуле (44) (m, n) -го порядка. Где m, n -целые числа, w_0 -радиус перетяжки гауссового пучка.

$$\Psi_{nm}(x) = \left(\frac{2x}{w_0}\right)^m \exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2}\right) L_n^m\left(\frac{2x^2}{w_0^2}\right) \quad (44)$$

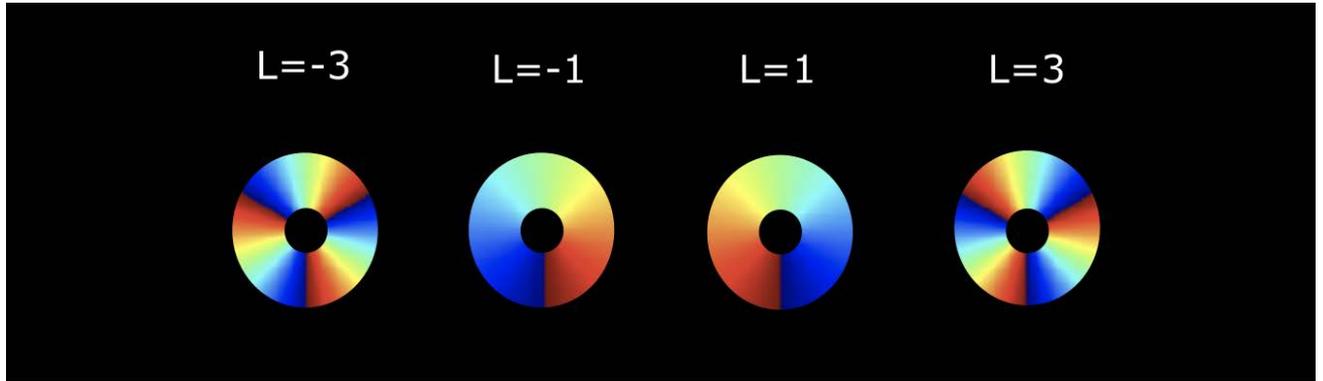


Рис. 41: Результаты численного моделирования фазового профиля скалярных пучков с различными значениями орбитального углового момента $L = \pm 1, 3$.

На рис.41 представлены результаты численного моделирования фазового профиля скалярных пучков с различными значения орбитального углового (ОУМ) момента $L = \pm 1, 3$. Видно характерное изменение фаз скалярного пучка ЛГ при изменении значения орбитального углового момента соответственно.

На рис.42 представлено концептуальное изображение эксперимента по численному моделированию. Таким образом, скалярные пучки с ОУМ, пройдя сквозь диэлектрическую метаповерхность, совершающую преобразования координат, и систему, корректирующую изменение фазы, будут пространственно разделены, в зависимости от значения орбитально-углового момента.

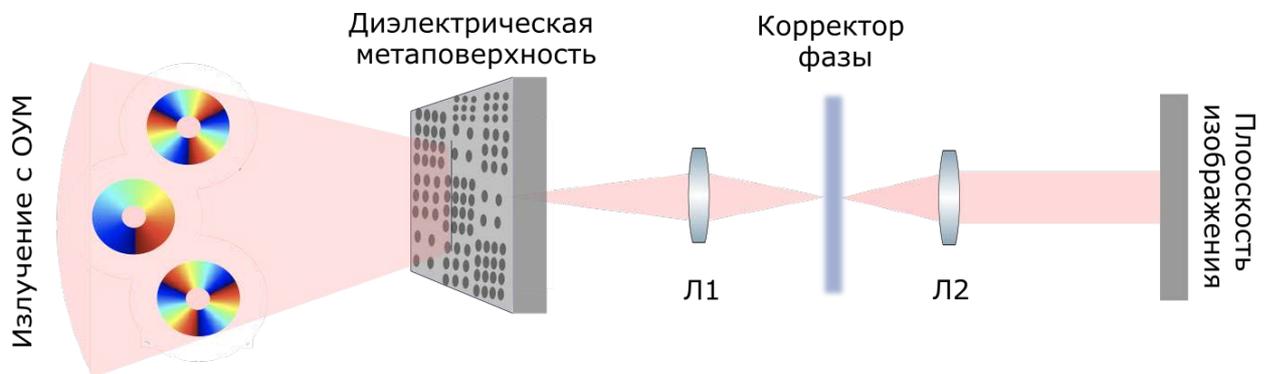


Рис. 42: Схематическое изображение оптической системы для разделения скалярных пучков с ОУМ в пространстве.

2.2. Преобразование излучения, прошедшего через КМП.

Как было отмечено ранее, КМП выполняет роль преобразователя света (аналогично прибору SLM), совершая *log-pol* преобразования координат, иными словами переводя цилиндрические координаты в декартовые:

$$\begin{cases} x = r \cos(\phi) \\ y = r \sin(\phi) \end{cases} \quad (45)$$

Как известно преобразования 45 могут быть получены, исходя из определения тригонометрических функций, согласно рис.43 можно получить аналитический вид преобразования цилиндрических координат в декартовые. Аналогичную операцию совершает КМП с электромагнитным излучением.

Было проведено численное моделирование, демонстрирующее данное изменение фазового профиля электромагнитного излучения. Через, построенную ранее, КМП на резонансной длине волны 810 нм, были пропущены скалярные пучки с $L = \pm 1, 3$. Сигнал, прошедший через оптическую систему детектировался монитором, расположенным в задней фокальной плоскости КМП. На рис.45 представлены результаты изображения фазовых профилей скалярных пучков передней и задней фокальных плоскостей КМП соответственно. Для всех значений ОУМ наблюдается изменение фазового профиля, соответствующее переходу от цилиндрического вида к линейному. Так же можно заметить, что для всех порядков ОУМ $L = \pm 3$ частота изменения фазы в поперечном сечении пучка задней фокальной плоскости КМП такая же, как и у излучения на входе системы. Так для старших порядков $L = \pm 3$ она больше, чем для низших.

Используя команду "far field" были записаны данные монитора в фокальной плоскости метаповерхности по распределению дальних полей излучения, прошедшего через КМП.

Стоит отметить, что для проведения данных расчетов в программном пакете Lumerical FDTD, в частности за счет построения реальных размеров исследуемых оптических систем, необходимы высокая вычислительная мощность и большой объем оперативной памяти используемого вычислительного устройства. Поэтому, численное моделирование было проведено для значений ОУМ $L = \pm 1, 3$. Результаты для высших порядков ОУМ могут быть получены аналогично.

используемое в программном пакете Zemax Optic Studio в модуле физической оптики.

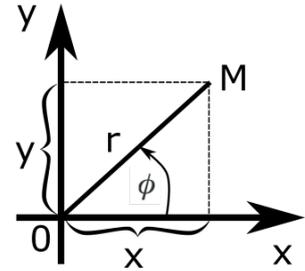


Рис. 43: Схематическое изображение взаимосвязи декартовых и полярных координат, ось абсцисс с совпадает с полярной осью координат.

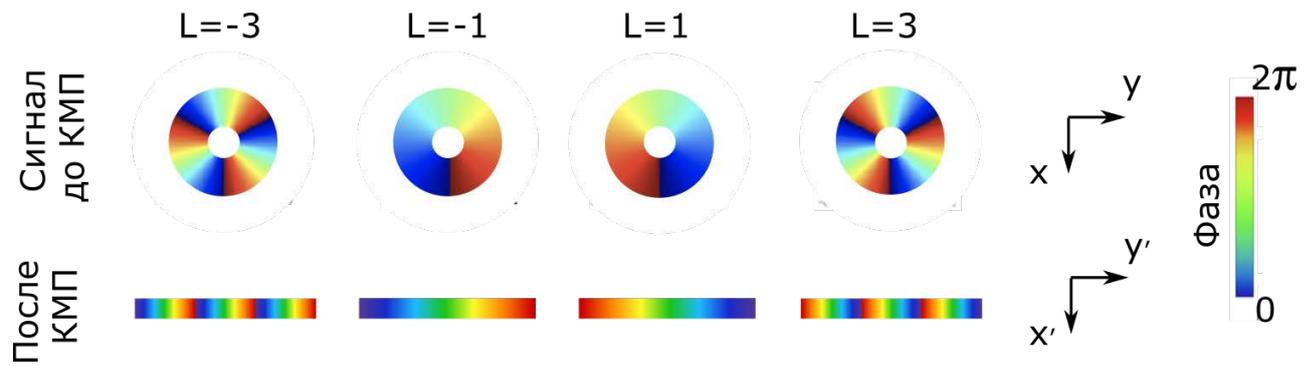


Рис. 44: Результаты численного моделирования фазовых профилей скалярных пучков с ОУМ $L = \pm 1, 3$ передней и задней фокальных плоскостей КМП соответственно.

2.3. Симуляция пространственного разделения скалярных пучком с ОУМ, прошедших через КМП.

На заключительном этапе демонстрации пространственного разделения скалярных пучков с разными значениями ОУМ (см. рис.45) было проведено численное моделирование методом решения уравнений для дифракции Фраунгофера, реализованного в программном пакете Zemax Optic Studio в модуле физической оптики. В качестве источника электромагнитного излучения использовались записанные ранее и импортированные из программного пакета Lumerical FDTD дальнепольное распределения излучения ("far field"), прошедшего через метаповерхность (см. рис.45 КМП, совершающая конформное преобразование координат).

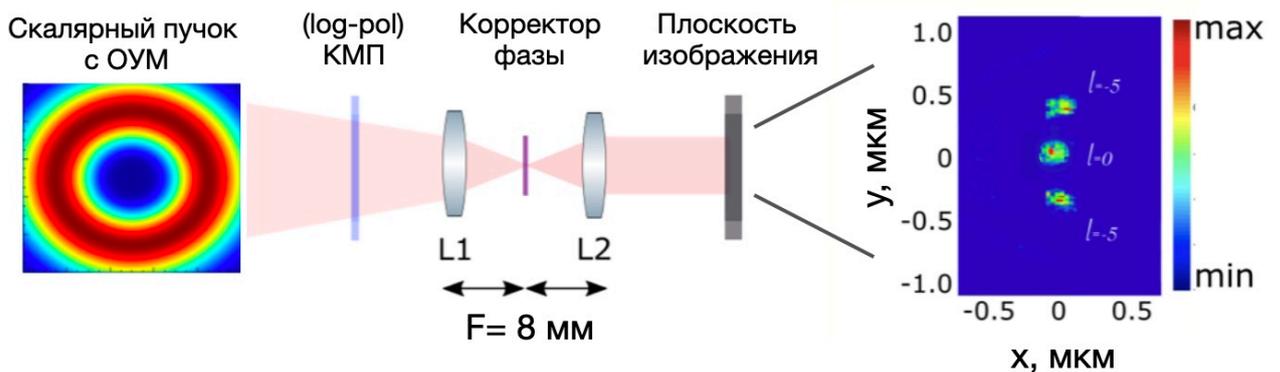


Рис. 45: (а) Схематическое изображение оптической системы для разделения скалярных пучков с ОУМ в пространстве, используемое в программном пакете Zemax Optic Studio в модуле физической оптики.

Затем, сфокусированное системой линз (с фокусным расстоянием $F = 8$ мм) излучение проходило через фазокорректирующую поверхность (см. рис.45 корректор фазы), заданную преобразованием (36). На мониторе (см. рис.45 Плоскость изобраа-

жения) наблюдалось пространственное разделение скалярных пучков.

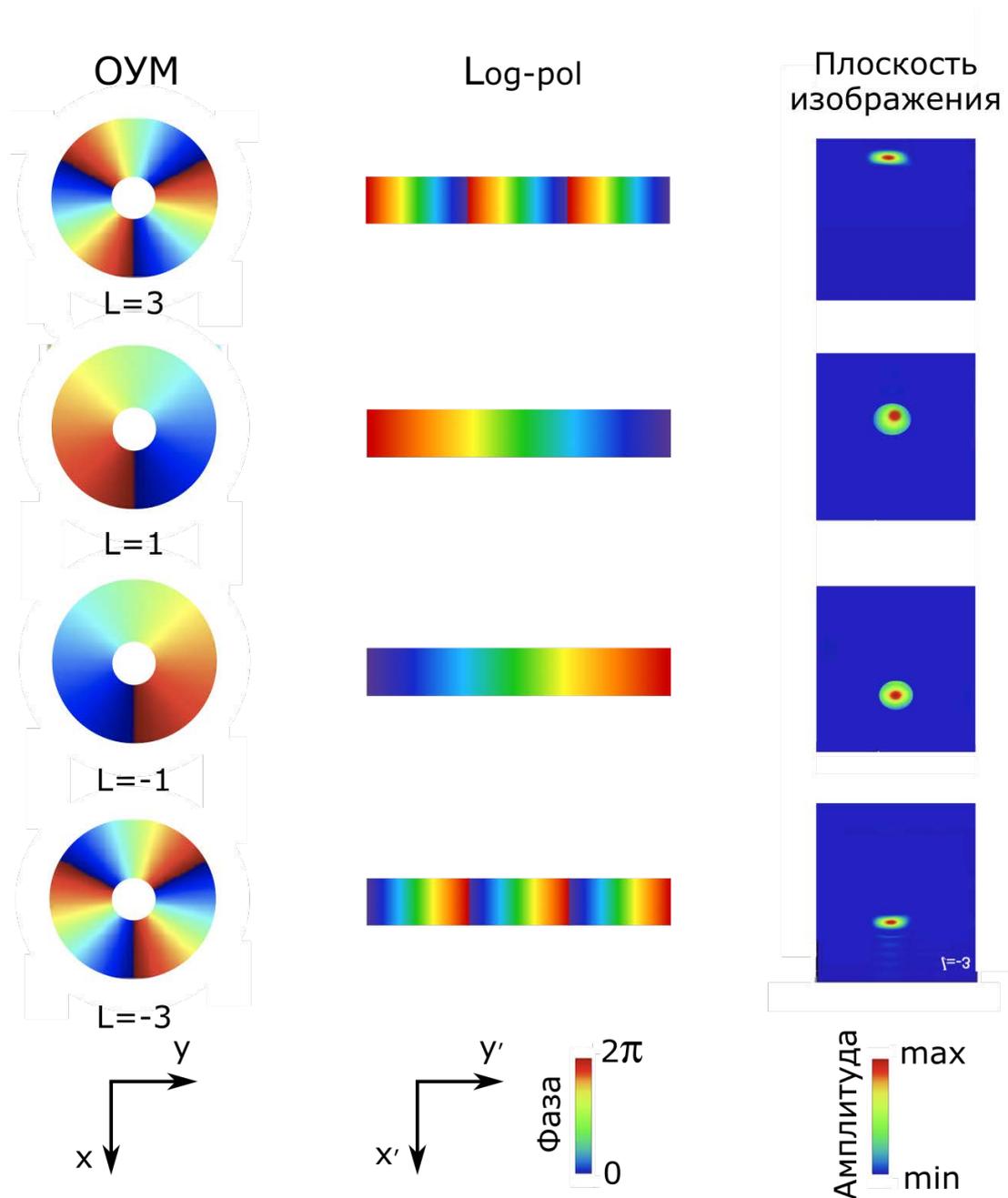


Рис. 46: Моделированные и наблюдаемые фазовые профили и интенсивность сигнала в различных плоскостях оптической системы.

На рис.46 представлена сводная таблица полученных результатов численного моделирования, отображающая фазовые профили излучения в различных плоскостях оптической системы. Слева на право: изображения смоделированное распределение фазы скалярного пучка с ОУМ $l = \pm 1, \pm 3$ на входе оптической системы, затем после КМП, совершающей *log-pol* преобразования координат, и изображения профиля интенсивности излучения непосредственно после фазокорректирующего оптического элемента, для четырех различных значений ОУМ. Были рассмотрены пучки с ОУМ

$l = \pm 1$ и $l = \pm 3$.

Наблюдается пространственное разделение скалярных пучков разных знаков относительно центральной оптической оси системы, причем каждое значение l точно локализовано в плоскости X^*Y^* и смещено по координате Y^* относительно нуля по разные стороны в зависимости от знака и модуля ОУМ. Можно заметить, что пучки с положительными значениями ОУМ $l = 1; 3$ смещаются выше оси OX а пучки с $l = -1; -3$, соответственно, ниже. Смещение равных по модулю компонент l одинаково, но различно по направлению.

3. Оптимальный дизайн КМП.

По результатам численного моделирования, описанным выше, был получен оптимальный дизайн для изготовления КМП (рис. 47).

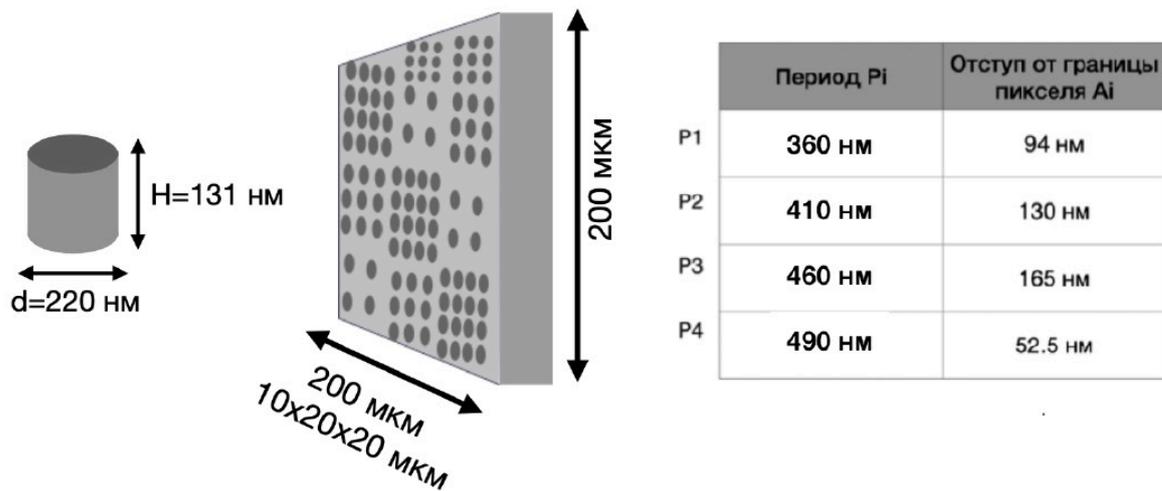


Рис. 47: Макет КМП, используемый для фабрикации экспериментальных образцов.

4. Методики изготовления экспериментальных образцов КПП.

Для создания метаповерхности из кремниевых дисков был выбран метод электронно-лучевой литографии с последующим реактивно-ионным травлением. Данный метод представляет собой создание защитного слоя заданной геометрии, который в последующем препятствует травлению материала, находящегося непосредственно под маской. На рис.48 представлено схематическое изображение комбинацией методов, используемых при изготовлении серии экспериментальных образцов: 1) на подлож-

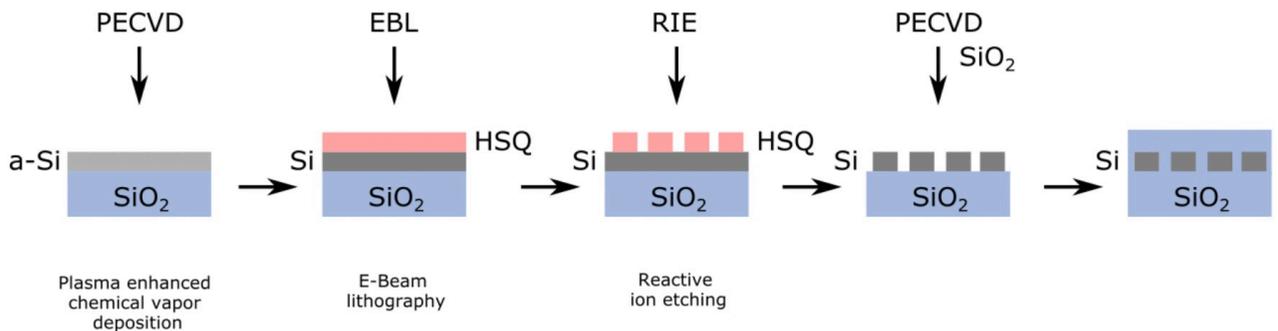


Рис. 48: Схематическое изображение этапов фабрикации экспериментальных образцов на основе КМП. PECVD: химическое осаждение из газовой фазы с усилением плазмы; EBL: электронно-лучевая литография; IE: реактивное ионное травление; ICP: индуктивно связанная плазма .

ках диоксида кремния SiO_2 производилось нанесение тонких слоев аморфного кремния ($a-Si$) методом газофазного осаждения активированного плазмой (PECVD);

2) на следующем этапе происходило экспонирование резиста (HSQ), нанесенного поверх структуру определенной маски, с использованием электронно-лучевая литография (EBL);

3) использовалось реактивное ионное травление (RIE) для создания необходимого дизайна РВС;

4) заключающим этапом являлось удаление резиста (HSQ) с поверхности экспериментального образца.

На первом этапе литографии негативный резист MD-CD-26 HSQ (водородный силсеквиоксан) наносили на подложку методом центрифугирования с частотой вращения 3000 оборотов в минуту на протяжении 60 с и выпекали при 180 °C в течение 2 минут.

Так как кремниевая плёнка обладает способностью заряжаться при облучении электронным пучком, создавая дополнительное электрическое поле со стороны образца и существенно влияет на качество получаемых структур, поэтому поверх слоя резиста MD-CD-26 HSQ, был нанесён проводящий полимер AR-PC.

На втором этапе образец подвергли воздействию электронного пучка с последующей процедурой промывания водой для снятия поводящего полимера и проявления в щелочном растворителе. В силу того, что метаповерхность состоит из частей с дисками различных радиусов и расстояниями между их центрами, была произведена процедура подбора доз-фактора. То есть для каждого из пикселей были найдены оптимальные значения плотности заряда, образующегося в резисте при облучении. Диапазон значений составил от 100 мкКл/см^2 для дисков больших радиусов с меньшим расстоянием между их центрами до 700 мкКл/см^2 для дисков меньших радиусов с большим расстоянием между их центрами.

На заключительной этапе было проведено реактивное ионное травление по изготовленной ранее маске РКМ.

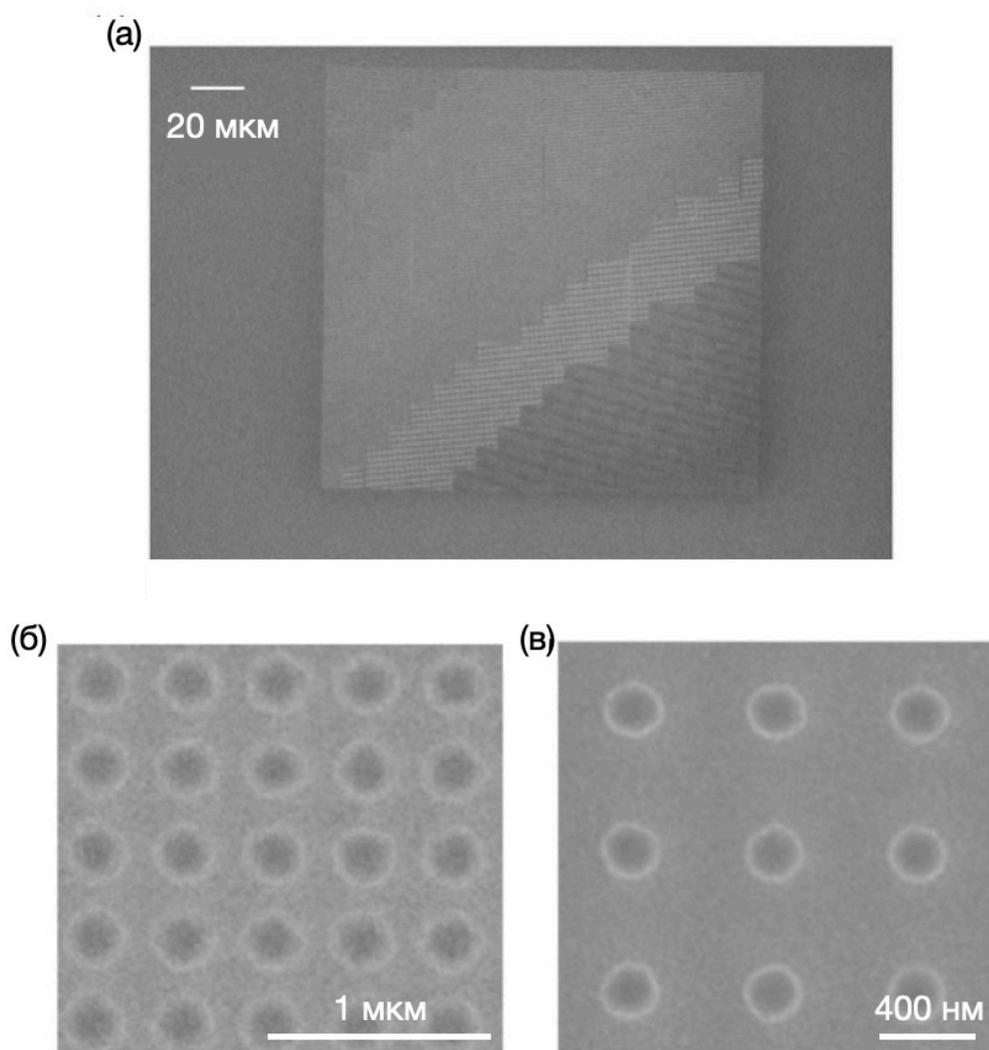


Рис. 49: Изображения экспериментального образца – КМП, полученные при помощи сканирующего электронного микроскопа: (а) изображение КМП целиком, (б, в) изображения отдельных квадратов КМП с периодом кремниевых нанодисков 360 нм и 490 нм соответственно.

На рис.49(а) представлено СЭМ-изображение изготовленной КМП со сложным фазовым профилем рис. 49(б, в) представлены СЭМ-изображения отдельных квадратов РКМ, для которых значение периода кремниевых нанодисков составляет 360 нм и 490 нм соответственно. Экспериментальный образец был изготовлен с помощью методов плазмохимического осаждения из газообразной фазы, электронно-лучевой литографии и реактивного ионного травления. Этапы фабрикации представлены на рис.48.

5. Экспериментальное наблюдение изменение фазы излучения, прошедшего через КМП.

Для экспериментального наблюдения изменения фазы, прошедшего через КМП излучения, была собрана экспериментальная установка – интерферометр Маха-Цендера, схематическое изображение которой представлено на рис.50.

Схема интерферометра Маха-Цендера, была реализована двумя светоделительными пластинами (СД, угол падения 45° , T:R = 1:9) и двумя зеркалами (расположенных так же под углом 45°). Важно отметить, что зеркало, находящееся в том же плече интерферометра, что и экспериментальный образец, было помещено на 3-х осевой пьезо-контроллер, позволяющей с высокой точностью позиционировать его относительно лазерного луча.

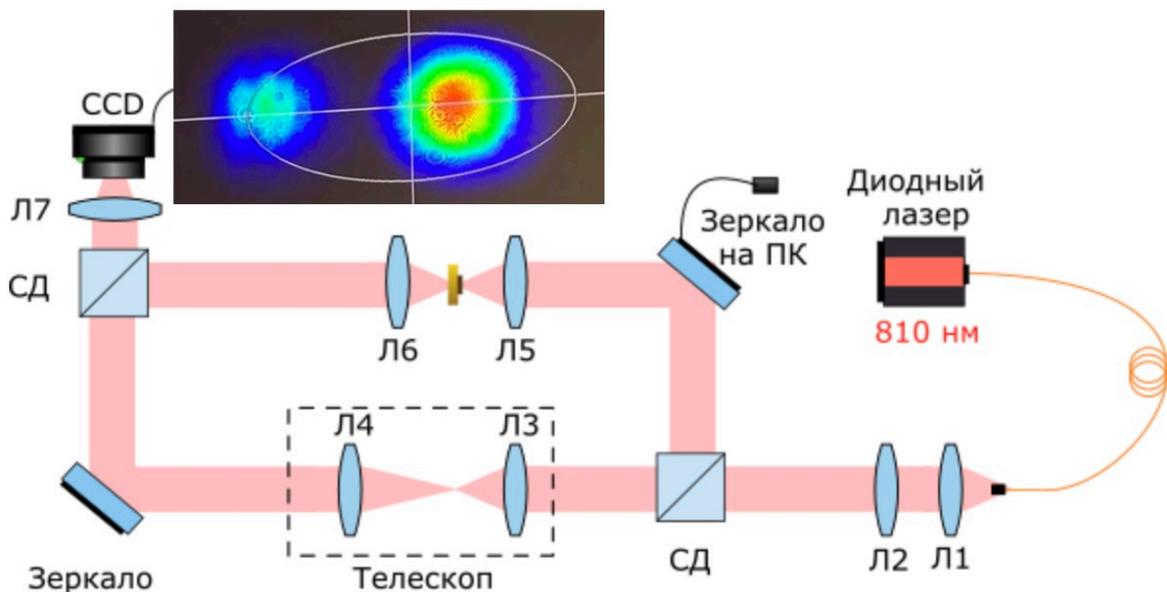


Рис. 50: Схематическое изображение экспериментальной установки интерферометра Маха-Цендера. На вставке представлено изображение, полученное с CCD камеры в режиме реального времени при совмещении сигналов излучения двух плеч интерферометра Маха-Цендера путем изменения положения зеркала на пьезо-контроллере.

В первом плече интерферометра был собран конфокальный телескоп, состоящий из двух выпуклых линз (Л3) и (Л4) с фокусными расстояниями $F_3 = 1$ см и $F_4 = 10$ см соответственно. Использование в данной оптической схеме линз с отношением фокусных расстояний $F_3 : F_4 = 1 : 10$, обосновано необходимостью 10-кратно уменьшить диаметр лазерного излучения (равного 3 мм), проходящего через экспериментальный образец с размером активной области 200×200 мкм². Во втором плече интерферометра находился экспериментальный образец - диэлектрическая метаповерхность.

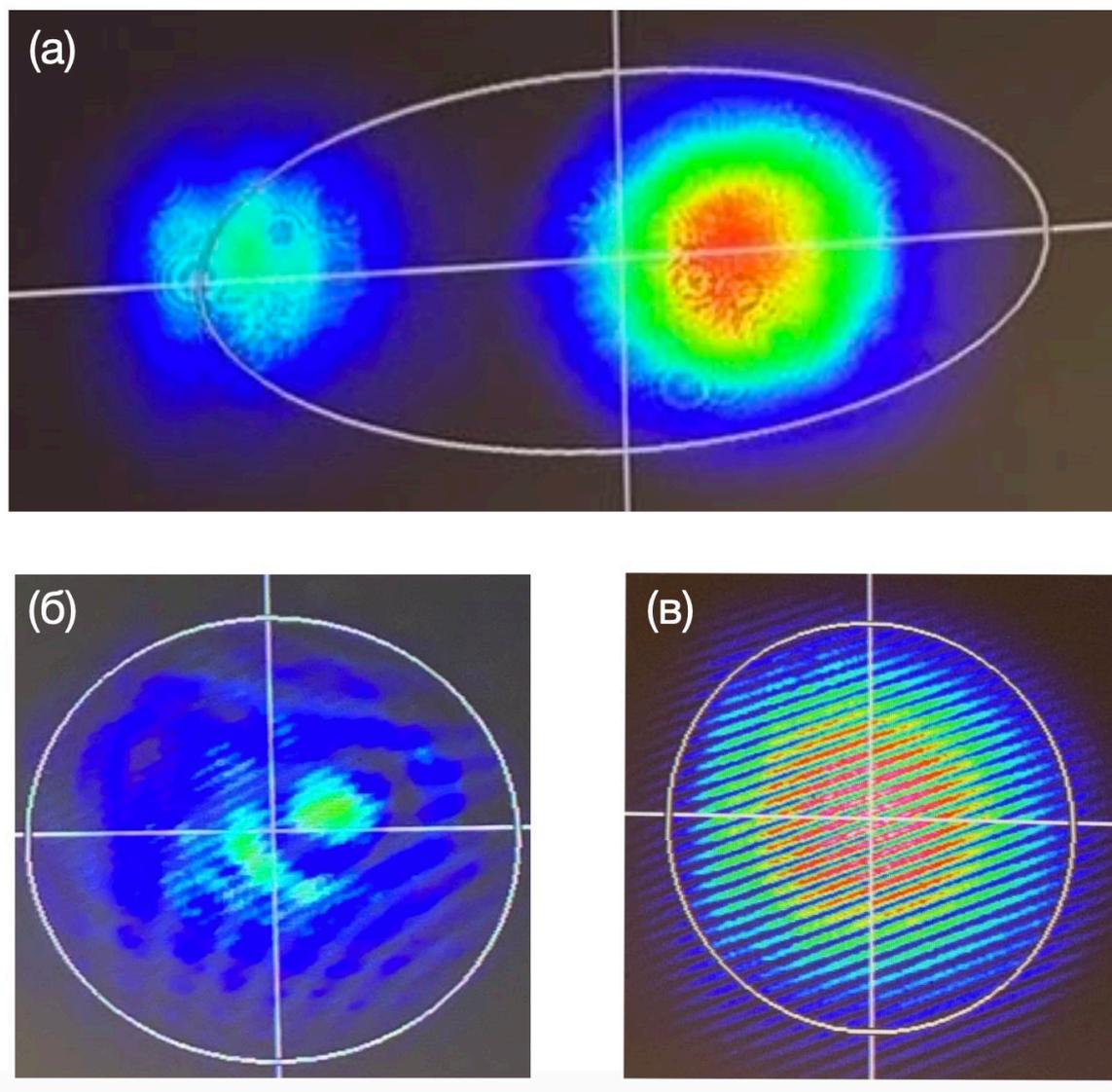


Рис. 51: Динамика совмещения двух плеч интерферометра Маха-Цендера полученная с ССD камеры в режиме реального времени для экспериментального образца КМП: (а,б) фазовый профиль не совмещенных и (в) совмещения двух плеч интерферометра Маха-Цендера.

Для точного позиционирования относительно падающего излучения, метаповерхность размещалась на 3-х осевом пьезо-контролире в области перетяжки двух оди-

наковых линз (Л5) и (Л6), с фокусным расстоянием $F = 7$ см. На CCD камере наблюдалось изменение фазового профиля излучения.

На рис.51 представлена динамика изменения фазы КМП, наблюдаемая на CCD камере в режиме реального времени при совмещении двух плеч интерферометра Маха-Цендера. Изображение рис.51(а) соответствует случаю полной расфокусировки двух каналов интерферометра, варьируя положения зеркал в схеме экспериментальной установки интерферометра, можно добиться полного совмещения, как это показано на рис.51(в).

6. Выводы к главе 2.

Таким образом, методами численного моделирования были исследованы планарные оптические структуры – резонансные метаповерхности, состоящие из массива кремниевых цилиндрических наночастиц, обеспечивающих высокое пропускание света и широкий фазовый контроль.

Показано, что использование КМП специально подобранного профиля позволяет эффективно разделять различные компоненты излучения с орбитальным угловым моментом в пространстве. Полученные результаты могут быть использованы в задачах квантовой криптографии для создания компактных устройств анализа неклассического света.

Глава III

Эффективная интеграция экситонных излучателей в тонких пленках InSe с резонансными кремниевыми волноводами

В данной главе используются материалы, опубликованные в статье [A2].

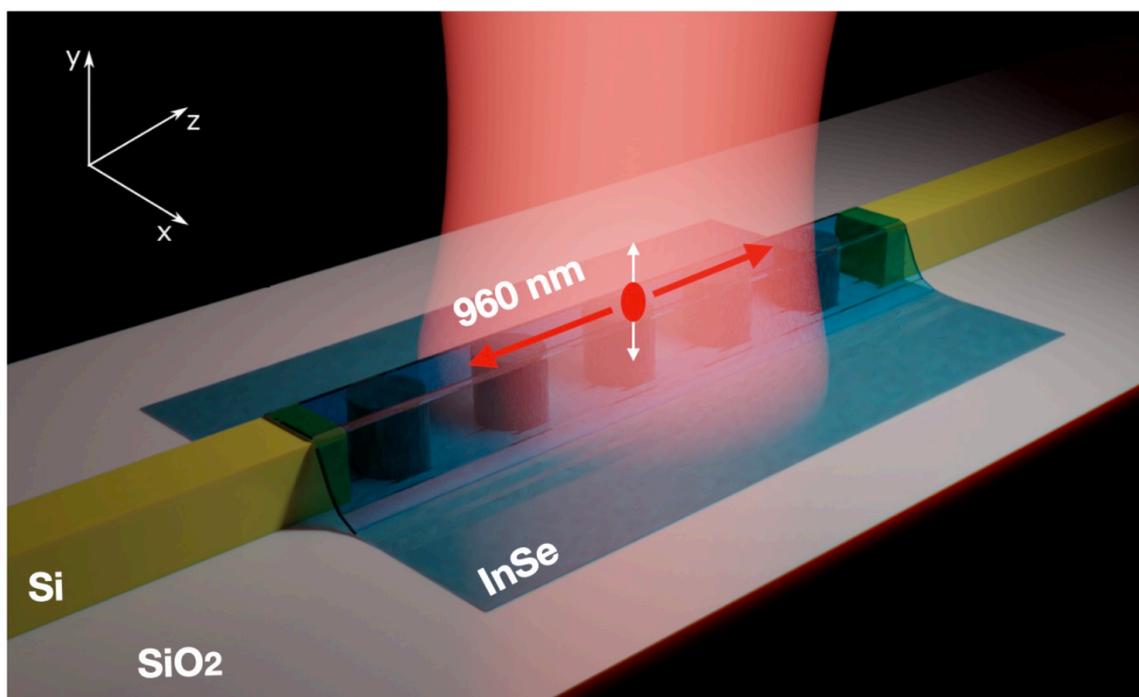


Рис. 52: Схематическое изображение резонансной волноводной системы - кремниевого волновода, центральная часть которого представляет собой нанорезонаторы, покрытые сверху 10 нм пленкой селенита индия InSe.

В данной главе исследуется вопрос об эффективной интеграции однофотонных излучателей с резонансными волноводными системами на основе кремниевого волновода, центральная часть которого представляет собой нанорезонаторы - нанодиски, покрытые сверху тонкой пленкой селенита индия (InSe) (схематическое изображение исследуемой резонансной волноводной системы представлено на рис. 52. Как уже было отмечено ранее, использование тонкой пленки халькогенид обусловлено наличием в ней так называемых серых экситонных переходов, дипольный момент которых может иметь ярко выраженные анизотропные свойства и ориентацию вне плоскости самой пленки.

1. Численная оптимизация дизайна резонансной волноводной системы

1.1. Оптимальный дизайн резонансной волноводной системы

С помощью метода конечных разностей по временной области было проведено численное моделирование в программном пакете Lumerical FDTD системы полоскового кремниевого волновода высотой 160 нм и шириной 140 нм, центральная часть которого представляет собой нанорезонаторы в виде дисков с высотой $h = 160$ нм и периодом $s = 50$ нм, покрытых сверху 10 нм пленкой селенида индия InSe с точечным дипольным источником внутри нее на длине волны 960 нм (см. рис.43(a)).

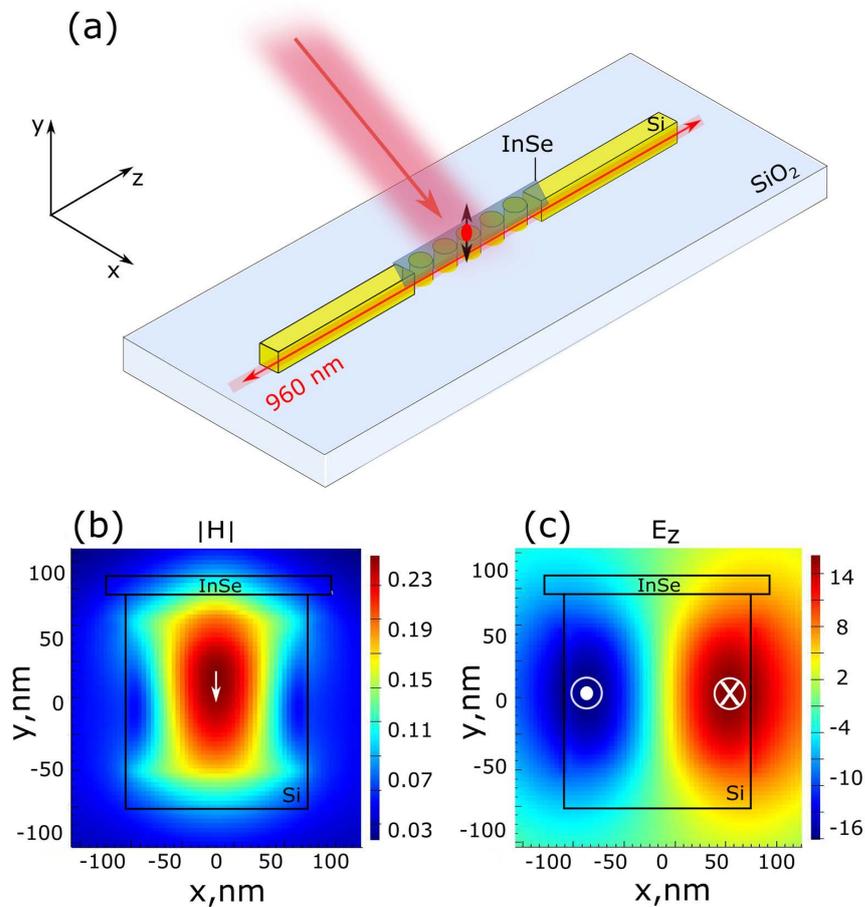


Рис. 43: (а) Схематическое изображение системы кремниевого волновода на подложке, центральная часть которого представляет собой кремниевые нанорезонаторы, покрытые 10 нм пленкой селенида индия InSe; (б,в) распределения магнитного и электрического полей в сечении центрального кремниевого диска диаметром 260 нм, отвечающие магнитному дипольному Ми-резонансу при возбуждении точечным излучателем, расположенным в пленке InSe.

Численно полученное распределение магнитного и электрического полей в сечении центрального кремниевого диска диаметром 260 нм (см. рис. 43(б,в)) демонстри-

рует образование магнитного дипольного Ми-резонанса в наномантеннах при возбуждении точечным излучателем, расположенным в пленке InSe.

Для начала, РВС была помещена в изотропную среду с показателем преломления $n = 1.45$. На рис.44(а) представлен график зависимости коэффициента пропускания резонансной системы от диаметра кремниевых нанодисков в случае с тонкой пленкой InSe сверху (черная кривая) или без нее (красная кривая). Под коэффициентом пропускания в данном случае подразумевается отношение интенсивности излучения на входе в волноводную систему к интенсивности на выходе из нее: $T = I_{in}/I_{out}$. В обоих случаях максимальное пропускание достигается при диаметре резонаторов 140 нм и составляет $T=0.96$ и $T=0.93$ соответственно.

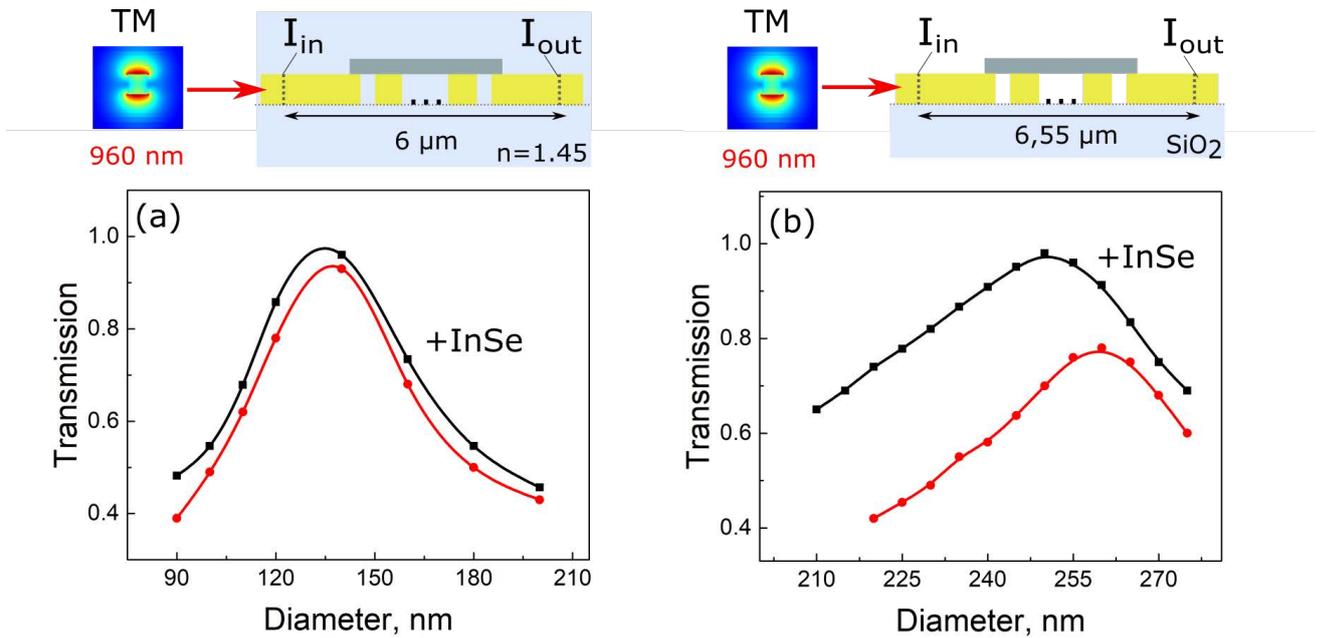


Рис. 44: (а,б) Графики зависимости коэффициента пропускания резонансной волноводной системы от диаметра кремниевых нанодисков для случая изотропного окружения с показателем преломления $n = 1.45$ и структуры на подложке из SiO_2 с 10 нм пленкой InSe (черная кривая) и без нее (красная кривая). Схематическое изображение исследуемых структур представлены над каждым из графиков.

Аналогичные зависимости были получены для случая волноводной системы, помещенной на полубесконечную подложку из SiO_2 рис. 44(б). Максимальное пропускание в случае с тонкой пленкой $T=0.98$ достигается при диаметре кремниевых нанодисков $d = 250$ нм и в случае без нее $T=0.76$ при диаметре $d = 260$ нм. Высокое значение коэффициента пропускания в обоих случаях (в случае расположения резонансной волноводной системы в однородной среде и на подложке SiO_2) свидетельствует об эффективной оптической связи между наномантеннами резонансной волноводной системы при возбуждении магнитного дипольного резонанса в них, что обусловлено оптимально подобранной геометрией структуры.

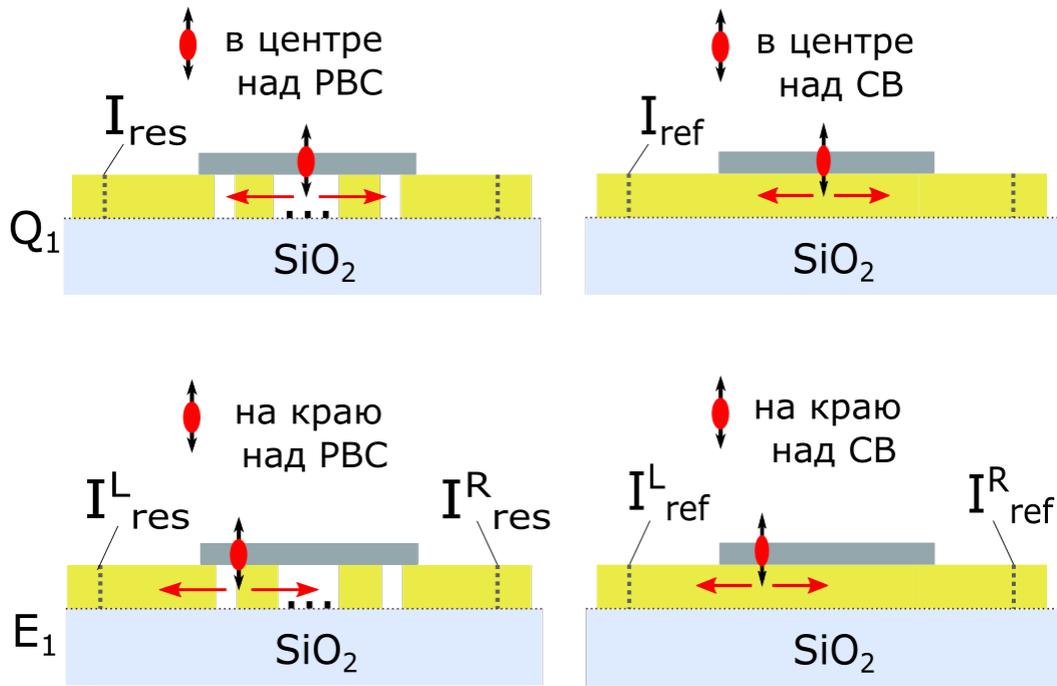


Рис. 45: (а) Схематические изображения положения излучателя относительно резонансных волноводных структур и конфигураций системы: Q_1 , E_1 — пространство между нанодисками ничем не заполнено; Q_2 , E_2 — пространство между нанодисками на $h/2$ заполнено диоксидом кремния; Q_3 , E_3 — пространство между нанодисками заполнено диоксидом кремния на высоту h ; Q_4 , E_4 — уровень диоксида кремния на 10 нм выше высоты h нанодисков.

Исследование эффективности заведения излучения дипольных источников — локализованных экситонных состояний, связанных с дефектами в тонкой пленке селенида индия — проводилось при сопоставлении интенсивности света на выходе из структуры для случая резонансной волноводной системы (I_{res}) и случая сплошного полоскового кремниевого волновода (I_{ref}) с аналогичными размерами (высота и ширина волновода). В дальнейшем, введем обозначение $A_{eff} = I_{res}/I_{ref}$. Были рассмотрены различные схемы реализации образцов, принципиальное отличие между которыми заключается в расположении дипольного излучателя в тонкой пленке относительно волноводной системы (в серии образцов Q точечный дипольный излучатель находится в центре волноводной системы, в образцах E — в краевых областях), а также в уровне заполнения пространства между кремниевыми нанодисками диэлектрическим материалом (аналогичным материалу подложки), как показано схематично на рис. 46(а): Q_1 , E_1 — пространство между нанорезонаторами ничем не заполнено; Q_2 , E_2 — пространство между нанодисками на $h/2$ заполнено диоксидом кремния; Q_3 , E_3 — пространство между нанодисками заполнено диоксидом кремния на высоту h ; Q_4 , E_4 — уровень кварца на 10 нм выше высоты h нанодисков.

Были рассмотрены случаи расположения дипольного источника рис. 46(а) как

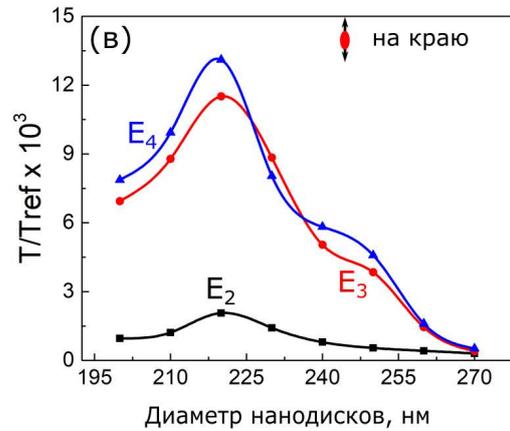
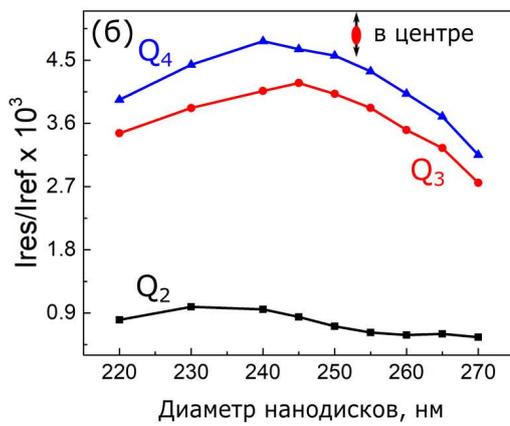
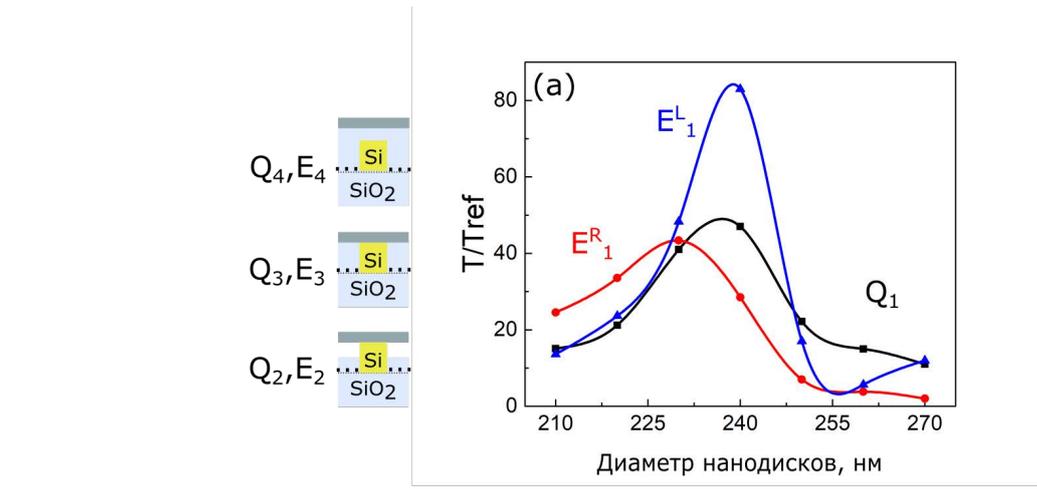


Рис. 46: Графики зависимости относительной эффективности заведения электромагнитного излучения точечного диполя в пленке InSe в волноводную структуру от диаметра кремниевых нанодисков в случаях: (а) дефект расположен в центре структуры и на краю соответственно для конфигураций E; (б) дефект расположен в центре структуры в конфигурациях Q_2 , Q_3 , Q_4 ; (в) дефект расположен на краю структуры в конфигурациях E_2 , E_3 , E_4 .

в центре системы из дисков, так и на краю резонансной структуры. Относительная эффективность заведения электромагнитной энергии от точечного излучателя в канал волновода для конфигураций Q_1 и E_1 представлены на рис. 46(b), где E_{1L} и E_{1R} соответствуют случаю распространения излучения в оба канала волновода, где L является ближайшим каналом волновода, R – дальним. Для резонансных систем, где значения диаметров нанодисков варьировались в диапазоне от 210–270 нм, максимум A_{eff} наблюдался при $d = 240$ нм. Стоит отметить, что в случае расположения точечного дипольного излучателя в краевой области системы (E_1), эффективность A_{eff} возросла в 80 раз по сравнению со случаем, когда резонансная система кремниевых нанодисков заменяется сплошным волноводом, и в 45 раз в случае, если точечный дипольный излучатель находит в центре тонкой пленки (Q_1).

На рис. 46(с) представлена зависимость A_{eff} для точечного диполя, расположенного в центре структуры (серия образов типа Q), от диаметра кремниевых нанорезонаторов, изменяющегося в диапазоне от 220 до 270 нм, для разного уровня заполнения свободного пространства между кремниевыми нанодисками диэлектрической средой, показатель преломления которой соответствует показателю преломления подложки (при расчетах в качестве среды был выбран плавленый кварц SiO_2). При погружении кремниевых нанорезонаторов в среду подложки наблюдается динамический рост эффективности передачи энергии от точечного излучателя в резонансный волновод. При этом максимумы зависимостей $A_{eff}(d)$ смещаются в область меньших диаметров.

Аналогичные зависимости, представленные на рис. 46(d), были получены для случая точечного дипольного излучателя, находящегося на краю системы кремниевых нанодисков (серия образцов типа E). Максимум зависимости A_{eff} при этом наблюдается для $d = 220$ нм и составляет $13.6 \cdot 10^3$ и $11.9 \cdot 10^3$ для конфигураций E_3 и E_4 , $2.8 \cdot 10^3$ для конфигурации E_2 . Таким образом, становится возможным максимизировать заведение электромагнитного излучения точечного диполя за счет оптимизации геометрии нанорезонаторов и изменения показателя преломления среды в пространстве между ними. Заметим, что заполнение пространства между нанодисками средой, аналогичной среде подложки, приближает исследуемую систему к модельному случаю изотропной диэлектрической среды, также рассмотренному выше.

Стоит отметить, что в данной работе рассмотрены лишь эффекты, связанные с увеличением эффективности оптической связи излучения точечных источников в тонких пленках InSe с волноводной структурой за счет оптимального подбора геометрических параметров формирующих ее наноплазмонных антенн. При этом не был произведен учет эффекта Парселла, который влияет на квантовую эффективность излучателя (в модели был рассмотрен источник с заданным квантовым выходом). В перспективе с помощью оптимальной геометрии волноводной системы можно добиться не только повышения эффективности оптической связи излучателя и волновода, но и увеличить его квантовый выход.

1.2. Оптимизация дизайна дифракционных решеток на выходе волноводной системы

С помощью метода конечных разностей по временной области в программном пакете Lumerical FDTD системы были подобраны оптимальные параметры выходных дифракционных решеток РВС (см. рис. 47). Для этого была решена задача по максимизации коэффициента пропускания излучения, выходящего из волноводной системы.

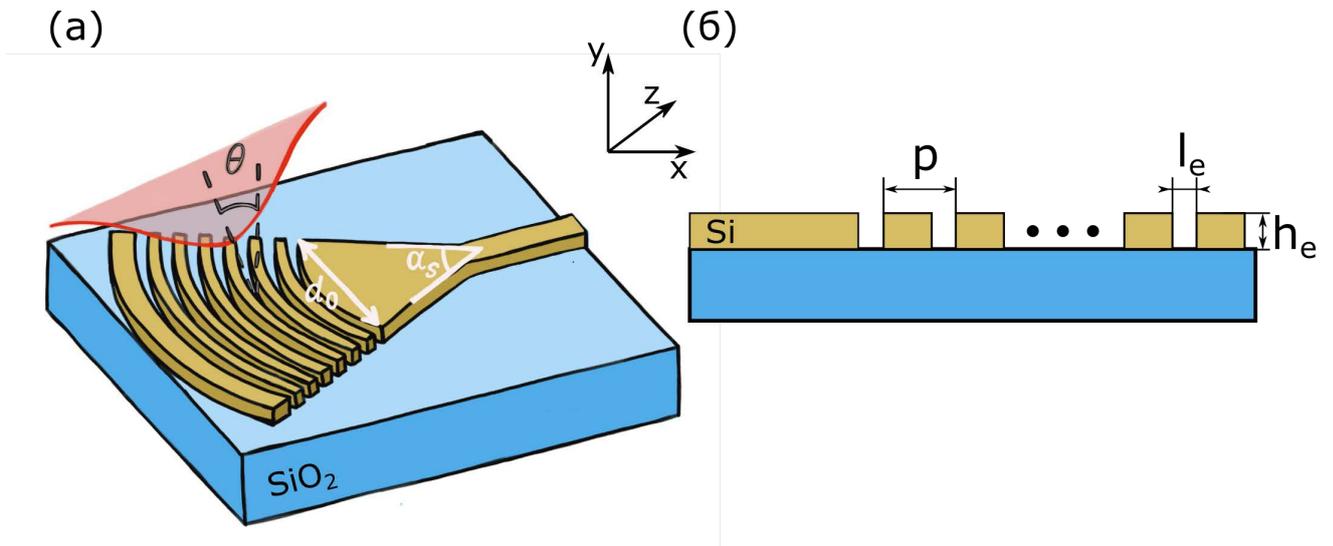


Рис. 47: Схематическое изображение выходной дифракционной решетки волноводной системы.

Известно, что потери мощности излучения и эффективность связи дифракционной решетки зависят от изменения ее параметров, таких как: центральная длина волны падающего излучения, p - шаг дифракционной решетки, l_e - расстоянию между соседними штрихами решетки, h_e - высота дифракционной решетки, θ - угол, под которым излучение выходит из волноводной системы. Так же, важным параметром являются d коэффициент заполнения выходной решетки, рассчитывающийся по формуле(??).

$$d = \frac{p - l_e}{p} \quad (46)$$

Для оптимального ввода/вывода света в/из волновода через дифракционную решетку должно выполняться условие фазового синхронизма [142], описывающийся формулой(47), где p - шаг дифракционной решетки, λ_0 - длина волны электромагнитного излучения, n_{eff} - эффективный показатель преломления среды, n_{SiO_2} - показатель преломления верхней оболочки из оксида кремния, θ - угол, под которым излучение входит/выходит из волноводной системы.

$$p = \frac{\lambda_0}{n_{eff} - n_{SiO_2} \sin(\theta)} \quad (47)$$

Так как эффективность связи выходная дифракционная решетка чувствительна к изменению таких параметров как центральная длина волны падающего излучения, p - шагу решетки, l_e - расстоянию между соседними штрихами решетки, h_e - высота дифракционной решетки, θ - угол, под которым излучение выходит из волноводной системы.

Эффективность связи дифракционной решетки [143] может быть выражена как:

$$\eta = \left| E(x, z = z_0) A e^{-\frac{(x-x_0)^2}{\omega_0^2}} e^{jy \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \sin(\theta)} dy \right|^2 \quad (48)$$

где A — константа, описывающая характеристики лазерного пучка, ω_0 — ширина пучка, x — расстояние, параллельное оси волновода, z — расстояние между входным волокном и вершиной входной решетки, равное величине z_0 . Выражение (48) на прямую не отображает влияние характеристик самой дифракционной решетки, такие как шаг, рабочий цикл, глубина травления (которые отображены в (??), тем не менее, они влияют на множитель $E(x, z)$, отражающий эффективность связи и потери в дифракционной решетке.

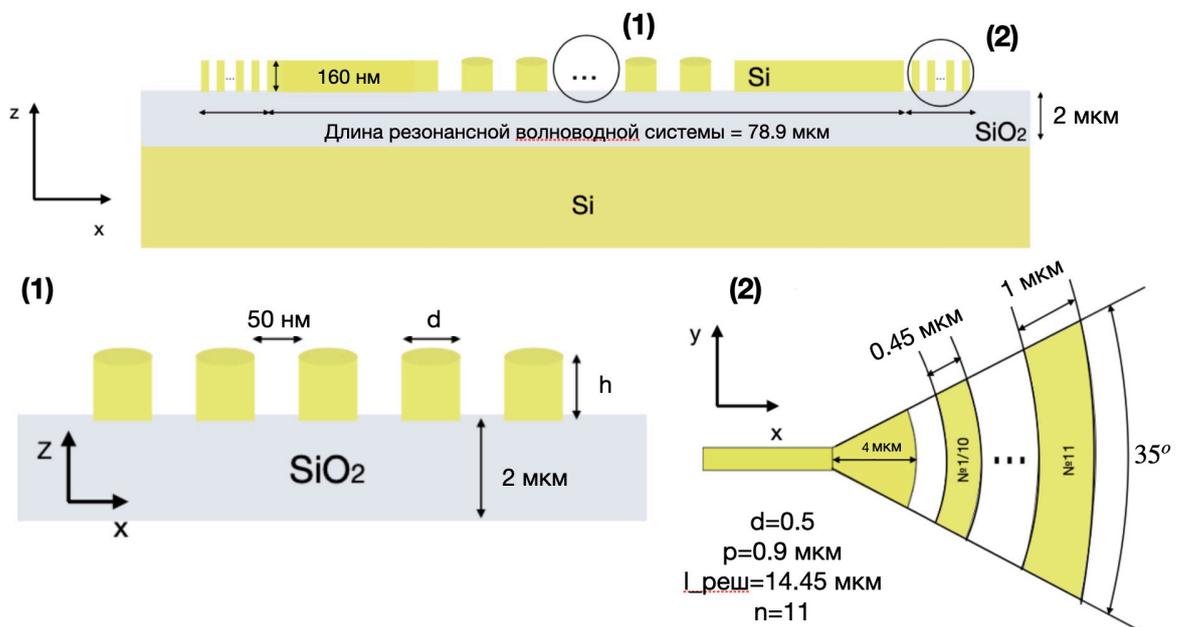


Рис. 48: Схематическое изображение оптимального дизайна РВС и ее выходных дифракционных решеток волноводной системы, отображенных на вставках (1) и (2) соответственно.

Для решения задачи по максимизации коэффициента пропускания излучения, выходящего из волноводной системы, в расчетной области FDTD источник излучения - модовый источник, излучающий на длине волны 960 нм (как было отмечено выше, данная длина волны соответствует экситонным излучателям в тонких пленках InSe) помещался в один из канал волновода, прошедшее электромагнитное излучение детектировалось монитором, расположенным над выходной дифракционной решеткой (см. рис.??) Коэффициент пропускания рассчитывался как отношения сигнала на входе в волноводную систему, к сигналу на выходе из нее, полученный монитором $T = E_{in}/E_{out}$. Варьируя параметры описанные формулами (??), удалось добиться максимального значения коэффициента пропускания $T = 0.45$.

Таким образом, были найдены оптимальные параметры для дизайна дифракционной решетки РВС. Исходя из условий и технических ограничений, связанных с фабрикации экспериментальных образцов, длина всей РВС (включая входную и выходную дифракционные решетки) варьируется от 78,9 мкм (для системы, состоящей из 5 нанодисков диаметром 210 нм) до 87,2 мкм (для системы, состоящей из 29 нанодисков диаметром 280 нм). Согласно рис.48, каждая дифракционная решетка имеет дугообразную форму и состоит из 10 штрихов, шириной 0,45 мкм каждый и еще одного 11-го штриха, шириной 1 мкм. Оптимальное значение коэффициента заполнения для такой конфигурации соответствует $d = 0.5$ для $\lambda_0 = 960$ нм и $l_e = 50$ нм.

2. Оптическая характеристика пленок халкагенида переходного металла, на примере селенида индия InSe

Как уже было отмечено выше, в данной работе предполагается использовать тонкие пленки InSe в качестве источников однофотонных излучателей, расположенных над центральной частью РВС. Поэтому, перед переносом тонких пленок на изготовленный экспериментальный образец, была проведена их оптическая характеристика.

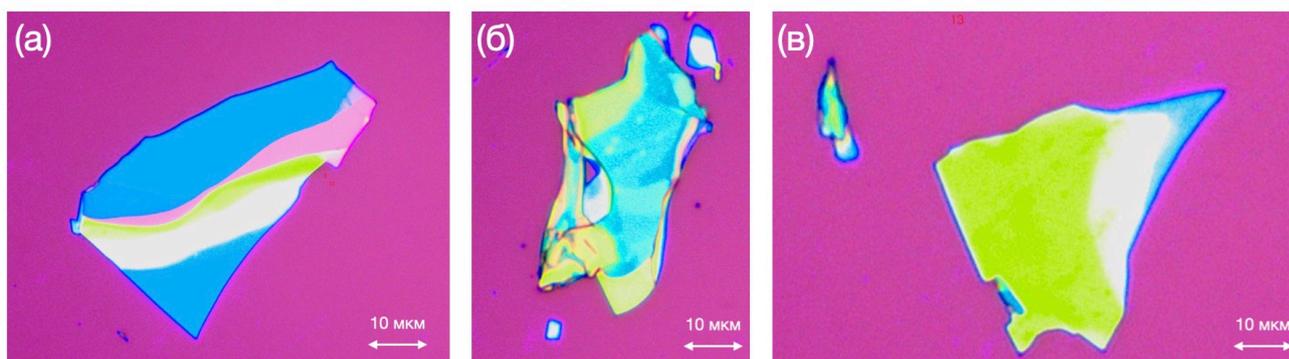


Рис. 49: (а-в) Изображение тонких пленки InSe разной толщины (от 25 до 127 нм) полученные на камере в оптическом микроскопе.

Экспериментальные образцы - тонкие пленки селенида индия были перенесены на подложку SiO_2 методом механической эксфолиации в лаборатории ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Как видно из рис.49, на котором представлено изображение одного из экспериментальных образцов, полученное на оптическом микроскопе, исследуемая структура имеет полихромный окрас, который вызван интерференцией световой волны в тонких пленках InSe и свидетельствует о неоднородности толщин отдельно взятого флейка. Таким образом, метод механического переноса тонких пленок не является прецизионным и вызывает сложности в контроле таких параметров получаемой структуры как толщина и однородность пленки халкагенида.

При помощи атомно-силового микроскопа были установлены толщины исследуемых структур (см. рис.50) . При этом, как отмечалось ранее, полученные пленки достаточно неоднородны, что было подтверждено экспериментальным путем (см. рис.50(а)) толщина исследуемого образца InSe изменяется от 25 нм до 127 нм в пределах одного флейка.

Были получены спектры люменесценции экспериментальных образцов - тонких пленок InSe. Измерения проводились при использовании криостата, охлажденного до 8К, схематическое изображение экспериментальной установки представлено на рис.51. В качестве накачки использовался перестраиваемый фемтосекундный лазер на длине волны 404 нм (рабочая длина волны лазера выбиралась соответственно из ширины и положения запрещенной зоны в InSe, так как чем ближе длина волны

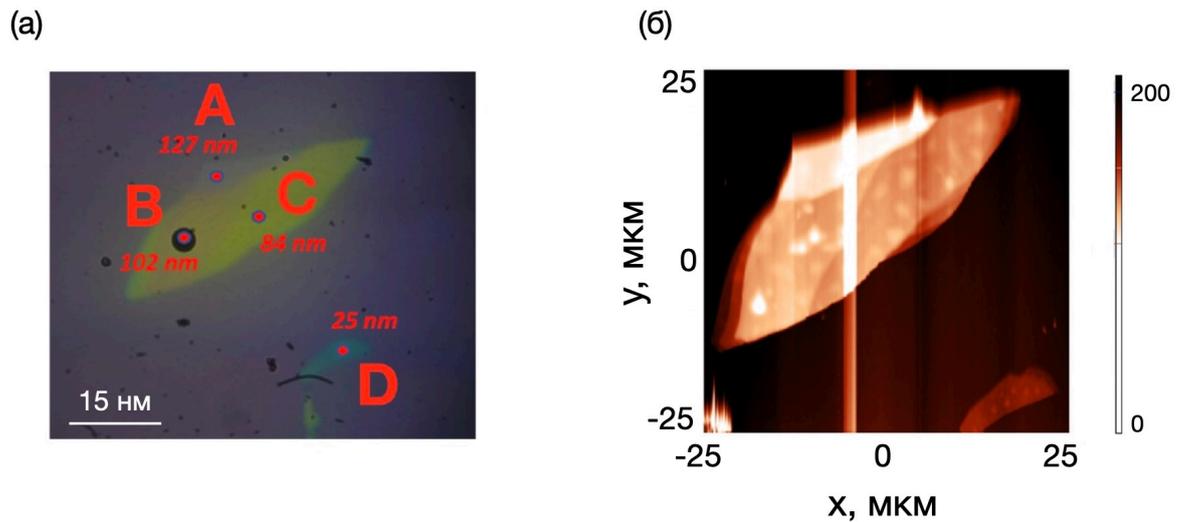


Рис. 50: (а) Изображение тонкой пленки InSe, полученное на камере; точками А,В,С,Д отмечены области на экспериментальном образце, с которых регистрировалась люминесценция, рядом подписана толщина данного участка пленки; (б) изображение тонкой пленки InSe, полученное в атомно-силовом микроскопе.

накачки к краю зоны структуры, тем ниже уровень выходного сигнала). Согласно данным [61], экситонный переход в InSe составляет 1,29 эВ (для тонких пленок толщиной 10-30 нм), что в пересчете на длины волн составляет 960 нм. Сигнал регистрировался спектрометром, так же, в схеме экспериментальной установки была предусмотрена CCD камера для визуализации образцов.

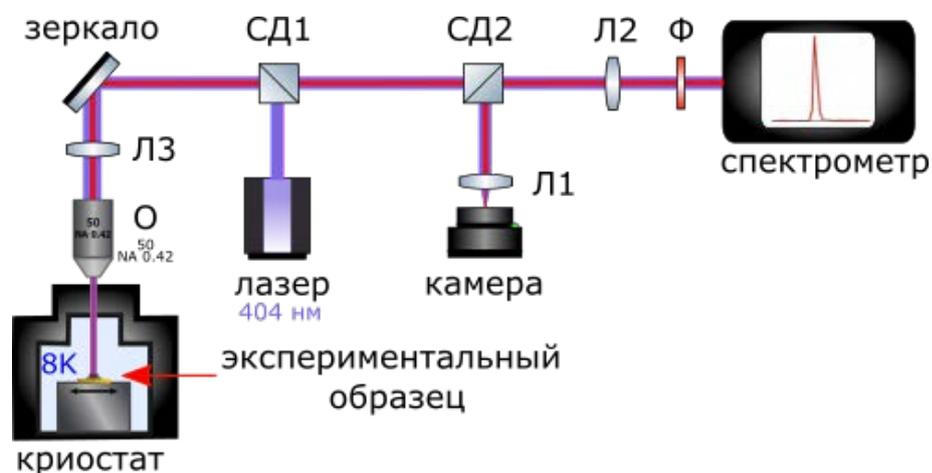


Рис. 51: Схематическое изображение экспериментальной установки для оптической характеристики тонких пленок InSe при низких температурах (8К) в криостате. Л1,2,3-линза; СД1,2-светоделительная пластинка; Ф-светофильтр низких частот.

Измерения люминесценции проводились следующим образом: на экспериментальном образце - пленке InSe выбирались несколько точек, из разных областей, как,

например, на рис.50(а), отличающихся по цвету, а значит и по толщине (количеству слоев). Затем, объективом с 50-ти кратным увеличением засвечивалась каждая из выбранных областей пленки, при этом, размер лазерного пятна на структуре был 5 мкм.

На рис.52 представлены спектры люминесценции для четырех различных областей исследуемой структуры, отличающихся по своей толщине и соответствующие областям из рис.50(а). Все графики люминесценции имеют характерный вид спектральной зависимости и ярко выраженный максимум интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) на длине волны 960 нм, что в пересчете на энергию соответствует 1.9 эВ.

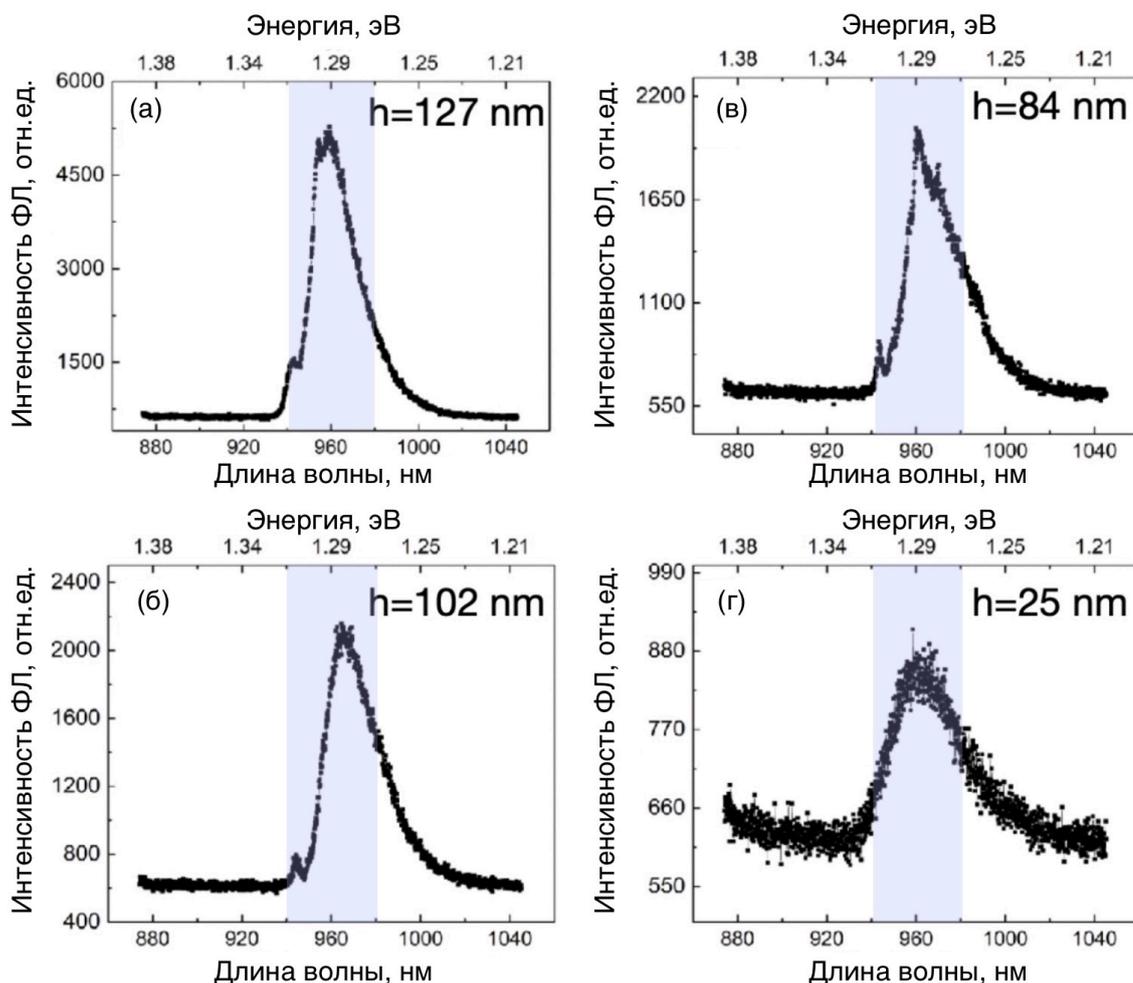


Рис. 52: Графики спектральных зависимостей интенсивности ФЛ, снятые с областей пленки InSe разной толщины, показанной на рис.50(а): (а) 102 нм (точка А); (б) 120 нм (точка В); (в) 84нм (точка С); (г) 25 нм (точка D). Толщина всех областей InSe была определена экспериментально методом атомно-силовой микроскопии (см. рис.50(б)).

Было проведено исследование зависимости интенсивности сигнала ФЛ от экспе-

риментальных образцов - тонких пленок InSe в зависимости от их толщины (количества слоев). Из рис. 53 видно, данная зависимость носит линейный характер: с увеличением толщины пленок InSe, рост сигнала ФЛ так же возрастает.

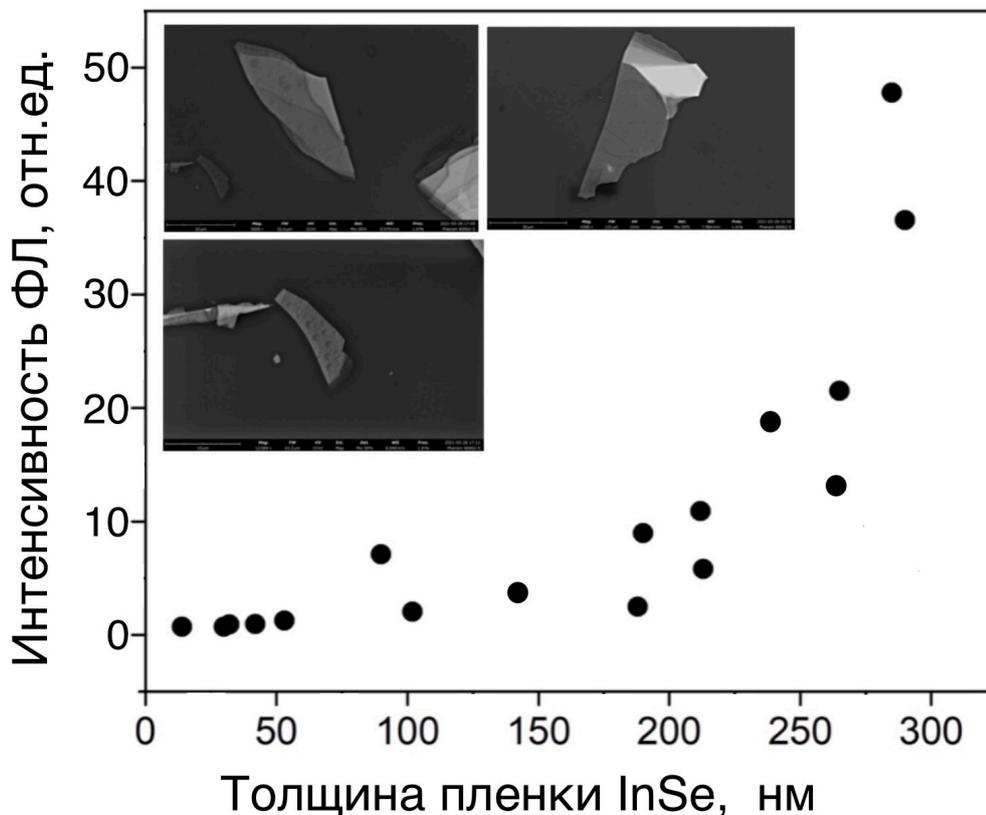


Рис. 53: График зависимости сигнала интенсивности ФЛ от толщины пленки InSe; на вставках представлены СЭМ изображения исследуемых экспериментальных образцов.

Кроме того, методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (англ. EDRS - Energy-dispersive X-ray spectroscopy), был проведен статистический по-элементный анализ экспериментальных структур, представленный на рис. 54. Представлены результаты свидетельствуют о качественном и количественном составе исследуемых образцов - наличии в них элементов: Si, Se, O и In.

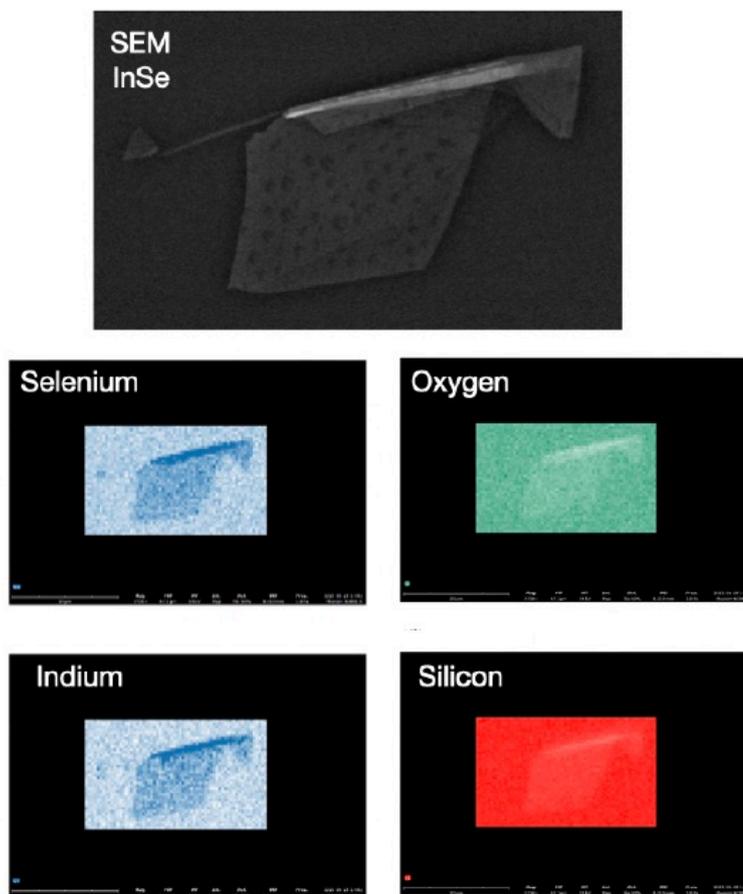


Рис. 54: СЭМ изображения тонкой пленки InSe; статистический по-элементный анализ - (энерго дисперсионный метод) тонких пленок InSe.

3. Методики изготовления экспериментальных образцов на основе резонансной волноводной системы

Экспериментальные образцы на основе кремниевой волноводной системы были изготовлены совместно с учеными из лаборатории Фотоники и Наноматериалов немецкого университета имени Фридриха Шиллера в Йене. На рис. рис.55 представлено схематическое изображение комбинацией методов, используемых при изготовлении серии экспериментальных образцов:

1) на подложках диоксида кремния SiO_2 производилось нанесение тонких слоев аморфного кремния ($a-Si$) методом газофазного осаждения активированного плазмой (PECVD);

2) на следующем этапе происходило экспонирование резиста (HSQ), нанесенного поверх структуру определенной маски, с использованием электронно-лучевой литография (EBL);

3) использовалось реактивное ионное травление (RIE) для создания необходимого дизайна РВС;

4) заключающим этапом являлось удаление резиста (HSQ) с поверхности экспериментального образца.

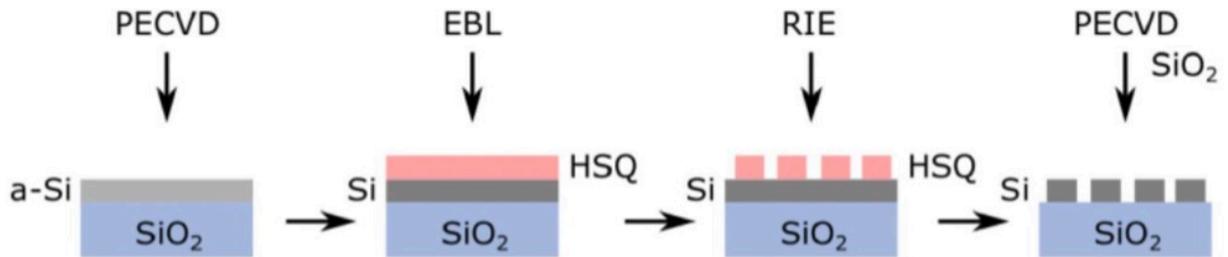


Рис. 55: Схематическое изображение методики изготовления экспериментальных образцов, где PECVD - плазмо-химическое осаждение из газовой фазы, EBL - электронно-лучевая литография, RIE - реактивное ионное травление.

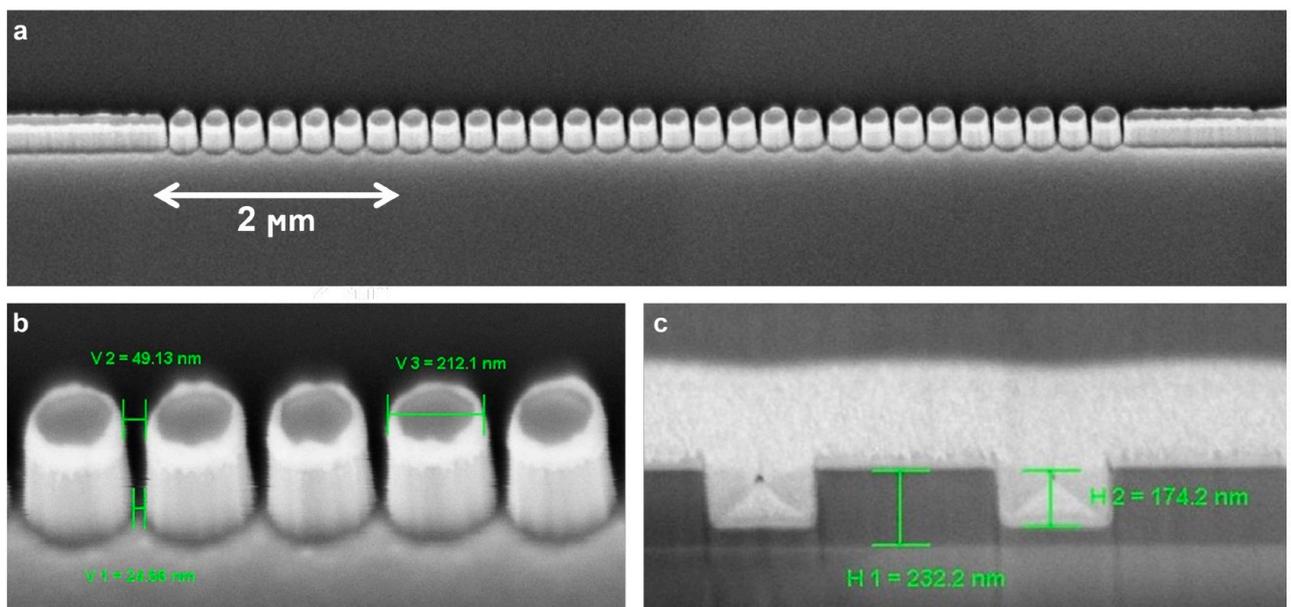


Рис. 56: Сканирующая электронная микроскопия экспериментального волновода. (a) Общий вид. (b) Характерные горизонтальные размеры образца. (c) Характерные вертикальные размеры образца.

Таким образом, экспериментальные образцы представляют собой кремниевые волноводы шириной 140 нм на подложке из SiO₂ с центральной частью в виде цепочки из 29 кремниевых нанодисков, имеющих форму усеченных конусов (см. рис. 55). Основные параметры: минимальное расстояние между дисками V1—24.56 нм, максимальное расстояние между дисками V2—49.13 нм, диаметр дисков V3—212.1 нм, высота дисков H2—174.2 нм (между дисками и подложкой располагается пластина

из Si толщиной 58 нм, таким образом, полная высота волновода на подложке N1 составляет 232.2 нм).

На заключительном этапе фабрикации экспериментальных образцов методом механической эксфолиации на центральную часть волноводов были перемещены тонкие пленки селенида индия InSe толщиной порядка 15 нм (рис.57(а)). Данный метод механического отшелушивания (англ. mechanical exfoliation) также в литературе можно увидеть как микромеханическое отшелушивание (англ. micro-mechanical exfoliation), заключается в том, что при применении слабого механического воздействия к халькогенидам переходных металлов разрушаются силы Ван-дер-Ваальса между соседними слоями и происходит их отслоение. (Первым примером механического отслоения является однослойный графен, отслоившийся от графита).

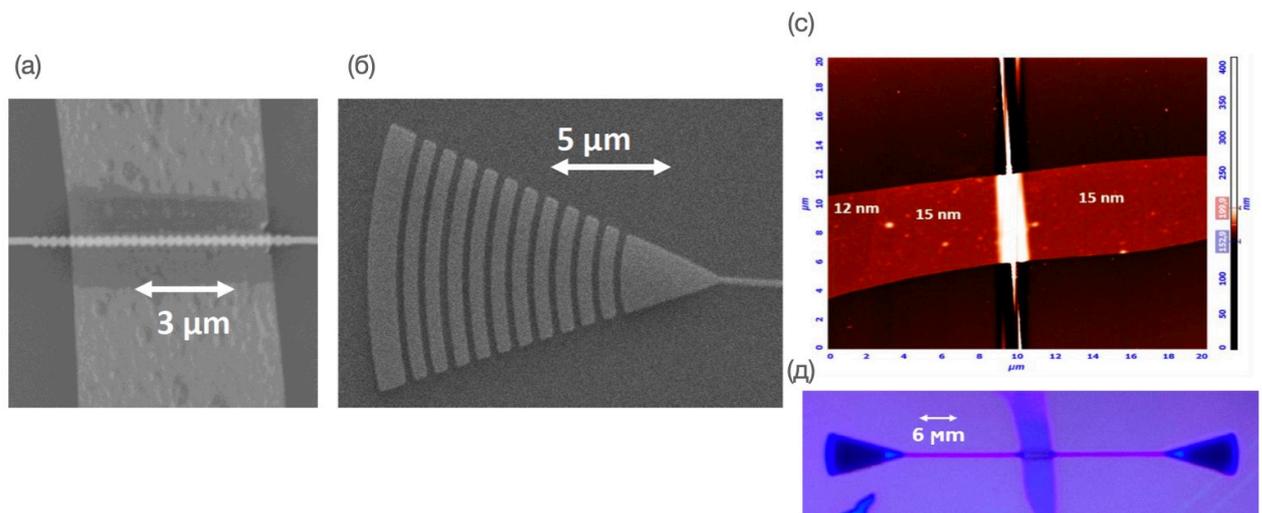


Рис. 57: Изображения исследуемой резонансной структуры, полученные различными методиками: сканирующей электронной микроскопией (а,б), атомно- силовой (в) и оптической (г) микроскопией.

На рис. 57 представлены изображения исследуемой резонансной структуры, полученные различными методиками: сканирующей электронной микроскопией (а,б), атомно- силовой (в) и оптической (г) микроскопией. Отображены характерные размеры исследуемого образца.

Стоит отметить, как видно из рис.57 (а,б) экспериментальных структур, полученных сканирующей электронной микроскопией, исходный дизайн расчетной модели РВС (см. рис.58(а)) был модифицирован в ходе процесса изготовления серии экспериментальных образцов, в силу технических особенностей и возможностей оборудования для плазмохимического осаждения из газобразной фазы. В результате, образовался дополнительный слой кремния, толщиной 58 нм, между резонансной волноводной системой и подложкой из диоксида кремния (см. рис.57(б)). Как будет

показано далее, такая модификация в дизайне РВС не внесла сильные коррективы в рассчитанные ранее ключевые характеристики исследуемой системы.



Рис. 58: Схематические изображения РВС (а) расчетной модели и (б) изготовленного экспериментального образца.

4. Оптическая характеристика резонансных волноводных структур

4.1. Спектроскопия комбинационного рассеяния

Спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) или рамановская спектроскопия, является высоко чувствительным методом для анализа материалов с симметричными ковалентными связями и детектирует мельчайшие изменения структуры образца на молекулярном уровне. Поэтому, для определения толщины и количества монослоев тонких пленок InSe, был проведен спектральный анализ КР экспериментальных образцов РВС.

Измерения комбинационного рассеяния проводились в геометрии обратного рассеяния при комнатной температуре с использованием спектрометра T64000 (Horiba Jobin-Yvon), оснащенного конфокальным микроскопом. В качестве источника излучения использовался Nd:YAG лазер (Torus, Laser Quantum, Inc.) на длине волны 532 нм (2.33 эВ). Мощность лазера на экспериментальном образце составляла 25 мкВт, для избежания повреждений и локального нагрева пленки. Размер пятна излучения составлял ~ 1 мкм.

Результаты спектроскопии КР представлены на рис.60 для экспериментального образца, показанного на вставке. В данной спектральной зависимости наблюдаются

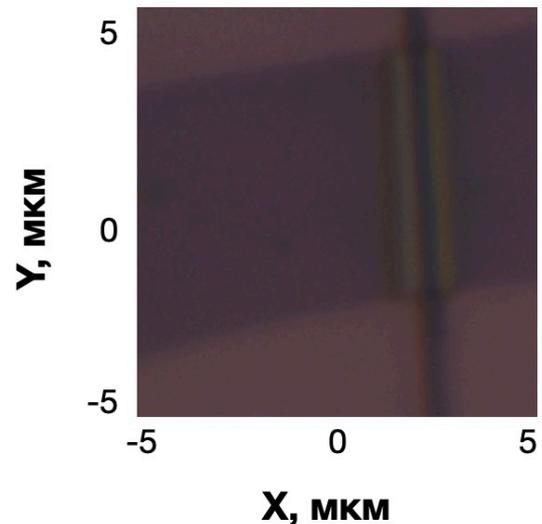


Рис. 59: Изображение области картирования экспериментального образца РВС.

пять узких рамановских линий: 41.2 см^{-1} ($E(1)$), 115.5 см^{-1} ($A'_1(1)$), 177.2 см^{-1} ($E(2)$), 185.7 см^{-1} ($A''_2(1)$), 227.1 см^{-1} ($A'_1(2)$).

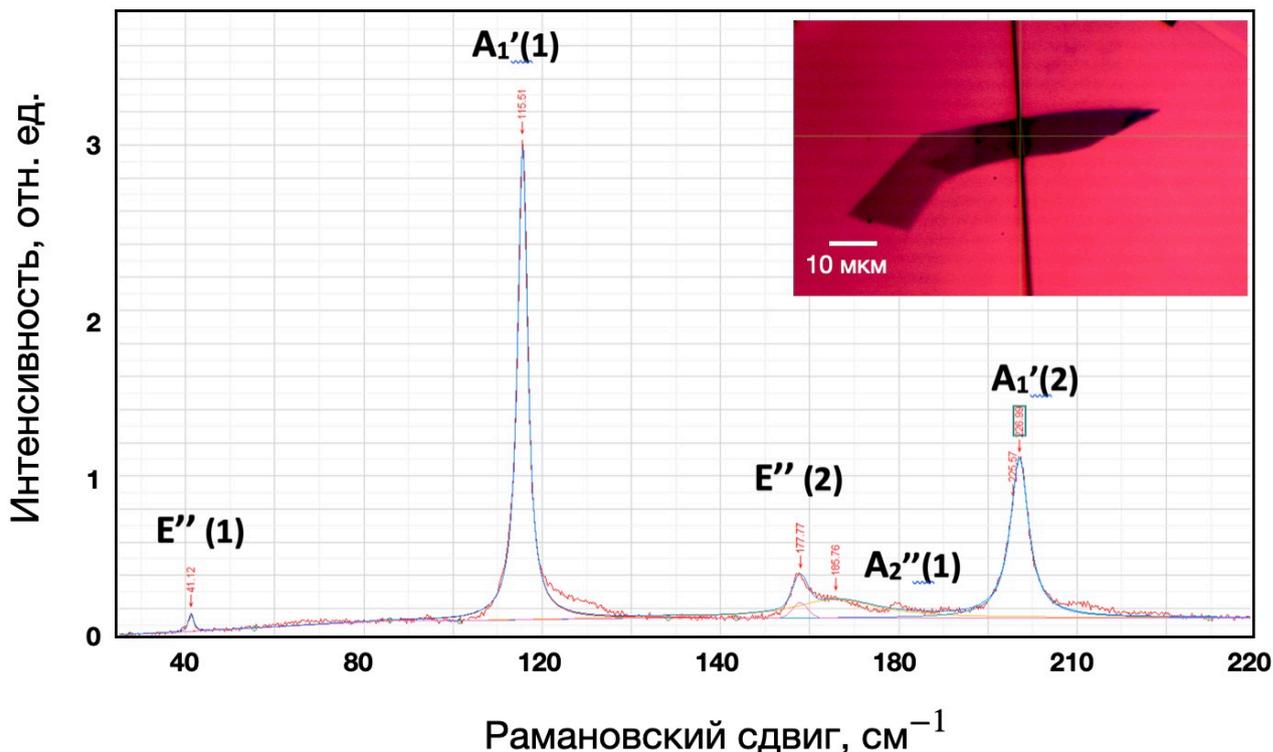


Рис. 60: Спектр комбинационного рассеяния от экспериментального образца PBC с тонкой пленкой InSe, изображенного на вставке.

Таким образом, в центральной части экспериментального образца PBC у тонкой пленки InSe имеется три внеплоскостные фононные моды – $A'_1(1)$, $A''_2(1)$, $A'_1(2)$ и две плоскостные – $E(1)$, $E(2)$. На рис.61(а) схематически показано колебания атомов In и Se при данных конфигурациях. Такой набор спектральных линий КР пленки селенида индия соответствует ромбоэдрической кристаллической решетке InSe политаипа γ (пространственная группа типа C_{3v}^5 , см рис.61(в)). Данный тип кристалла имеет прямозонную структуру с шириной запрещенной зоны 1.29 эВ (как и предполагалось ранее при численном моделировании).

Исходя из положения спектральных линий, а так же из разности частот линий $A'_1(1)$ и $A'_1(2)$ $\Delta\omega = A'_1(2) - A'_1(1) = 111.8 \text{ см}^{-1}$, можно сделать вывод, что толщина пленки InSe в этой области составляет порядка 5 монослоев (см. рис.?? и [144]). (Согласно данным, полученным с помощью метода атомно-силовой микроскопии (АСМ), представленные на рис.57(с), пленка в данной области однородна и толщина слоя составляет 15 нм).

Далее проводилось картирование области $5 \text{ мкм} \times 5 \text{ мкм}$, представленной на рис.59. На рис.62 приведены результаты по измерению карты распределения частоты (а,в) и интенсивности (б,г) линий $A'_1(1)$ и $A'_1(2)$ соответственно. Несмотря на

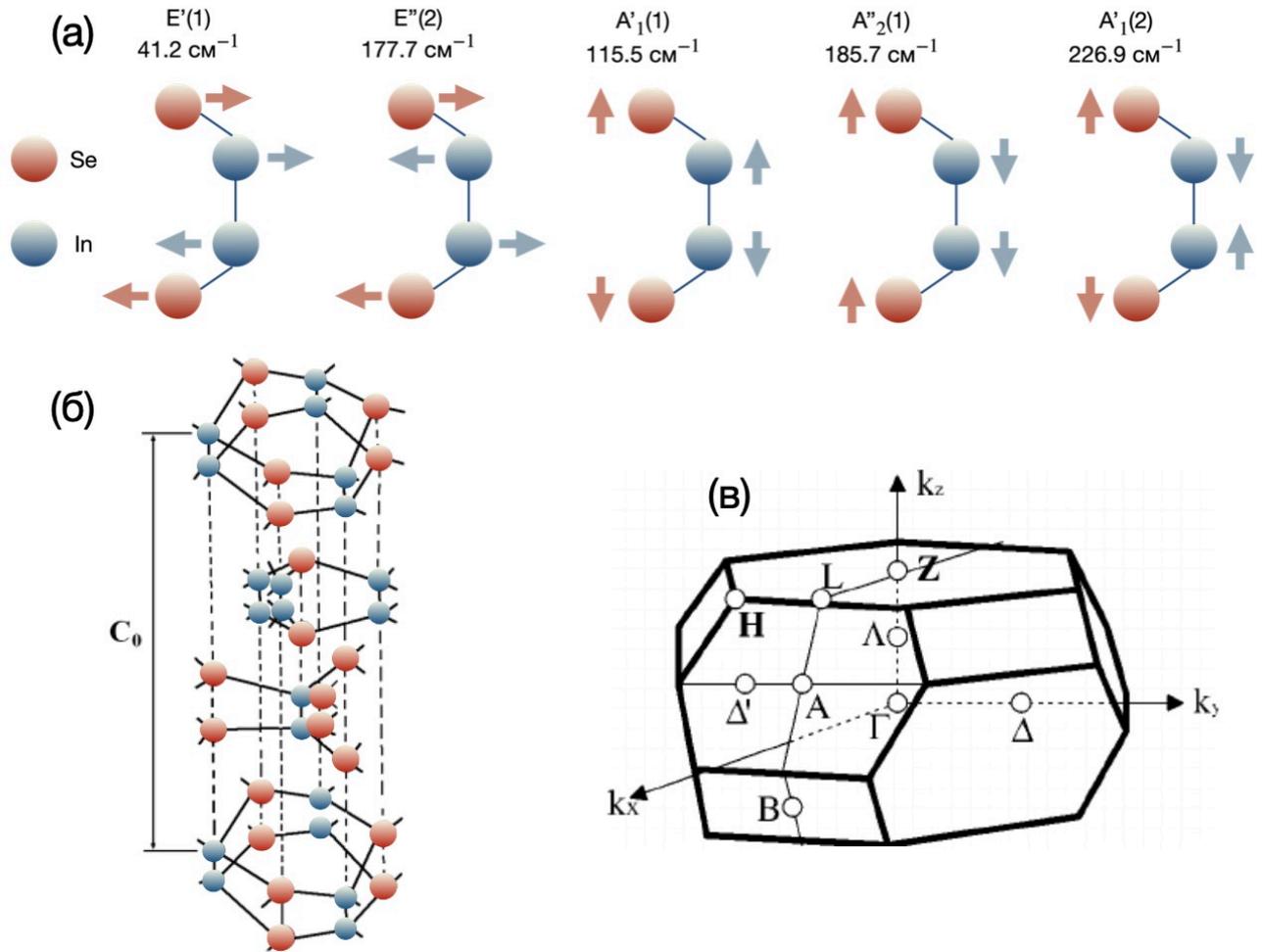


Рис. 61: Схематические изображения (а) колебаний фононов в γ -InSe, (б) кристаллическая структура γ -InSe и (в) ромбоэдрической элементарных ячейки зоны Бриллюэна для γ -InSe. Синими кружками изображены фононы In, рыжими кружками – фононы Se, стрелками показано направление колебаний фотонов каждого типа в решетке.

то, что деформация InSe должна приводить к сдвигу линий спектра его КР, карты распределения частоты основных спектральных линий $A'_1(1)$ и $A'_1(2)$ во всех случаях демонстрируют то, что их частота не меняется в области изгиба и механической деформации о нанодиски РВС и остается относительно постоянной (в пределах погрешности измерений) на всей излучающей площади пленки InSe. Видно, что спектральная линия $A'_1(1)$ уже и более интенсивнее, чем линия $A'_1(2)$.

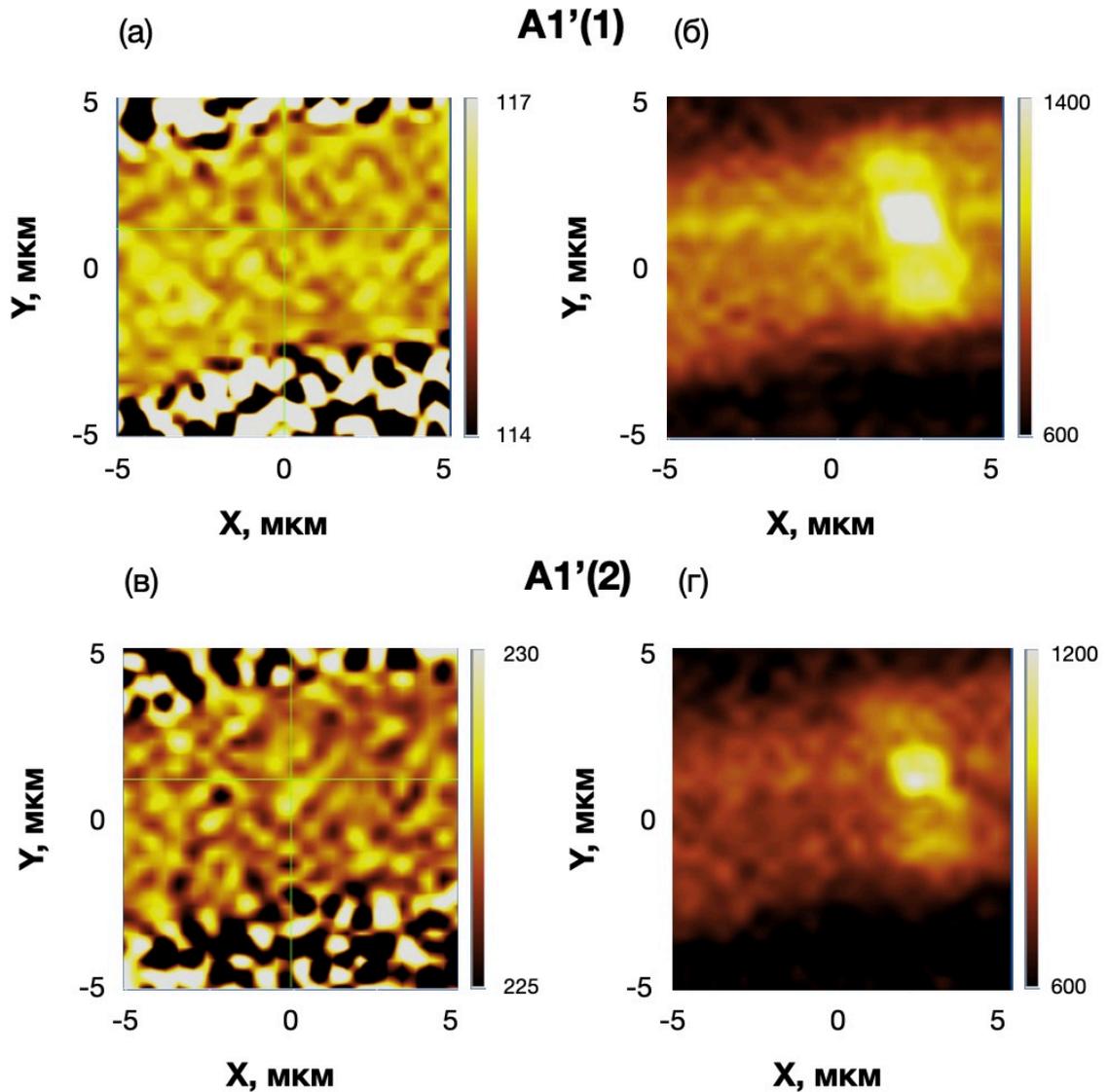


Рис. 62: Картирование области экспериментального образца, показанная на рис. 59: карты распределения частоты (а,в) и интенсивности (б,г) линий $A'_1(1)$ и $A'_1(2)$ соответственно.

4.2. Исследование коэффициента пропускания PBC

Линейно-оптическая спектроскопия образцов PBC была проведена на экспериментальной установке, схематическое изображение которой представлено на рис.63. Излучение накачки создавалось комбинацией источника света суперконтинуума (SC-Pro, YSL Photonics) с акустооптическим перестраиваемым фильтром (AOTF-Pro, YSL Photonics) и могло изменяться в широком спектральном диапазоне 770 – 1430 нм. Излучение, прошедшее через интегральный волновод с цепочкой дисков, выводилось через дифракционную решетку и детектировалось с помощью КМОП-камеры и диода в режиме синхронного усиления.

С помощью системы линз, лазерное излучение фокусировалось воздушным объ-

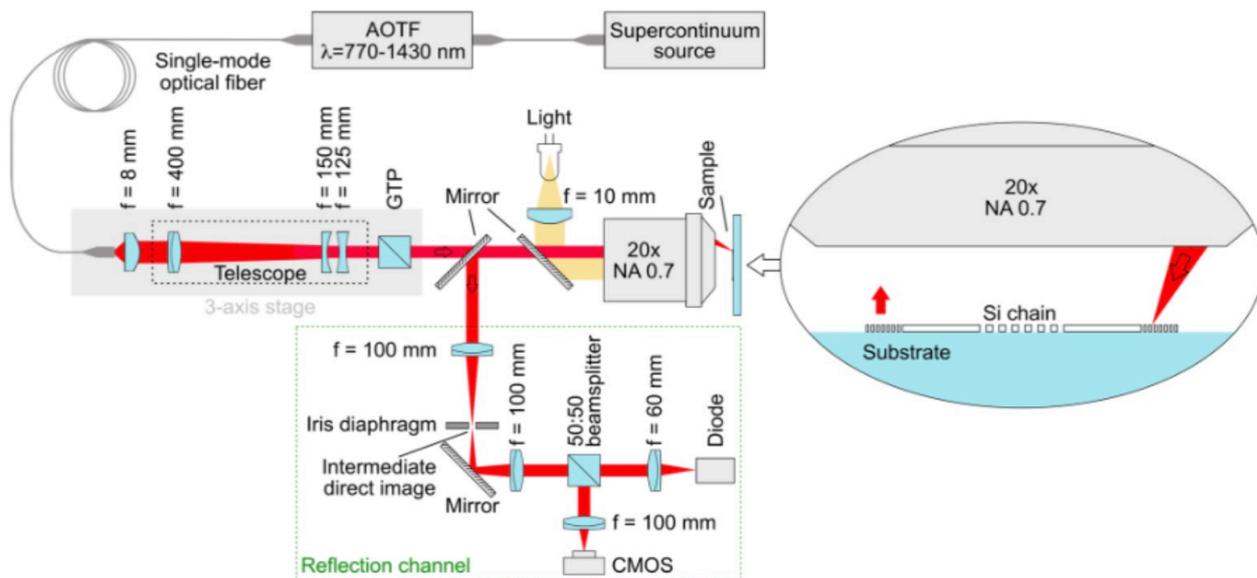


Рис. 63: Схематическое изображение экспериментальной установки для оптической характеристики резонансных волноводных структур. На вставке схематически отображена геометрия эксперимента по измерению коэффициента пропускания РВС, для случая когда лазерное излучение засвечивает входную дифракционную решетку РВС, а сбор сигнала осуществлялся через выходную, при этом в обоих случаях использовался воздушный объектив с увеличением 20x и числовой апертурой $NA=0.7$.

ективом с увеличением 20x и числовой апертурой $NA=0.7$, в узкое пятно размером 5 мкм, освещающее одну из дифракционных решеток волновода, помещенного на 3x-осевую подвижку. Излучение, прошедшее через волноводную структуру, пространственно фильтровалось и детектировалось КМОП-камерой и диодом в режиме синхронного детектирования для увеличения соотношения сигнал/шум.

На рис.64 представлены зависимости коэффициента пропускания, полученные экспериментально (черная кривая) и путем численного расчета (красная кривая) для экспериментального образца, представляющего собой кремниевый волновод, центральная часть которого состоит из 29 нанорезонаторов диаметром $d=230$ нм, покрытых сверху пленкой селенида индия толщиной 15 нм.

Под относительным пропусканием в обоих случаях понимается нормированное пропускание, определенное как отношение пропускания волновода с нанодисками к пропусканию сплошного волновода с теми же геометрическими параметрами. Наблюдаются максимумы коэффициентов пропускания $T_{exp} = 2.6$ ($\lambda = 917$ нм) $T_{teor} = 0.32$ ($\lambda = 937$ нм). Причиной смещения резонансной длины волны экспериментальной кривой в коротковолновую область спектра может являться несовершенство процесса фабрикация экспериментальных образцов и вариации размеров нанорезонаторов

в центральной части волновода.

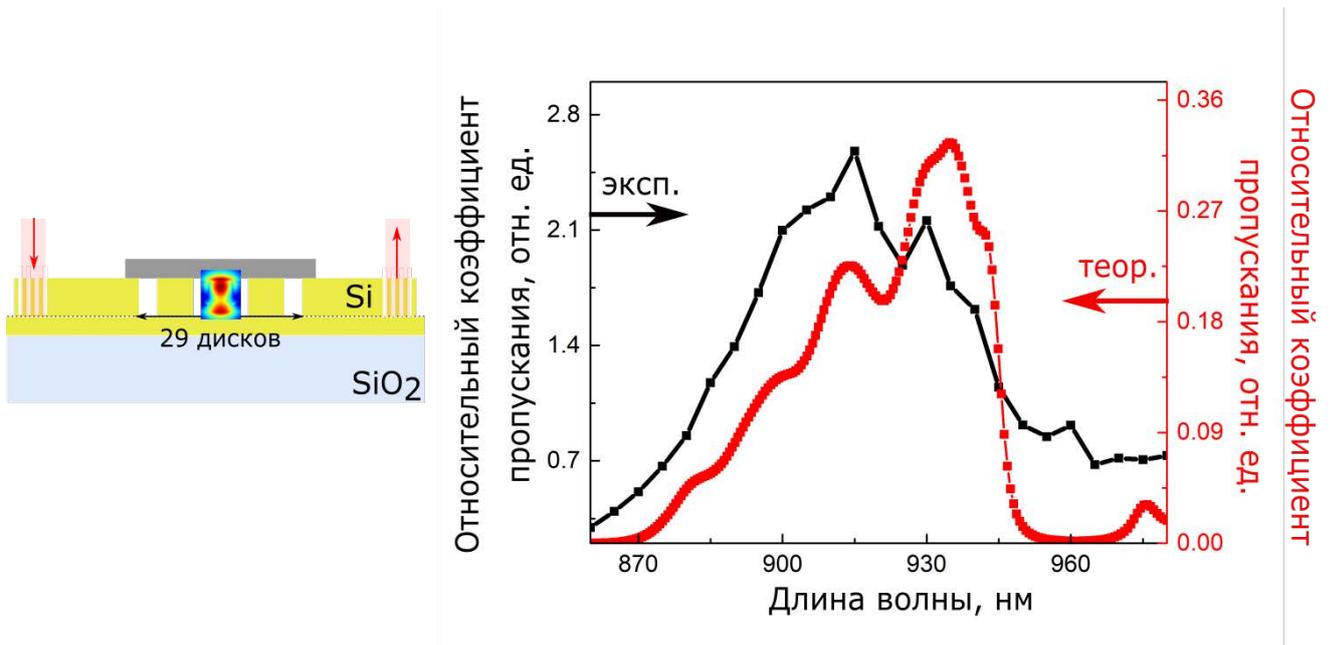


Рис. 64: Схематическое изображение цепочки нанодисков с тонкой пленкой InSe и характерные экспериментальные параметры, полученные из анализа результатов сканирующей электронной микроскопии; (б) графики зависимости коэффициента пропускания волноводной структуры от длины волны: чёрная кривая - экспериментальные данные, красная кривая - численное моделирование резонансных волноводных структур

4.2.1 Влияние дифракционной решетки на эффективное пропускание PBC.

Еще одним объяснением смещения резонансной длины волны экспериментальной кривой на рис.64 в коротковолновую область спектра может являться несовершенство процесса фабрикация не только волноводной части структуры, но и неоптимальный дизайн дифракционной решетки. Для этого было проведено численное исследование спектральной зависимости коэффициента эффективности дифракционной решетки PBC. С помощью метода конечных разностей во временной области в пакете программ Lumerical FDTD, было проведено численное моделирование дифракционной решетки, дизайн и размеры которой соответствуют экспериментальным образцам (с учетом 58 нм слоя кремния между волноводом и подложкой). Модовый источник света, излучающий в диапазоне 860 – 980 нм, был помещен в волновод. Выходное излучение детектировалось монитором, размещенным сверху, над дифракционной решеткой. Полученные спектральные зависимости коэффициента эффективности представлены на рис.65. Видно, что максимум эффективности дифракционной решетки соответствует длине волны 917 нм.

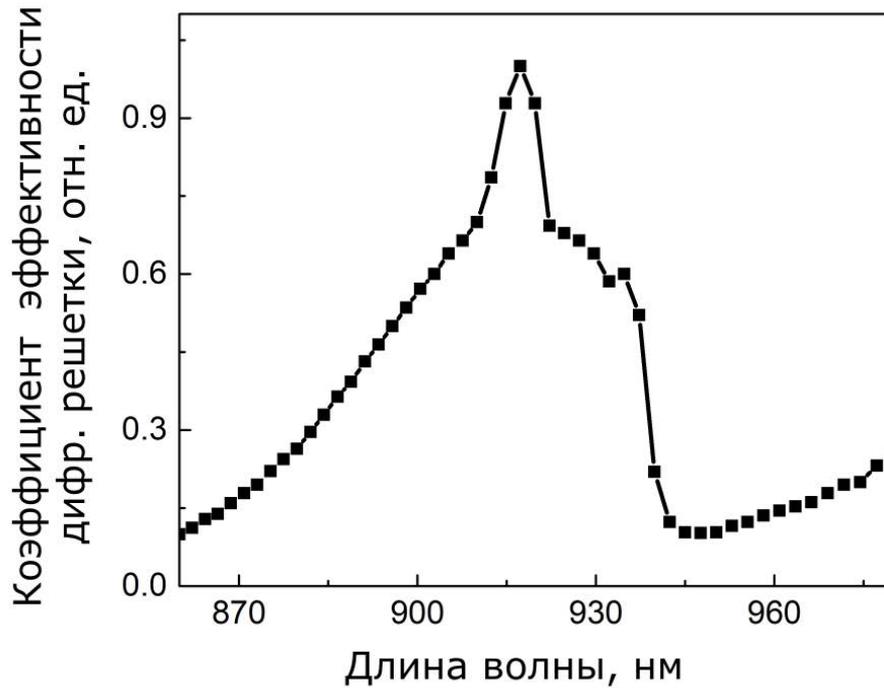


Рис. 65: Теоретический график спектральной зависимости коэффициента эффективности дифракционной решетки РВС

В работах [145–147] было показано, что полоса пропускания исследуемой структуры связана с числовой апертурой объекта, как правило оптического волокна или объектива, с помощью которого собирается выходное излучение из исследуемой структуры. Иными словами, угол дифракции выходного излучения для разных длин волн различен. Подставив отклонение $\delta\lambda$ от центральной длины волны $\lambda = \lambda_0 + \delta\lambda$ и изменение дифракции $\theta = \theta_0 + \delta\theta$ в уравнение (??):

$$\frac{\delta\lambda}{\delta\theta} = -\frac{\lambda_0 n_0 \cos(\theta_0)}{n_{eff} - n_0 \sin(\theta_0)} \quad (49)$$

Для оптического объектива (волокна) с числовой апертурой NA полоса пропускания определяется выражением:

$$\delta\lambda^* \sim NA \frac{\lambda_0 n_0 \cos(\theta_0)}{n_{eff} - n_0 \sin(\theta_0)} \quad (50)$$

Из уравнения (50) видно, что уменьшение n_{eff} или увеличивая θ_0 , может привести к увеличению полосы пропускания исследуемой структуры. Собственно, решению данной проблемы, путем уменьшения показателя преломления материала волноводной структуры, посвящена Глава IV данной диссертационной работы.

4.3. Исследование фотолюминесценции РВС

Исследование спектральной зависимости фотолюминесценции (ФЛ) образцов РВС было проведено на экспериментальной установке, схематическое изображение которой представлено на рис.66). Экспериментальный образец помещался в криостат при температуре 9 К. В качестве накачки использовался перестраиваемый фемтосекундный лазер на длине волны 532 нм с длительностью импульса 15 нс и частотой повторения 1 кГц. Мощность лазерного излучения составляла 620 мВт, время сбора сигнала ФЛ для каждой точки – 10 с.

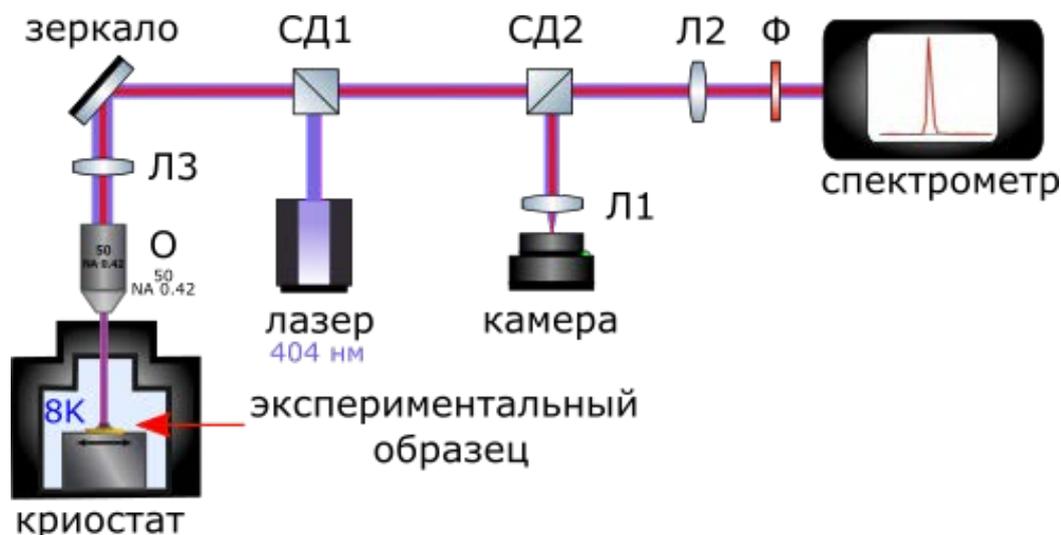


Рис. 66: Схематическое изображение экспериментальной установки по измерению сигнала ФЛ при криогенных температурах.

Интенсивность накачки контролировалась с помощью комбинации нейтральных фильтров. Регистрация сигнала ФЛ производилась с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) Hamamatsu InGaAs, охлажденного до 77 К. Интегрирование импульсного отклика сигнала ФЛ по времени осуществлялось синхронным усилителем. Данные параметры подбирались исходя из спектрального положения экситонного перехода в пленках InSe, который как было продемонстрировано выше для экспериментальных образцов составляет 1.29 эВ.

Исследование спектральной зависимости ФЛ образцов РВС было проведено в условиях криогенных температур. Экспериментальный образец помещался в криостат при температуре 9 К. Измерения интенсивности ФЛ производились для РВС (красные кривые) и сплошного волновода (черные кривые) с такими же геометрическими размерами (шириной и высотой) в двух геометриях:

- накачка части пленки InSe непосредственно на волноводе и измерению сигнала ФЛ, излученной в обратном направлении (см. вставка на рис.67(a));

- накачке части пленки InSe непосредственно на волноводе и измерению сигнала ФЛ, выведенной через дифракционную решетку на конце волновода (см. вставка на рис.67(б)).

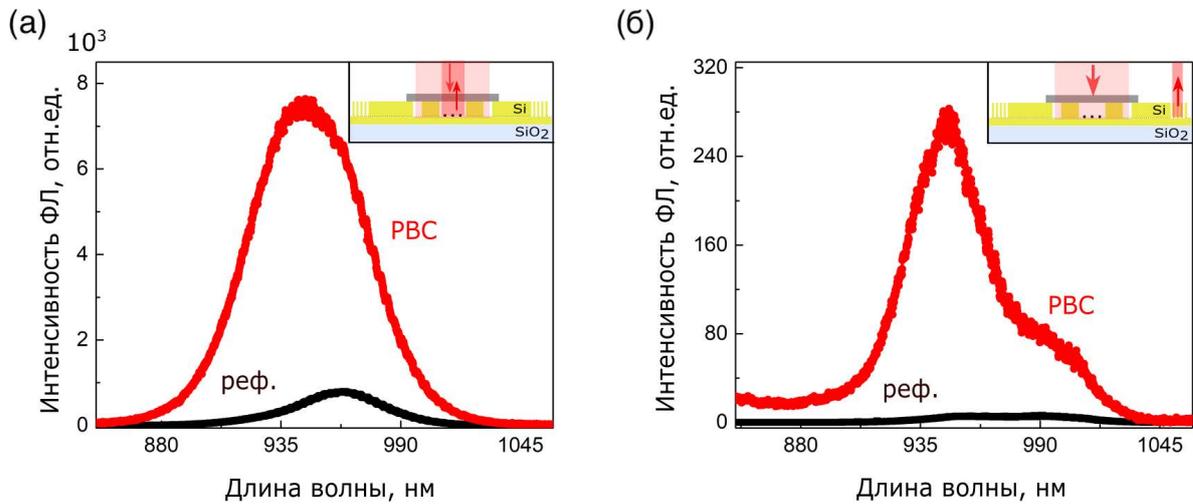


Рис. 67: Сравнение интенсивности ФЛ резонансного (красные кривые) и сплошного (черные кривые) волноводов. Спектральные зависимости для случая (а) накачки пленки на волноводе и измерения ФЛ, излученной в обратном направлении и (б) накачки пленки на волноводе и измерения ФЛ, выведенной через дифракционную решетку на концах волновода.

Видно, что максимальные значения спектров интенсивностей ФЛ для РВС значительно превышает максимум для спектров сплошных волноводов, что свидетельствует об усилении ФЛ за счет резонансной структуры системы. Например, при измерении фотолюминесценции через дифракционную решетку (рис. ??(б)), интенсивность излучения в случае резонансного волновода в среднем на диапазоне длин волн 850-1050 нм в 175 раз превышает соответствующий показатель для сплошного волновода. В обоих случаях наблюдается усиление интенсивности ФЛ для РВС по сравнению со сплошным волноводом до 8 раз в случае (а) и до 300 в случае (б).

Пренебрегая излучением в свободное пространство, не захваченным апертурой объектива, можно оценить долю излучения, попавшего в дифракционную решетку. Для этого максимум РВС (красная кривая) на рис. 67(б) разделим на максимум РВС (красная кривая) на рис. 67(а). Таким образом, данный показатель составляет 3.7%.

Было проведено сравнение полученных экспериментальных результатов сигнала интенсивности ФЛ с результатами, полученными ранее в ходе численного моделирования данной системы (см. рис. 68). Максимумы экспериментальной зависимости сигнала ФЛ (красная кривая) и результаты численного моделирования (черная

кривая) хорошо соотносятся друг с другом. Небольшое расхождение на 5-7 нм в положениях максимумов в данных спектральных зависимостей ФЛ можно объяснить неидеальности структуры – РВС и другими факторами, возникшими в процессе фабрикации экспериментальных образцов, в частности за счет существования дополнительно 50 нм слоя кремния и переноса тонких пленок InSe на экспериментальный образец.

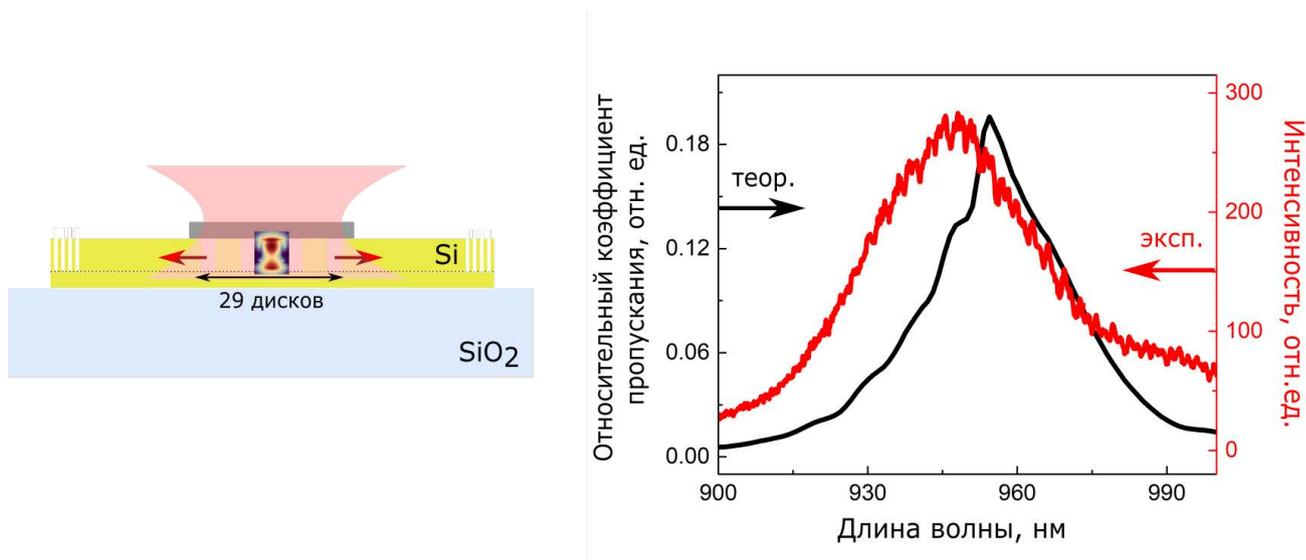


Рис. 68: Сравнение экспериментальных данных по измерению интенсивности сигнала ФЛ от пленок InSe, помещенных на РВС (красная кривая) с результатами численного моделирования аналогичной системы (черная кривая). На вставке слева схематически изображена РВС с пленкой InSe и геометрия проведенного эксперимента.

Кроме того, была изучена зависимость интенсивности ФЛ тонких пленок InSe, помещенных на центральную часть РВС, от толщины InSe. Для этого был выбран экспериментальный образец РВС, на который была перенесена неоднородная пленка, толщина которой варьируется от 18 нм (точка р5) до 83 нм (точка р1) над центральной частью РВС. На рис.69(а) показано изображение области 25 мкм × 25 мкм данного экспериментального образца, полученное методом атомно-силовой микроскопии (АСМ).

Графики спектроскопии интенсивности ФЛ для участков пленки с разной толщиной над РВС представлены на рис.69(б). Наибольшее значение интенсивности ФЛ соответствует участку толщиной 18 нм, а наименьшее – 83 нм. При этом максимум сигнала интенсивности ФЛ уменьшается в 10,8 раз и происходит смещение спектра ФЛ в сторону больших длин волн. На вставке представлено изображение данного экспериментального образца, получено через оптический микроскоп. По данному изображению видно, что пленка InSe, помещенная на экспериментальный образец

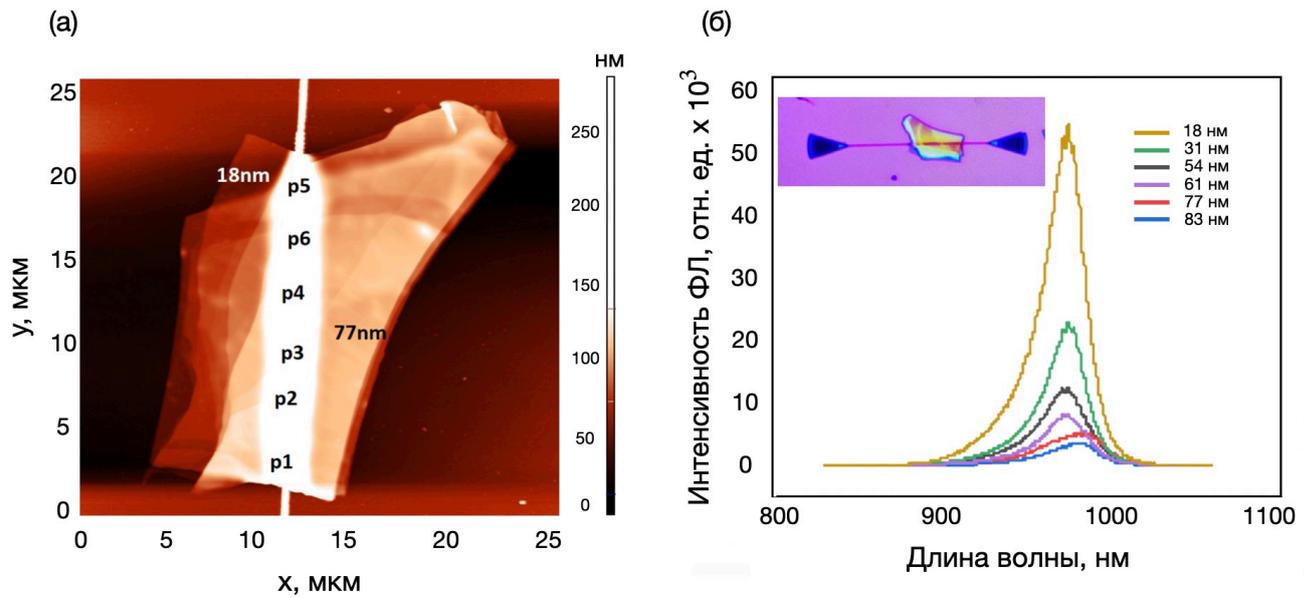


Рис. 69: (а) Изображение экспериментального образца РВС, на центральной части которого нанесена неоднородная пленка InSe, толщиной от 18 нм до 83 нм; (б) спектроскопия интенсивности ФЛ для участков пленки с разной толщины над РВС, изображение которой представлено на вставке.

неоднородна, т.к. в силу интерференции в тонких пленках участки с разными толщинами отображаются различными цветами на камере.

5. Выводы к главе

Таким образом, экспериментально и методами численного моделирования были исследованы резонансные полупроводниковые структуры – РВС, позволяющие эффективно заводить излучение точечных источников в тонких пленках InSe в систему волновода с Ми-резонансными кремниевыми нанодисками. Так же продемонстрировано, что использование РВС позволяет увеличить эффективность оптической связи между волноводом и излучателем в такой пленке на четыре порядка по сравнению с обычным сплошным волноводом с такими же геометрическими размерами за счет возбуждения магнитного дипольного резонанса в наночастицах, встроенных в волновод. Наблюдался эффект усиления фотолюминесценции в тонких пленках селенида индия, нанесенных на центральную часть волноводных структур из цепочек кремниевых нанодисков. Так например, для экспериментального образца состоящего из 29 нанодисков диаметром 230 нм и нанесенной поверх них пленкой InSe толщиной 15 нм, интенсивность ФЛ возрастает в 45 раз по сравнению со случаем пленки на подложке.

Стоит отметить, что в данной главе рассмотрены лишь эффекты, связанные с увеличением эффективности оптической связи излучения точечных источников в тонких пленках InSe с волноводной структурой за счет оптимального подбора геометрических параметров формирующих ее наноплазмонных антенн. При этом не был произведен учет эффекта Парселла, который влияет на квантовую эффективность излучателя (в модели был рассмотрен источник с заданным квантовым выходом). В перспективе с помощью оптимальной геометрии волноводной системы можно добиться не только повышения эффективности оптической связи излучателя и волновода, но и увеличить его квантовый выход. Кроме того, актуальным может быть переход от кремния к средам, обладающим более низким коэффициентом поглощения, в частности к нитриду кремния [48, 148].

Глава IV

Субволновая цепочка резонансных наночастиц для эффективной связи экситонных эмиттеров в гетероструктурах

В данной главе используются материалы, опубликованные в статье [A3].

Как было отмечено ранее в **Главе III**, для создания более качественной и эффективной резонансной волноводной системы, работающей в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне (NIR), необходимо перейти от использования кремния, как базы для создания высокодобротных резонансных структур, (как это было реализовано в экспериментальных образцах РВС №1) к материалам с более низким коэффициентом поглощения, таким как, например, нитрид кремния Si_3N_4 . В отличие от кремния, он обладает относительно высоким показателем преломления и окном прозрачности в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне ($n \approx 2$), кроме того, с точки зрения фабрикации, нитрид кремния легко поддается обработке и является нетоксичным материалом.

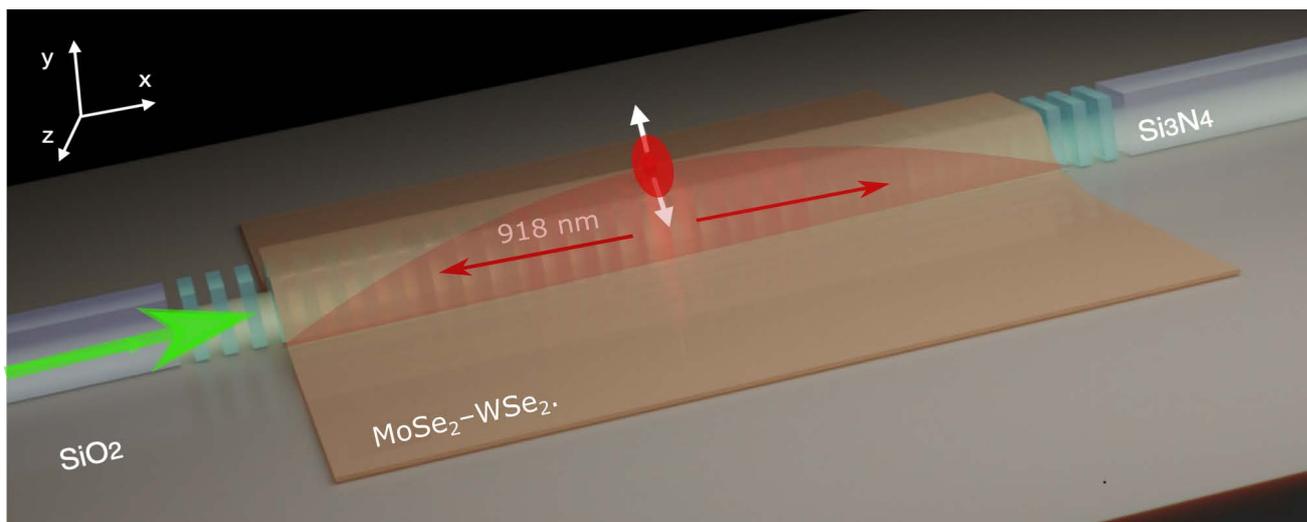


Рис. 70: Схематическое изображение эффективной радиационной связи между резонансной волноводной системой и межслойными экситонами в вертикально сложенных однослойных ДПМ.

Поэтому, в данной главе предложена оптимизированная конструкция резонансной волноводной системы из нитрида кремния (РВС типа №2 см. рис. 70), состоящая из оптически связанных резонансных наноантенн для эффективной связи с дипольными излучателями в тонких пленках $\text{MoSe}_2\text{-WSe}_2$. Под дипольными излучателями в данных гетероструктурах понимаются вертикально локализованные межслойные экситонные состояния, связанные с дефектами в тонких пленках (ДПМ) [149].

На рис.70 представлено концептуальное изображение резонансной структуры,

отображающее схематически принцип работы исследуемой волноводной наносистемы - на подложке из SiO₂ расположены два бесконечно длинных полосковых волновода из нитрида кремния, между которыми находятся наноантенны прямоугольной формы, отличающиеся своей геометрией и покрытые сверху монослоем MoSe₂ и монослоем WSe₂.

1. Оптимизация параметров РВС

Оптимизация параметров системы «резонансная волноводная система (РВС) типа №2», описанной в данной главе, были получены в программном пакете Lumerical FDTD с помощью метода конечных разностей по временной области. Данный процесс можно разделить на несколько этапов:

1. На первом этапе были оптимизированы параметры сплошного волновода, для нахождения оптимального соотношения между его высотой и шириной (h/a), подходящее для распространения в нем ТМ-моды в определенной спектральной области. Было найдено значение эффективного показателя преломления структуры n_{eff} для центральной длины волны $\lambda_{res} = 918$ нм, соответствующей линии межслоевого экситонного перехода.
2. На втором этапе, найденный ранее n_{eff} использовался для нахождения субволнового периода брэгговской решетки $\Lambda = \lambda/n_{eff}$, подходящего для поддержания распространения сигнала в волноводной системе в желаемом спектральном диапазоне.
3. На следующем этапе для достижения дефектного состояния с высокой добротностью $Q = \lambda_{res}/\Delta\lambda$ в заданном спектральном диапазоне, были подобраны геометрические параметры нанорезонаторов, расположенных в центральной части РВС аналогично работе [150]. Для этого ширина центральных наноантенн РВС (отображенных на рис.71 цифрой **3**) модулировалась параболическим профилем, заданным формулой (51), где $W_{x0} = 0,45\Lambda$, $W_x(i)$ – ширина i -го нанорезонатора ($i_{max}=20$, $m=40$).

$$W_x(i) = W_0(1 + (i/m)^2) \quad (51)$$

Таким образом, резонансная волноводная система типа №2 представляет собой цепочку нанорезонаторов прямоугольной формы (см. рис.71), расположенных между двумя полосковыми волноводами бесконечной длины (на рис.71 обозначены цифрами **1**) с высотой $h = 400$ нм и шириной $W_y = 850$ нм. Соотношение сторон (высота/ширина) наночастиц выбиралось по аналогии с [151, 152] и оптимизировалось в

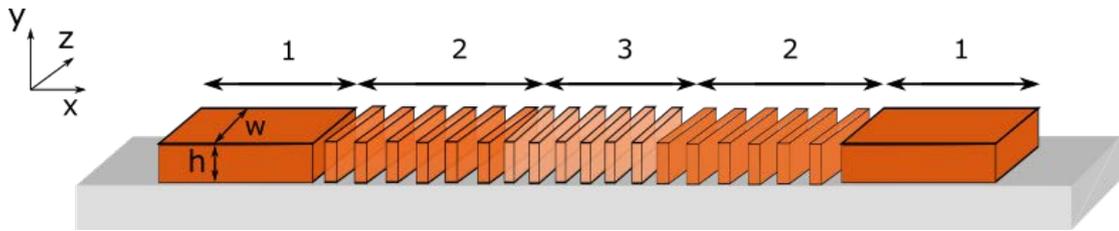


Рис. 71: Схематическое изображение РВС, состоящей из **1** двух полосковых волноводов бесконечной длины с высотой $h = 400$ нм и шириной $w = 850$ нм и **2, 3** центральной части из цепочки нанорезонаторов разной ширины.

соответствии с экстонным переходом ДПМ при $\lambda_{res} = 918$ нм. Центральную область структуры условно можно разделить на три части: первая и последняя части (на рис.71 обозначены цифрами **2**) состоят из десяти одинаковых наночастиц с шириной $W_x = 243$ нм. Общая длина этих областей составляет 6.8 мкм. Средняя часть (на рис.71 обозначена цифрой **3**) имеет длину 2.6 мкм и включает в себя двадцать частиц разной ширины. Следуя параболическому профилю для сохранения высокой добротности в нанорезонаторах [153], значение параметров варьировалось от 243 нм на краях до 205 нм в центре цепочки. Кроме того, было продемонстрировано ранее [151, 154], что использование параболического профиля (51) для задания части структуры позволяет добиться высокой добротности (Q) для всей волноводной системы.

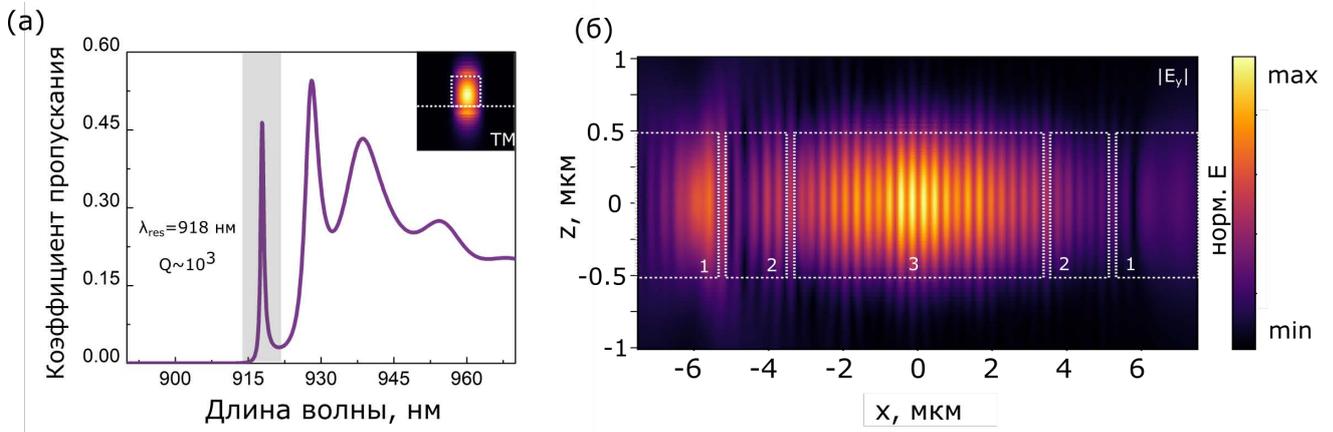


Рис. 72: (а) Спектр пропускания структуры и распределение ближнего поля источника ТМ-моды в поперечном сечении участка сплошного волновода (СВ) на резонансной длине волны дефектного состояния; (б) вид сверху на распределение ближнего поля в центральной части структуры для $\lambda_{res} = 918$ нм.

На рис. 72(а) представлена зависимость коэффициента пропускания от длины волны для РВС. Как видно из спектра пропускания, возникает высокодобротный резонанс ($Q \sim 10^3$, на длине волны $\lambda_{res} = 918$ нм), как и в [75]. Такой узкий резонанс

при прохождении РВС создает благоприятные условия для более высокой плотности состояний на фиксированной длине волны, соответствующей межслоевому экситонному переходу в гетероструктуре ДПМ, что делает предлагаемую фотонную структуру перспективным монохроматическим источником одиночных фотонов для применения в квантовой схемотехнике. На вставке к рис. 72(а) и на рис. 72(б) показаны профили ближней зоны для источника ТМ-моды (поперечное сечение) в полосковом волноводе и дефектного состояния (вид сверху) на резонансной длине волны. Поле сосредоточено в центре полости, т. е. в месте расположения метаатома дефекта.

Кроме того, было проведено численное моделирование по оценки спектральной зависимости коэффициента пропускания РВС в диапазоне длины волны λ : 500 – 560 нм. Так как, согласно рис. 70, предполагается, что для возбуждения экситонных переходов в пленках ДПМ будет использоваться источник электромагнитного излучения на длине волны $\lambda = 532$ нм, необходимо было провести исследование пропускной способности РВС в этом спектральном диапазоне. Для этого источник электромагнитного излучения был помещен в один из СВ (на рис.71 обозначены цифрами 1), прошедшее через РВС излучение детектировалось во втором канале СВ.

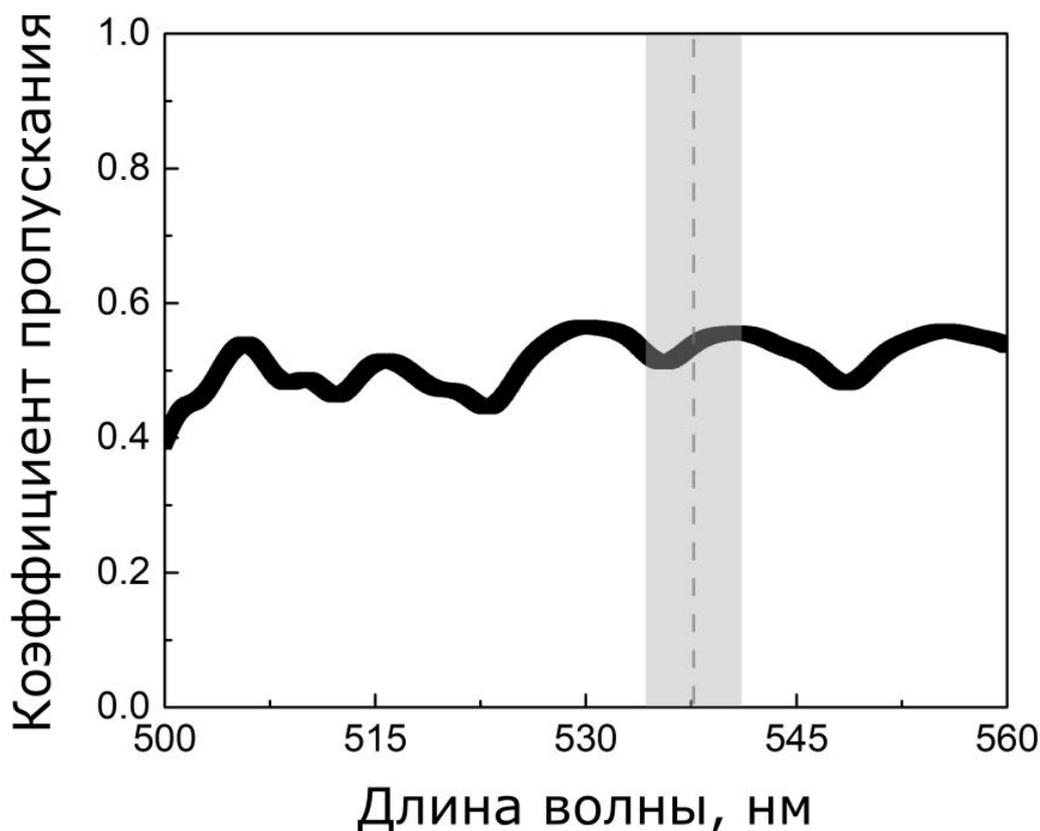


Рис. 73: График спектральной зависимости коэффициента пропускания РВС .

На рис. 73 представлен график спектральной зависимости коэффициента пропускания РВС, для $\lambda = 532$ нм $T = 0.52$. Пропускание РВС в данном спектральном диапазоне в среднем выше 40%, данный результат подтверждает возможность ис-

пользования источников излучения в качестве накачки для экситонных переходов в пленках ДМП, нанесенных поверх центральной части РВС.

Был оценен возможный сдвиг и уширение резонанса при случайных вариациях геометрических параметров, которые могут возник при изготовлении серии экспериментальных образцов на основе данных РВС, так например для процессов электронно-лучевой литографии и реактивного ионного травления. Результаты показаны на рис. 74. Мы видим, что на добротность это существенно не влияет, тогда как спектральный сдвиг можно компенсировать рассмотренными выше способами.

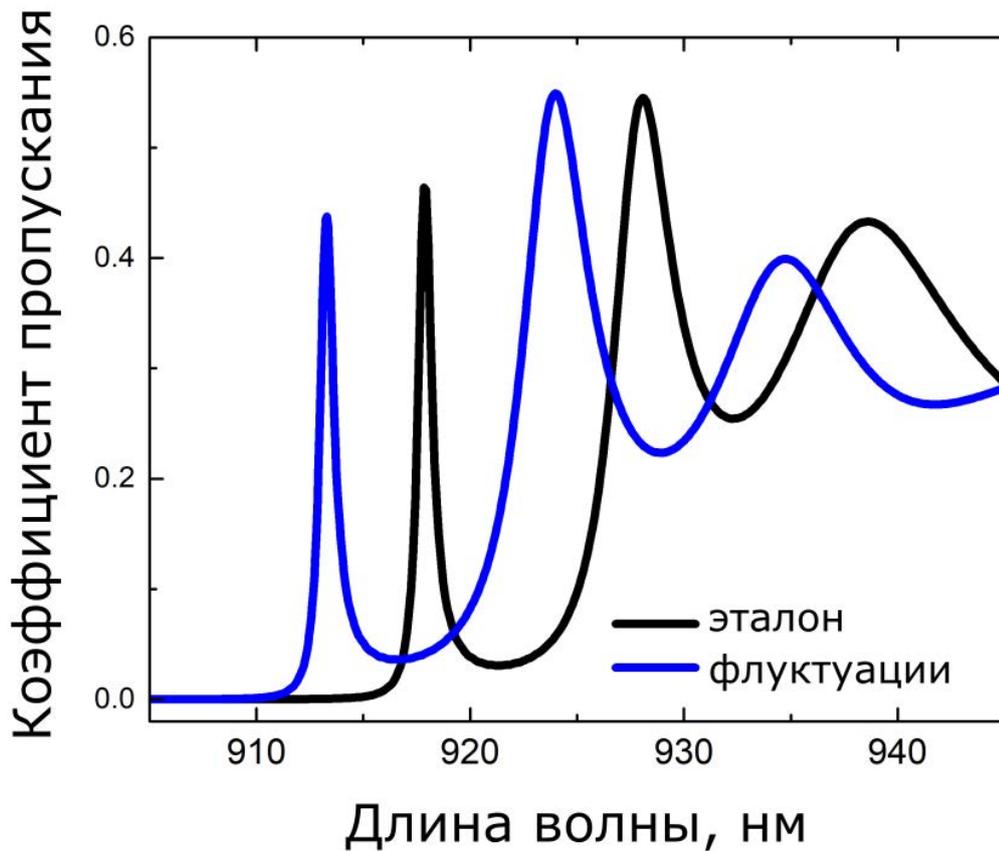


Рис. 74: График спектральной зависимости коэффициента пропускания РВС.

Были исследованы распределения электрического поля в дальней волновой зоне для центрального наноатома ($W_x = 154$ нм) и крайнего наноатома ($W_x = 168$ нм) центральной части РВС. Расчет дальнего поля был выполнен в программном пакете COMSOL Multiphysics методом конечных элементов. Расчет дальнего поля для задачи рассеяния электромагнитных волн идентичен известным методам расчетов амплитуд рассеяния, основанных на уравнениях Страттон-Чу [155]. Для трехмерной геометрии формула имеет вид:

$$\mathbf{E}_p = \frac{ik}{4\pi} \mathbf{r}_0 \times \int [\mathbf{n} \times \mathbf{E} - \eta \mathbf{r}_0 \times (\mathbf{n} \times \mathbf{H})] \exp(ik\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}_0) dS \quad (52)$$

Где в формуле (52) \mathbf{E} и \mathbf{H} – поля на поверхности, ограничивающей наночастицу, \mathbf{r}_0 – единичный вектор, указывающий направление от центра координат на точку в дальней зоне, \mathbf{n} – нормаль к поверхности, ограничивающей наночастицу, η – импеданс вещества частицы, равный $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$, k – волновое число, λ – длина волны рассеянного излучения, \mathbf{r} – радиус вектор поверхности, ограничивающей наночастицу, \mathbf{E}_p – амплитуда электрического поля в дальней зоне. Интегрирование производилось по замкнутому объему, ограничивающему рассеивающую частицу (не нулевой вклад в интеграл дает только компонента, отвечающая за рассеянное поле). При расчете, начало системы координат привязано к геометрическому центру рассеивающей наночастицы, в то время, как соответствующие точки дальней зоны расположены на бесконечном удалении от нее, но с определенными угловыми координатами (θ, ϕ) . Величина, представленная на полученных диаграммах рассеяния представляет собой квадрат модуля амплитуды рассеяния.

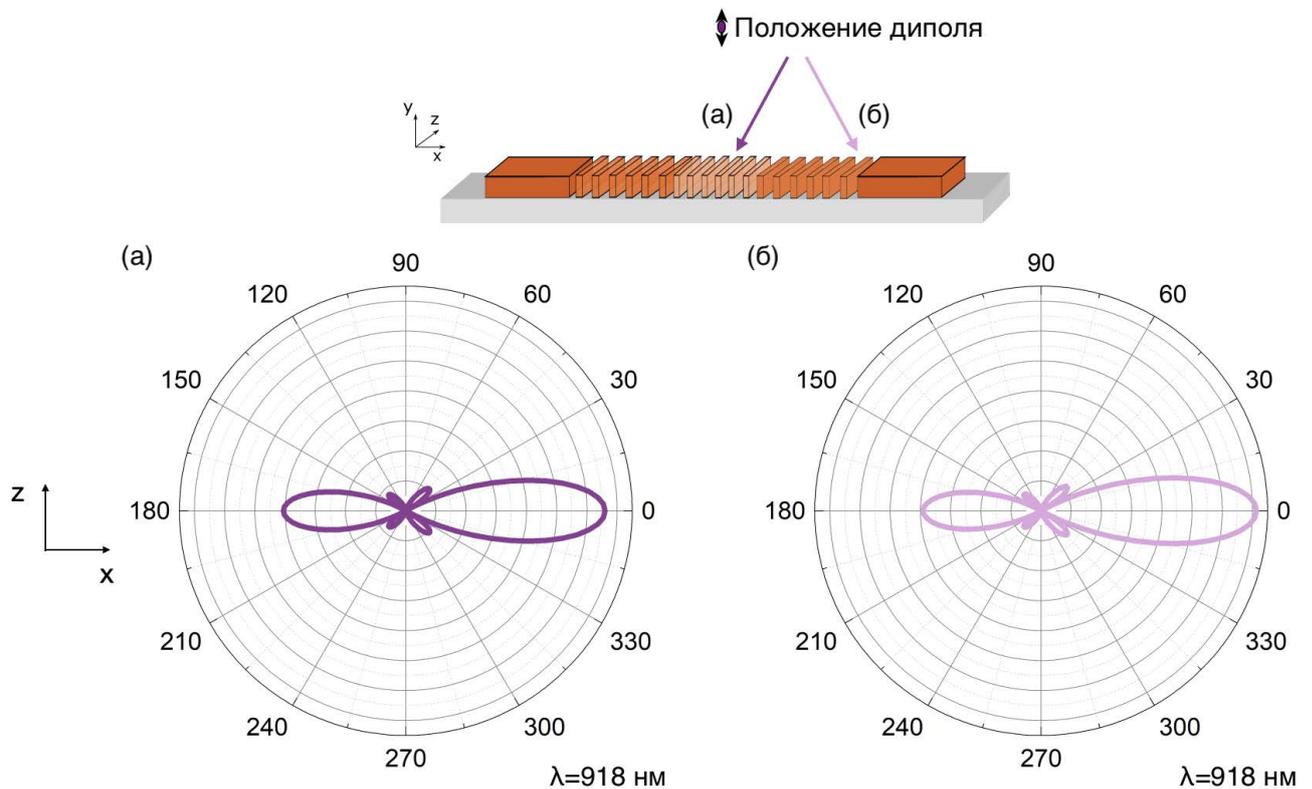


Рис. 75: Круговые диаграммы направленности дипольного излучения на длине волны 918 нм для (а) центрального наноатома ($W_x = 154$ нм) и (б) крайнего наноатома ($W_x = 168$ нм) центральной части ПВС.

На рис.75 показаны диаграммы направленности, когда дипольный излучатель находился над (а) центральным наноатомом ($W_x = 154$ нм) и (б) крайним наноатомом ($W_x = 168$ нм) и центральной части ПВС соответственно. В обоих случаях наблюдается эффективное направление излучения в сторону СВ. Данные диаграммы

рассеяния позволяют сделать вывод о преимущественном распространении энергии излучения в РВС направлении вперед, делая цепочку нанорезонаторов способной поддерживать волноводные моды в диапазоне длин волн близком к коллективному резонансу системы.

2. Влияние положения дипольного излучателя в гетероструктуре на величину оптической связи РВС с ним.

Как было отмечено ранее, геометрия образования дипольных излучателей в тонких пленках ДПМ носит случайный характер. Так же известно, что такие процессы, как экситонные переходы в ДПМ (и других тонких пленках) более вероятны в местах физической деформации гетероструктуры [156]. Исходя из этого, дипольные излучатели будут образовываться в областях деформации тонкой пленки о нанорезонаторы, на которых она нанесена, а именно «в центре» и «на краю» нанорезонатора, как схематически изображено на рис. 76 (это наиболее возможные положения локализованных экситонов в перенесенных 2D-пленках, образованных за счет механической деформации ДПМ о РВС [157]). Поэтому, в работе рассматриваются именно эти два предельных случая геометрического расположения межслоевых экситонов в ДПМ и изменение оптических свойств РВС в зависимости от геометрического места диполя.

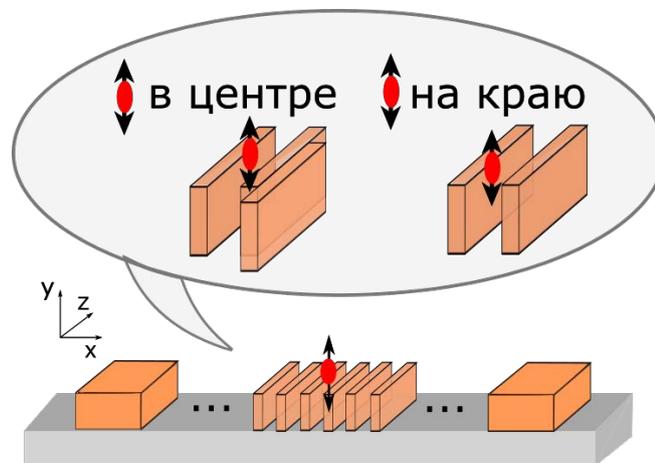


Рис. 76: Схематическое изображение расположения дипольных излучателей относительно нанорезонаторов. Представлено два предельных случая образования межслоевых экситонов в ДПМ: «в центре» и «на краю» нанорезонаторов.

Таким образом, описанная выше РВС обладает коллективным резонансом, который способствует увеличению плотности состояний на длине волны излучения межслоевого экситонного перехода в пленках ДПМ, что в свою очередь обеспечивает эффективный вывод излучения из цепочки нанорезонаторов.

2.1. Изменение коэффициента оптической связи РВС с дипольными излучателями в пленке ДПМ в зависимости от их геометрии.

Был изучен вопрос о влиянии геометрии дипольных излучателей в тонкой пленке ДПМ на изменение коэффициента оптической связи РВС с ними. В программном пакете *LumericalFDTD* было проведено численное моделирование, в рамках которого рассматривались два предельных положения дипольных излучателей в гетероструктуре относительно каждого нанорезонатора из центральной части РВС (см. рис. 76). Для этого, дипольный излучатель на резонансной длине волны $\lambda_{res} = 918$ нм, помещался на высоте 2 нм над РВС начиная от ее центральной части и до начала сплошной волноводной части РВС с шагом 1 мкм.

Стоит отметить, что во всех случаях, дипольный излучатель располагался на высоте 2 нм над резонансной волноводной структурой, что отображает образование межслоевых экситонных излучателей в гетероструктуре из монослоя MoSe_2 и монослоя WSe_2 .

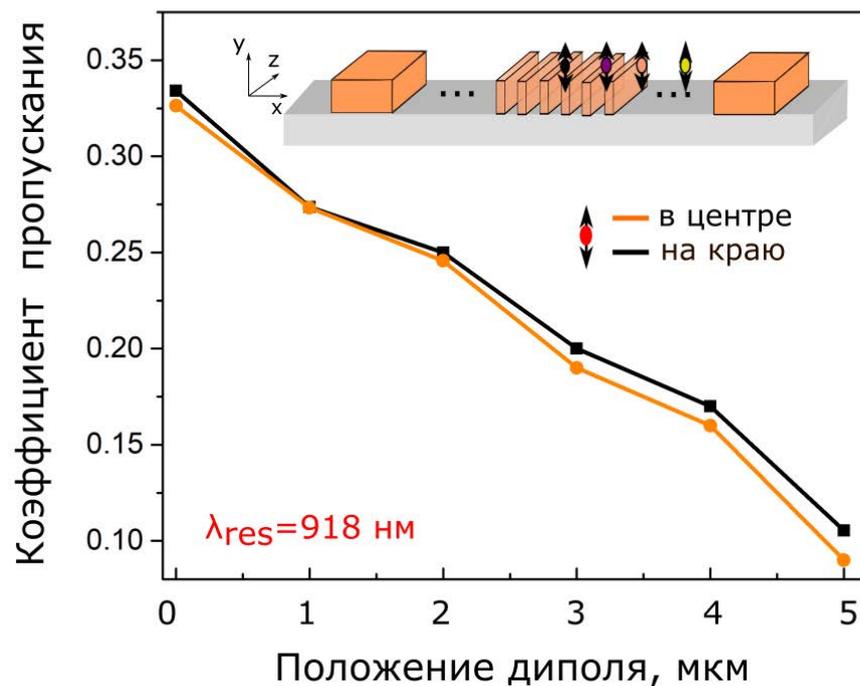


Рис. 77: Графики зависимости нормированного коэффициента пропускания от геометрического расположения дипольного излучателя в монослоях MoSe_2 – WSe_2 при фиксированной длине волны $\lambda_{res} = 918$ нм; черная кривая соответствует положению излучателя над центром нанорезонатора; оранжевая кривая – на краю.

На рис. 77 представлены графики зависимостей коэффициентов пропускания для различных положений дипольных излучателей в пленке ДПМ относительно наноре-

зонаторов из центральной части РВС. Черная кривая соответствует случаю, когда дипольный излучатель находится «в центре» наноорезонатора, оранжевая кривая - «на краю». Под коэффициентом пропускания в данном случае понимается нормированное пропускание РВС. Независимо от положения межслоевого экситонного излучателя, в обоих случаях наибольшее значение коэффициента пропускания (0.34 и 0.33 соответственно) принимает для центрального наноатома и уменьшается при удалении от него.

2.2. Изменение эффекта Парселла от расположения дипольного излучателя в пленке ДПМ

Исследование зависимости эффективности усиления электромагнитного излучения, прошедшего через РВС от геометрии межслоевых экситонов в гетероструктуре MoSe₂-WSe₂ было проведено аналогично для таких же нанорезонаторов, что и в предыдущем случае.

Для оценки усиления излучения, прошедшего через РВС, введем коэффициент A_{eff} (фактор Парселла) как величину, отображающую увеличение скорости спонтанного излучения излучателя. Данную величину можно рассчитать разделив мощность, излучаемую дипольным источником в случае РВС, на мощность, излучаемую таким же диполем, но в однородной среде. Так как известно [158], квантовый эмиттер, в данном случае локализованный межслоевой экситон, помещенный в добротную (Q) резонансную систему (РВС) малого объема меняет направленность и скорость спонтанного излучения в соответствии с формулой (53).

$$F_p = \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{\lambda_c}{n} \right)^3 \frac{Q}{V} \quad (53)$$

где $\frac{\lambda_c}{n}$ – длина волны в среде РВС, а V – модовый объем. Таким образом, возможно усиление вероятности спонтанной эмиссии при помещении излучателя в микрорезонансную систему, за счет согласования его частоты и направления излучения с собственной модой оптической системы [159].

Таким образом, коэффициент был рассчитан как $A_{eff} = P/P_0$, где P – излучаемая дипольная мощность в присутствии диэлектрического метаатома, а P_0 – мощность, которую бы излучал такой же диполь в вакууме.

На рис. 78 показана зависимость коэффициента усиления A_{eff} от для различных нанорезонаторов, расположенных в центральной части РВС (для резонансной длины волны $\lambda_{res} = 918$ нм). Оранжевая кривая соответствует случаю, когда дипольный излучатель находится в центре наноорезонатора, черная кривая - на краю. Наибольшее значение коэффициента A_{eff} достигается для случая, когда дипольный излучатель находится над центральным нанорезонатором и уменьшается по мере

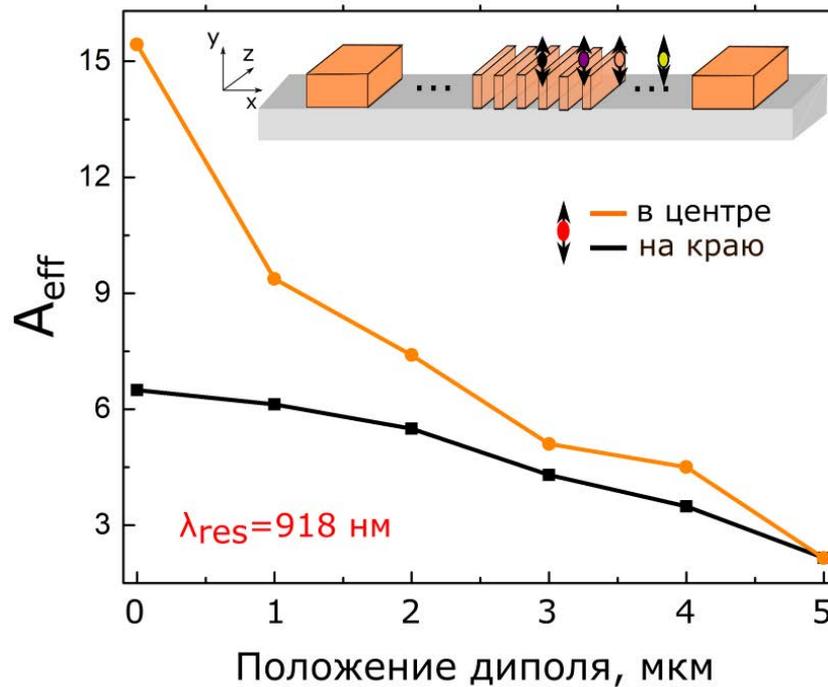


Рис. 78: Графики зависимости коэффициента усиления излучения, прошедшего через PBC от геометрического расположения дипольного излучателя в монослоях $\text{MoSe}_2\text{-WSe}_2$ при фиксированной длине волны $\lambda_{res} = 918$ нм; оранжевая кривая соответствует положению излучателя над центром нанорезонатора; черная кривая — на краю.

удаления от него (как и для коэффициента пропускания). Стоит отметить, что в отличие от результатов полученных для коэффициента пропускания в предыдущем пункте данной работы, значения A_{eff} разные в пределах одного метаатома. Так для случая, когда дипольный излучатель находился «в центре» нанорезонатора $A_{eff} = 15.6$, в то время как $A_{eff} = 6.4$ для краевого положения.

Численно была исследована зависимость эффекта Парселла и эффективности оптической связи (коэффициента оптической связи) от положения дипольного излучателя вдоль PBC (вдоль координаты x). На рис. 79(б) показана зависимость коэффициента усиления A_{eff} от длины волны излучения для различных положений диполей внутри структуры, показанных разными цветами на вставке (один шаг равен 1.8 мкм). Максимальное значение $A_{eff} = 16$ соответствует случаю, когда электрический диполь, ориентированный вне плоскости пленки, локализован над центральной частью PBC (центральная часть нанорезонатора). Такое положение излучателя совпадает с областью PBC, где плотность оптических состояний электрического поля максимальна (см.рис. 79(б)).

На рис. 79(а) показана спектральная зависимость коэффициента пропускания для аналогичных положений излучателей в РВС. Можно отметить, что почти 35% всего испускаемого излучения передается через РВС в SiN-отрезок сплошного волновода. Этот результат в 8 раз выше по сравнению с обычным СВ из SiN с такими же параметрами (шириной и высотой), что демонстрирует усиление эффективности оптической связи разработанной РВС. Фактор Парселла, а также эффективность оптической связи уменьшаются при смещении диполя вдоль цепочки наночастиц. A_{eff} уменьшается примерно в 4 раза, а пропускание падает примерно на 10% при движении диполя от центра РВС к его краю. В то же время оба эффекта по-прежнему преобладают над случаем обычного СВ как минимум в 4 раза.

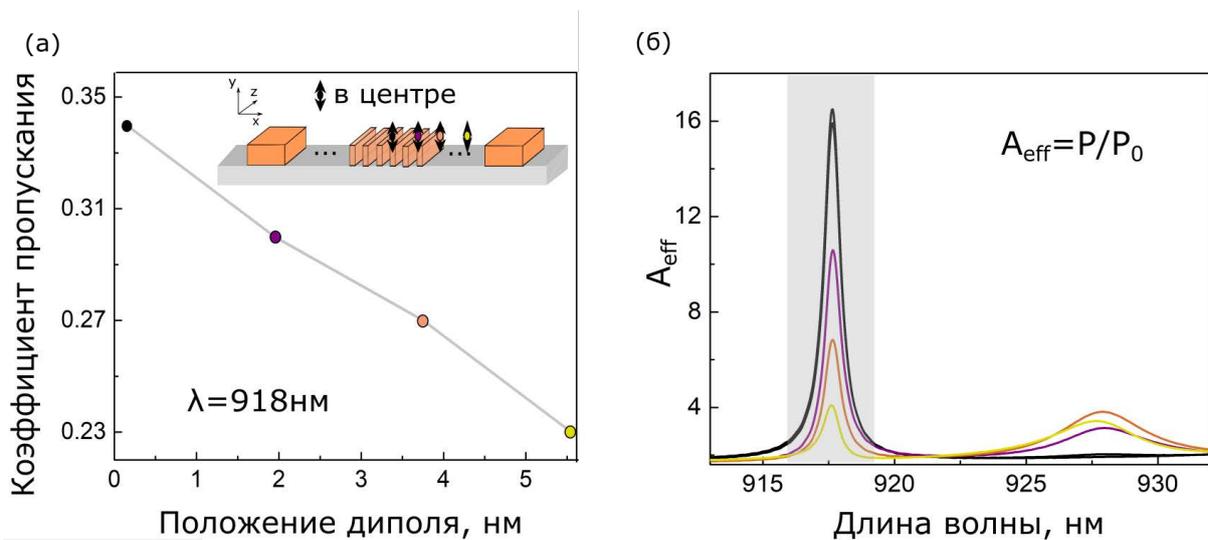


Рис. 79: (а) График зависимости коэффициента пропускания от положения дипольного излучателя в над РВС, как схематически показано на вставке; (б) спектральная зависимость коэффициента A_{eff} для дипольного излучателя, размещенного в разных частях РВС, как показанных на вставке

Для объяснения полученного результата были рассмотрены распределения электрического поля и магнитного полей для центральной частицы РВС. На рис.80 показаны результаты нормированного распределения у-компоненты электрического поля (вверху) и амплитуды магнитного поля (внизу) для средних сечений xz и zu через одну из центральных наночастиц РВС, для случая, когда дипольный источник расположен прямо над ней. Таким образом, положение межслоевого излучателя в центре наноструктуры совпадает с область РВС, где плотность оптических состояний электрического поля максимальна (см. рис.80).

Кроме того, стоит отметить, что эффект Парселла влияет на время жизни экситонов, в частности увеличивает скорость спонтанного излучения экситонных излу-

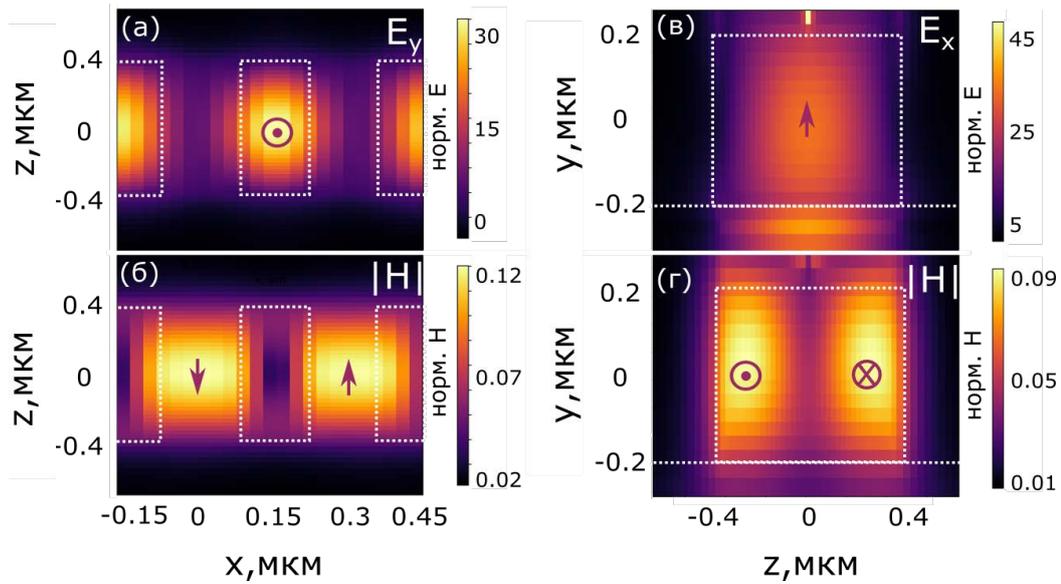


Рис. 80: Карты распределения компонент y и x электрического поля (верхняя строка) и магнитного поля ТМ-моды (нижняя строка) в горизонтальном и вертикальном сечениях центральной части РВС соответственно.

чателей из-за большей плотности фотонных состояний в нанорезонаторе (см. формулу(53)). Общее время жизни экситонного состояния τ определяется как среднее гармоническое безызлучательного τ_{nr} и излучательного τ_{rad} времени жизни:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{\tau_{rad}} \quad (54)$$

Характерное время жизни межслоевых экситонных состояний в гетероструктурах ДПМ составляет $\sim 10^2$ нс (например [160]). Так для $A_{eff}=16$ (случая наилучшей конфигурация положения излучателей в РВС) время жизни экситонного состояния по прежнему составляет несколько нс, что намного больше по сравнению с экситонными излучателями внутри слоя ДПМ (например [161]). Данный результат позволяет говорить об использовании локализованных межслоевых экситоннов в качестве однофотонных излучателей, так как они способны обеспечить более узкую ширину спектральных линий, что является важным для задач квантовой оптики.

3. Исследование линейно-оптических свойств РВС в случае, когда межслоевой экситонный излучатель в пленках MoSe₂-WSe₂ образуется над центром РВС.

Исходя из полученных ранее результатов, наибольший интерес для дальнейших исследований представляет случай, соответствующий максимумам значений коэффициентов пропускания и Парселла, т.е. когда источник излучения образуется над центром РВС. Все дальнейшие исследования, писанные в данной работе, проводились

для этого случая.

3.1. Ориентация межслоевого дипольного излучателя в гетероструктуре $\text{MoSe}_2\text{-WSe}_2$

Для начала, был исследован вопрос о влиянии ориентации точечного дипольного излучателя в пленках $\text{MoSe}_2\text{-WSe}_2$ на величину оптической связи с РВС и с СВ. Как уже отмечалось выше, точечный дипольный излучатель в гетероструктурах из ДПМ связан с локализованным межслоевым экситонным состоянием, образованным за счет дефекта в тонкой пленке [65] и его ориентация в таком случае будет определяться электронными свойствами и правилами отбора основного полупроводника [162]. Т.е. возможны варианты, когда дипольный момента может быть ориентирован как в плоскости пленки (рис. 81 – **1**, **2**), так и перпендикулярно ей (рис. 81 – **3**). Так как, в данной работе предполагается использовать межслоевые экситоны, дипольный момент которых ориентирован вне плоскости, где расположена монослойная гетероструктура (перпендикулярно ей, как это отображено на рис. 81–**3**), было проведено сравнение линейных характеристик РВС со сплошным волноводом таких же размеров.

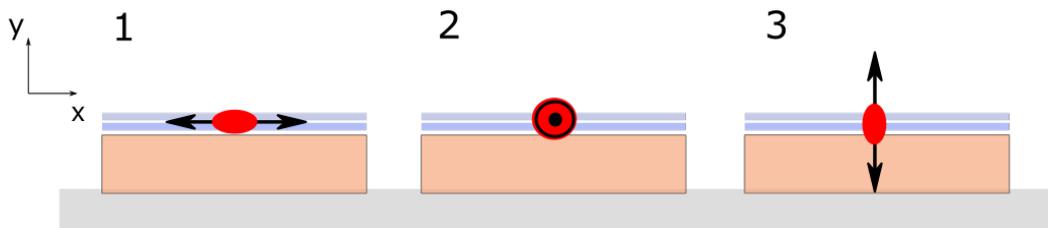


Рис. 81: Схематическое изображение расположения дипольных излучателей относительно нанорезонаторов в РВС.

Зависимости коэффициента пропускания были получены для РВС и СВ на длине волны 918 нм для двух крайних положений дипольного излучателя. На рис. 82 представлены диаграммы, отображающие значения коэффициента пропускания в зависимости от направленности точечного диполя в тонких пленках ДПМ расположенного (а) в центре и (б) на краю нанопластины. Можно отметить, что для случая ориентации дипольного излучателя вне плоскости пленки почти 35% (31%) всего испускаемого излучения передается через РВС в SiN-отрезок при расположении излучателя в центре (на краю), в то время как для диполя, расположенного в плоскости пленок ДПМ, значения коэффициента пропускания не превышают 15% (12%) соответственно. Этот результат в 8 раз выше по сравнению с обычным СВ из SiN с такими же параметрами (шириной и высотой), что демонстрирует усиление эффективности оптической связи разработанной РВС.

Диаграммы коэффициентов A_{eff} для РВС и СВ были получены для аналогичных случаев ориентации дипольного излучателя относительно 2D пленок (рис. 81).

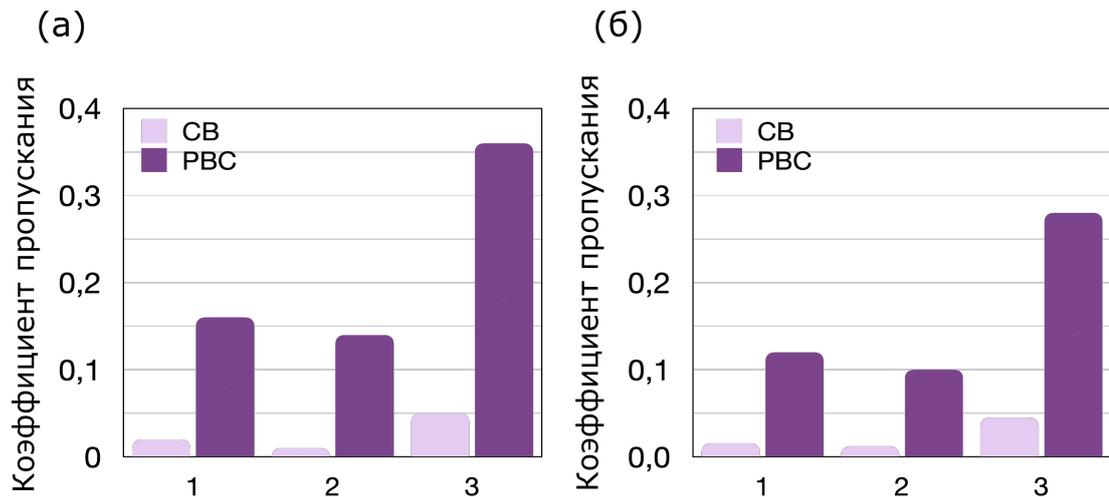


Рис. 82: Диаграмма значений коэффициента пропускания в зависимости от направленности диполя в тонких пленках ДПМ расположенного (а) в центре и (б) на краю nanoантенны для резонансной волноводной системы (PBC) и сплошного волновода (CB) таких же размеров на длине волны 918 нм.

На рис. 83 представлены диаграммы, отображающие значения коэффициента пропускания в зависимости от направленности точечного диполя в тонких пленках ДПМ расположенного (а) в центре и (б) на краю nanoантенны. Максимальное значение $A_{eff} = 16$ и так же, как для коэффициента пропускания соответствует случаю, когда дипольный излучатель имеет ориентацию **3** (рис. 81) относительно пленки в PBC. Полученный результат в 12 раз выше, чем для CB во всех трех конфигурациях дипольного излучателя в гетероструктуре, что демонстрирует чувствительность величины A_{eff} для разработанной PBC к ориентации диполя относительно пленок ДПМ.

3.2. Ориентация межслоевого дипольного излучателя в гетероструктуре $MoSe_2-WSe_2$

На основе полученных ранее результатов, наилучшие оптические свойства и большую эффективность проявляет случай, когда дипольный излучатель находится над центральным метаатомом резонансной волноводной цепочкой. Поэтому данный случай представляет наибольший интерес для дальнейшего численного моделирования.

На резонансной длине волны $\lambda_{res} = 918$ нм, были получены карты распределения электрического и магнитного полей центрального наанорезонатора. Численное моделирование проводилось в программном пакете *LumericalFDTD* с помощью метода конечных разностей по временной области, на высоте 2 нм над центром нанорезонатора помещался дипольный излучатель, картирование электромагнитного поля проводилось в помощью двух мониторов, расположенных в плоскостях центрального сечения.

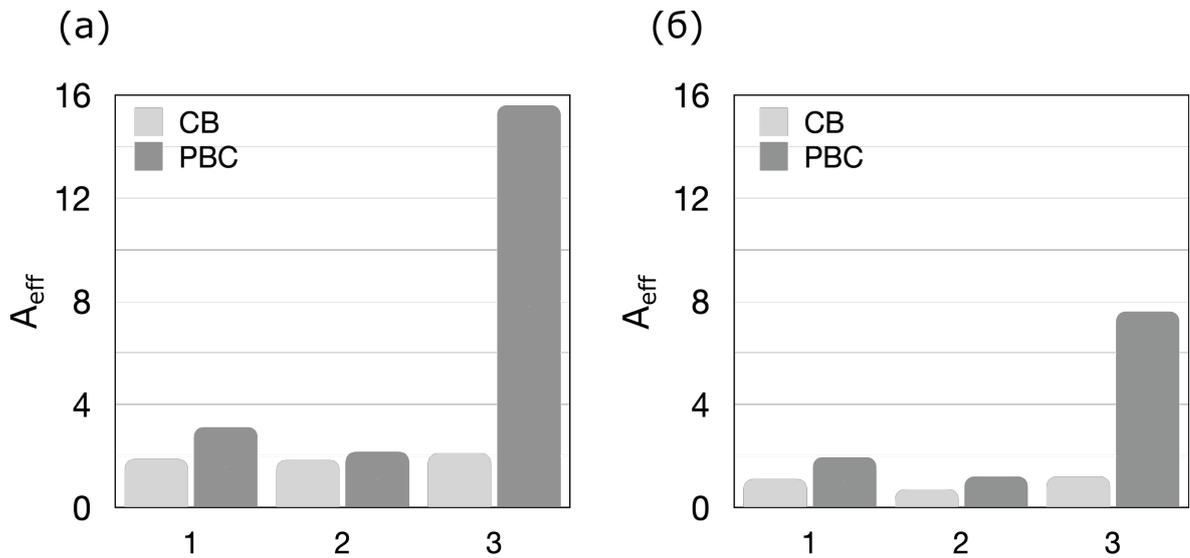


Рис. 83: Диаграмма значений коэффициента A_{eff} в зависимости от направленности диполя в тонких пленках ДМП расположенного (а) в центре и (б) на краю нанопленки для резонансной волноводной системы (РВС) и сплошного волновода (СВ) таких же размеров на длине волны 918 нм.

Также было проведено исследование зависимости эффекта Парселла и эффективности оптической связи от поперечного смещения дипольного излучателя относительно РВС. Рассмотрены два случая: диполь в центре и на краю РВС (см. рис. 84). Это наиболее возможные положения локализованных экситонов в перенесенных 2D-пленках, образованные за счет механической деформации ДПМ о РВС [48]. Спектры мощности излучения (фиолетовые кривые), прошедшего вдоль РВС, и спектры коэффициента A_{eff} (черные кривые) показаны сплошными линиями на рис. ?? для случая дипольного излучателя, расположенного в центре (а) и на краю (б) РВС. Аналогичные результаты представлены для обычного полоскового волновода (пунктирные линии). Вблизи резонансной длины волны РВС $\lambda_{res}=918$ нм эффективность оптической связи для обоих положений поперечного диполя у РВС более чем в 11 раз выше, чем у обычного СВ. Результаты для коэффициента A_{eff} демонстрируют усиление эффекта Парселла в центре РВС до 12 раз по сравнению с обычным СВ, а в случае краевого положения A_{eff} падает в 3 раза из-за уменьшения локального электрического поля. Тем не менее, A_{eff} в 4 раза больше для РВС по сравнению с обычным СВ, что демонстрирует эффективность интеграции 2D-излучателей на РВС.

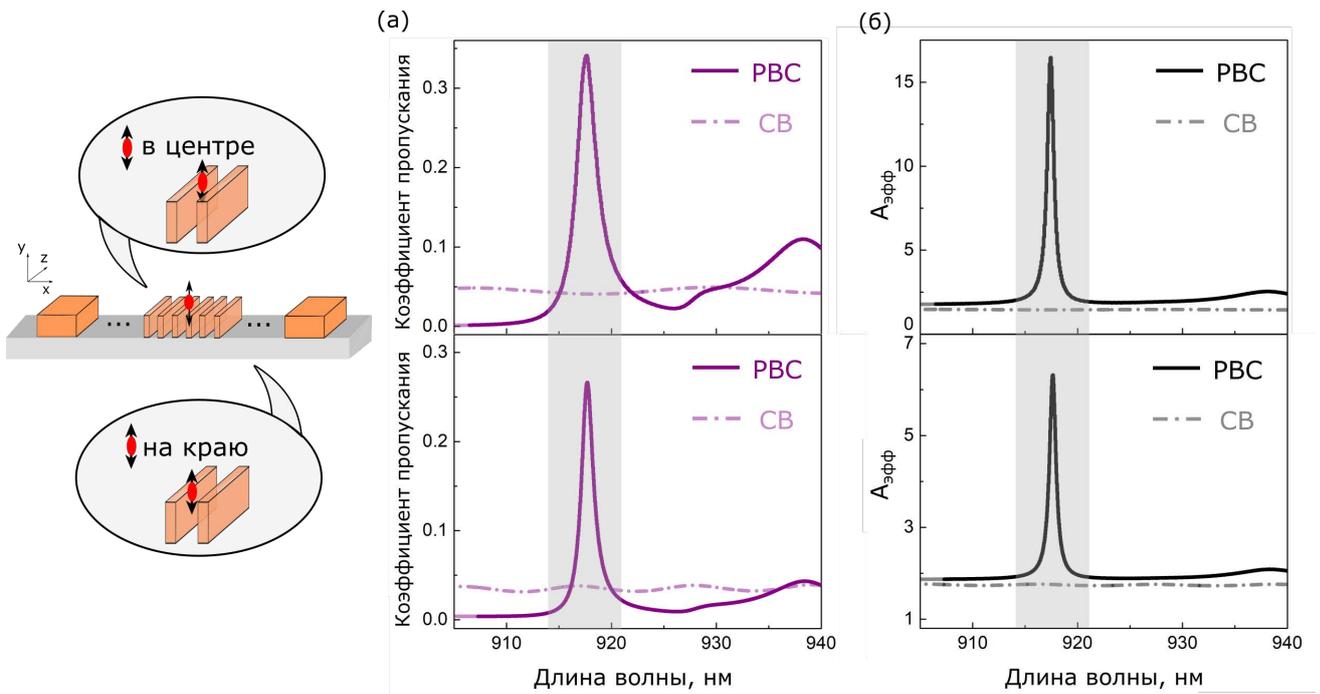


Рис. 84: Спектральные зависимости коэффициента пропускания и коэффициента A_{eff} для дипольного излучателя в центре (а) и на краю (б) среднего метаатома в PBC

4. Выводы к Главе IV

Была предложена концепция эффективной резонансной волноводной системы на основе высокодобротного фотонного нанорезонатора из нитрида кремния, на центральную часть которого нанесена монослойная гетероструктура $\text{MoSe}_2\text{-WSe}_2$. Такой дизайн позволяет эффективно усиливать связь между волноводной системой и межслойными экситонными излучателями, образованными в тонких пленках ДПМ, что позволяет добиться высокодобротного резонанса $Q \sim 10^3$ системы.

Численное моделирование показало, что спектр пропускания PBC устойчив к изменению положения дипольного излучателя в пленке TMDC, нанесенной поверх центральной части PBC. Таким образом, резонансная длина волны $\lambda_{res} = 917$ сохраняется при любой геометрии излучателей в гетероструктуре. Максимальный коэффициент пропускания соответствует $T = 0.34$.

Коэффициент усиления A_{eff} максимален, в случае, когда излучатель находится в центре среднего метаатома и выше на порядок по сравнению с краевым излучателем. Таким образом, данная PBC позволила нам возбудить и эффективно усилить межслойное экситонное излучение в гетероструктуре ДПМ, что дает будущие перспективы для таких приложений, как однофотонные излучатели на основе темных и серых экситонных состояний, ранее недоступных для континуума излучения в свободном пространстве.

Заклучение

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом:

1. Предложена модель резонансной оптической метаповерхности, состоящей из массива кремниевых цилиндрических наночастиц, для пространственного разделения скалярных пучков света с различными значениями орбитального углового момента. Метаповерхность обеспечивает пропускание света не менее 96% и управление фазой прошедшей волны в диапазоне от 0 до 1.5π при длине волны 810 нм. Численно продемонстрировано пространственное разделение прошедших оптических пучков со значениями орбитального углового момента $0, \pm 1, \pm 3$.
2. Обнаружен эффект усиления фотолюминесценции в тонких пленках селенида индия, нанесенных на волноводные структуры из цепочек кремниевых нанодисков. Для пленки толщиной 15 нм и волновода из 29 дисков диаметром 230 ± 10 нм интенсивность фотолюминесценции возросла в 45 раз по сравнению со случаем пленки на подложке. Эффективность заведения излучения фотолюминесценции в резонансную волноводную систему в 2 раза больше, чем в сплошной кремниевый волновод тех же размеров, что обусловлено усилением оптической связи волноводных мод и локализованных экситонных состояний в пленках селенида индия.
3. Численно продемонстрировано увеличение коэффициента оптической связи межслоевых экситонных излучателей в гетероструктурах из дехалькагенидов переходных металлов с волноводами на основе ми-резонансных частиц. Для гетероструктуры из монослоя MoSe_2 и монослоя WSe_2 на брэгговском волноводе из наночастиц нитрида кремния коэффициент оптической связи возрастает в 11 раз по сравнению со сплошным волноводом тех же параметров и составляет 35%. Полученное значение достигается при возбуждении магнитного дипольного резонанса в наночастицах на длине волны экситонного перехода. Показано, что на резонансной длине волны дефектной моды брэгговского волновода 918 нм коэффициент Парселла возрастает в 12 раз по сравнению со сплошным волноводом.

Благодарности

В первую очередь автор выражает благодарность своему научному руководителю Андрею Анатольевичу Федянину за то, что представил возможность стать частью большой семьи под названием "лаборатория нанооптики и метаматериалов". Большое спасибо за такие интересные и актуальные научные задачи, результаты которых вылезли в данную диссертационную работу.

Огромное спасибо Александру Шорохову, за бесконечные обсуждения и помощь при решении задач и проблем любой сложности. Мусорину Александру за оперативную помощь во всех рабочих моментах и лучшие обзоры на фильмы и сериалы. Устинову Алексею за помощь в численном моделировании и совместную работу над немецким грантом. Спасибо моему студенту Антипову Тимофею за помощь и проделанную совместно экспериментальную работу. Хочу выразить благодарность всему коллективу лаборатории за добрую и дружественную атмосферу.

Также хотелось выразить благодарность моим официальным оппонентам Ольге Владимировне Тихоновой, Наталье Эдуардовне Шерстюк и Александру Викторовичу Пикунову, за ценные замечания и внимание к моей работе. А так же Татьяне Владимировне Мурзиной, за согласие представлять мою работу на диссертационном совете, за поддержку и добрые слова.

Хочу сказать слова благодарности своим близким друзьям: Кройчук Марии за то, что прошла длинный путь со мной, за слова поддержки и мудрые наставления. Анне Попковой за то, что привила любовь к путешествиям, квизу и Питеру. Моим дорогим Анастасиям: Храмовой (Безменовой) и Волковой (Злобниной) за безграничную поддержку в течении 10 лет и лучшие советы по любому поводу. Спасибо Вам, друзья, что в нужный момент и трудную минуту Вы всегда были рядом.

И конечно, автор выражает огромную благодарность своей любимой маме, спасибо, что всегда поддерживаешь меня, всегда рядом, всегда веришь в меня, порой больше, чем я сама. Любимым бабушка и дорогому дедушке! Спасибо, что вы есть, вы моя опора и всегда искренне радуетесь моим успехам.

Публикации автора по теме диссертации

Публикации в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении ученых степеней в МГУ:

- [A1] *Гартман А.Д., Устинов А.С., Шорохов А.С., Федянин А.А.* Пространственное разделение скалярных световых пучков с орбитальным угловым моментом с помощью фазовой метаповерхности. // *Письма в ЖЭТФ.* – 2021. – т.114. – №8. – с.509-514, **IF = 1.412 (WoS).**
- [A2] *Гартман А.Д., Кройчук М.К., Шорохов А.С., Федянин А.А.* Эффективная интеграция однофотонных излучателей в тонких пленках InSe с резонансными кремниевыми волноводами. // *Письма в ЖЭТФ.* – 2020. – т.112, – №11. – с.730-735, **IF = 1.412 (WoS).**
- [A3] *Gartman A.D., Shorokhov A.S., Fedyanin A. A.* Efficient Light Coupling and Purcell Effect Enhancement for Interlayer Exciton Emitters in 2D Heterostructures Combined with SiN Nanoparticles. // *Nanomaterials.* – 2023. – Vol.13. – No.12. – P.1821, **IF = 5.719 (WoS).**

Патент Российской Федерации:

- [A4] *Гартман А.Д., Шорохов А.С., Федянин А.А.* Интегрально-оптическая система для пространственного разделения скалярных пучков с орбитальными угловыми моментами (ОУМ), Патент РФ RU 2021121525 от 10.09.2022.

Статьи в сборниках и тезисы докладов:

- [A5] *Gartman A.D., Mitetelo N.V., Svyakhovskiy S.S., Maydykovskiy A.I.* Enhanced nonlinear-optical response of composites based on plasmonic nanoparticles. // *Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS).* Rochester, New York, United States, –2016. – Vol.2016.
- [A6] *Гартман А.Д., Майдыковский А.И., Свяховский С.Е., Митетело Н.В., Кудринский А.А.* Спектроскопия двухфотонного поглощения в композитных плазмонных структурах на основе пористого кварца. // *VII Международная конференция по фотонике и информационной оптике. Сборник научных трудов.* – 2018. – Vol.57. – No.2. – с.120-121.
- [A7] *Gartman A.D., Shorokhov A.S., Fedyanin A. A.* Optical Metasurfaces and Integral Photonic Structures for Control of Nonclassical Light on Subwave-Scale. // *The 9th Russian-German Young Scientist Week.* – 2019. – с.62.

- [A8] **Гартман А.Д., Антипов.Т.В., Шорохов А.С.** Оптическая связь межслоевых экситонов в тонких пленках с резонансными кремниевыми наноструктурами. // *Материалы 65-й Всероссийской научной конференции МФТИ в честь 115-летия Л.Д. Ландау. Сборник тезисов.* – 2023. – т.535.3.
- [A9] **Гартман А.Д., Антипов.Т.В., Шорохов А.С.** Оптическая связь межслоевых экситонов в тонких пленках с резонансными кремниевыми наноструктурами. // *61-я Международная научная студенческая конференция (МНСК-2023). Сборник тезисов. Новосибирск.* – 2023.
- [A10] **Гартман А.Д., Антипов.Т.В., Шорохов А.С.** Оптическая связь межслоевых экситонов в тонких пленках с резонансными кремниевыми наноструктурами. // *XXX Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов—2023». Секция «Физика». Сборник тезисов.* – М. Физический факультет МГУ. – 2023. – с.974-975.

Список литературы

- [1] *Campione Salvatore, Basilio Lorena I, Warne Larry K, Sinclair Michael B.* Tailoring dielectric resonator geometries for directional scattering and Huygens' metasurfaces // *Optics Express*. — 2015. — Vol. 23, no. 3. — Pp. 2293–2307.
- [2] *Powell David A.* Interference between the modes of an all-dielectric meta-atom // *Physical Review Applied*. — 2017. — Vol. 7, no. 3. — P. 034006.
- [3] *Decker Manuel, Staude Isabelle, Falkner Matthias et al.* High-efficiency dielectric Huygens' surfaces // *Advanced Optical Materials*. — 2015. — Vol. 3, no. 6. — Pp. 813–820.
- [4] *Yu Nanfang, Genevet Patrice, Kats Mikhail A et al.* Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction // *science*. — 2011. — Vol. 334, no. 6054. — Pp. 333–337.
- [5] *Aieta Francesco, Genevet Patrice, Kats Mikhail A et al.* Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelengths based on plasmonic metasurfaces // *Nano letters*. — 2012. — Vol. 12, no. 9. — Pp. 4932–4936.
- [6] *Yu Nanfang, Genevet Patrice, Aieta Francesco et al.* Flat optics: controlling wavefronts with optical antenna metasurfaces // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. — 2013. — Vol. 19, no. 3. — Pp. 4700423–4700423.
- [7] *Shen Yijie, Wang Xuejiao, Xie Zhenwei et al.* Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities // *Light: Science & Applications*. — 2019. — Vol. 8, no. 1. — P. 90.
- [8] *Gao Song, Park Chul-Soon, Zhou Changyi et al.* Twofold polarization-selective all-dielectric trifoci metalens for linearly polarized visible light // *Advanced Optical Materials*. — 2019. — Vol. 7, no. 21. — P. 1900883.
- [9] *Hsiao Hui-Hsin, Chu Cheng Hung, Tsai Din Ping.* Fundamentals and applications of metasurfaces // *Small Methods*. — 2017. — Vol. 1, no. 4. — P. 1600064.
- [10] *Yu Nanfang, Aieta Francesco, Genevet Patrice et al.* A broadband, background-free quarter-wave plate based on plasmonic metasurfaces // *Nano letters*. — 2012. — Vol. 12, no. 12. — Pp. 6328–6333.
- [11] *Shaltout Amr, Liu Jingjing, Shalaev Vladimir M, Kildishev Alexander V.* Optically active metasurface with non-chiral plasmonic nanoantennas // *Nano Letters*. — 2014. — Vol. 14, no. 8. — Pp. 4426–4431.

- [12] *Bouchard Frédéric, De Leon Israel, Schulz Sebastian A et al.* Optical spin-to-orbital angular momentum conversion in ultra-thin metasurfaces with arbitrary topological charges // *Applied Physics Letters*. — 2014. — Vol. 105, no. 10. — P. 101905.
- [13] *Zeng Jinwei, Li Ling, Yang Xiaodong, Gao Jie.* Generating and separating twisted light by gradient-rotation split-ring antenna metasurfaces // *Nano letters*. — 2016. — Vol. 16, no. 5. — Pp. 3101–3108.
- [14] *Chong Katie E, Wang Lei, Staude Isabelle et al.* Efficient polarization-insensitive complex wavefront control using Huygens' metasurfaces based on dielectric resonant meta-atoms // *Acs Photonics*. — 2016. — Vol. 3, no. 4. — Pp. 514–519.
- [15] *Kruk Sergey, Hopkins Ben, Kravchenko Ivan I et al.* Invited Article: Broadband highly efficient dielectric metadevices for polarization control // *Apl Photonics*. — 2016. — Vol. 1, no. 3. — P. 030801.
- [16] *Jackson John David.* Classical electrodynamics. — 1999.
- [17] *Zauderer Erich.* Complex argument Hermite-Gaussian and Laguerre-Gaussian beams // *JOSA A*. — 1986. — Vol. 3, no. 4. — Pp. 465–469.
- [18] *Allen Les, Beijersbergen Marco W, Spreeuw RJC, Woerdman JP.* Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes // *Physical review A*. — 1992. — Vol. 45, no. 11. — P. 8185.
- [19] *Allen Leslie, Barnett Stephen M, Padgett Miles J.* Optical angular momentum. — CRC press, 2003.
- [20] *Vasnetsov Mikhail.* Optical vortices. — Nova Science Pub Incorporated, 1999. — Vol. 228.
- [21] *Zhang Kuang, Wang Yuxiang, Yuan Yueyi, Burokur Shah Nawaz.* A review of orbital angular momentum vortex beams generation: from traditional methods to metasurfaces // *Applied sciences*. — 2020. — Vol. 10, no. 3. — P. 1015.
- [22] *Enderlein Jörg, Pampaloni Francesco.* Unified operator approach for deriving Hermite-Gaussian and Laguerre-Gaussian laser modes // *JOSA A*. — 2004. — Vol. 21, no. 8. — Pp. 1553–1558.
- [23] *Liu Kang, Cheng Yongqiang, Gao Yue et al.* Super-resolution radar imaging based on experimental OAM beams // *Applied Physics Letters*. — 2017. — Vol. 110, no. 16. — P. 164102.

- [24] *Devlin Robert C, Ambrosio Antonio, Rubin Noah A et al.* Arbitrary spin-to-orbital angular momentum conversion of light // *Science*. — 2017. — Vol. 358, no. 6365. — Pp. 896–901.
- [25] *Zhou Guoquan.* Analytical vectorial structure of Laguerre-Gaussian beam in the far field. // *Optics letters*. — 2006. — Vol. 31, no. 17. — Pp. 2616–2618.
- [26] *Cao Jianwei, Chen Qingkui, Guo Hanming.* Creation of a controllable three dimensional optical chain by TEM01 mode radially polarized Laguerre–Gaussian beam // *Optik*. — 2013. — Vol. 124, no. 15. — Pp. 2033–2036.
- [27] *Bryngdahl O.* Reversed-radial-shearing interferometry. // *The Journal of the Optical Society of America*. — 1970. — Vol. 60, no. 7. — Pp. 915–917.
- [28] *Saito Yoshiharu, Komatsu Shin-ichi, Ohzu Hitoshi.* Scale and rotation invariant real time optical correlator using computer generated hologram // *Optics Communications*. — 1983. — Vol. 47, no. 1. — Pp. 8–11.
- [29] *Berkhout G., Lavery M., Courtial J. et al.* Efficient Sorting of Orbital Angular Momentum States of Light. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 105, no. 1. — Pp. 1092–1099.
- [30] *Mirhosseini Mohammad, Malik Mehul, Shi Zhimin, Boyd Robert W.* Efficient separation of the orbital angular momentum eigenstates of light // *Nature communications*. — 2013. — Vol. 4, no. 1. — P. 2781.
- [31] *Andrews David L, Babiker Mohamed.* The angular momentum of light. — Cambridge University Press, 2012.
- [32] *Erhard Manuel, Fickler Robert, Krenn Mario, Zeilinger Anton.* Twisted photons: new quantum perspectives in high dimensions // *Light: Science & Applications*. — 2018. — Vol. 7, no. 3. — Pp. 17146–17146.
- [33] *Kuang Minxuan, Wang Jingxia, Jiang Lei.* Bio-inspired photonic crystals with superwettability // *Chemical Society Reviews*. — 2016. — Vol. 45, no. 24. — Pp. 6833–6854.
- [34] *Balygin KA, Zaitsev VI, Klimov Andrei Nikolaevich et al.* Practical quantum cryptography // *JETP Letters*. — 2017. — Vol. 105, no. 9. — Pp. 606–612.
- [35] *Kuznetsov Arseniy I, Miroshnichenko Andrey E, Brongersma Mark L et al.* Optically resonant dielectric nanostructures // *Science*. — 2016. — Vol. 354, no. 6314. — P. aag2472.

- [36] Yu Nanfang, Capasso Federico. Flat optics with designer metasurfaces // *Nature materials*. — 2014. — Vol. 13, no. 2. — Pp. 139–150.
- [37] Kruk Sergey, Hopkins Ben, Kravchenko Ivan I et al. Invited Article: Broadband highly efficient dielectric metadevices for polarization control // *Apl Photonics*. — 2016. — Vol. 1, no. 3. — P. 030801.
- [38] Tomer Stav, Arkady Faerman, Elhanan Maguid et al. Quantum entanglement of the spin and orbital angular momentum of photons using metamaterials // *Science*. — 2018. — Vol. 361, no. 6407. — Pp. 1101–1104.
- [39] S Solntsev Alexander, S Agarwal Girish, S Kivshar Yuri. Metasurfaces for quantum photonics // *Nature Photonics*. — 2021. — Vol. 15, no. 5. — Pp. 327–336.
- [40] Kai Wang, G Titchener James, S Kruk Sergey et al. Quantum metasurface for multiphoton interference and state reconstruction // *Science*. — 2018. — Vol. 361, no. 6407. — Pp. 1104–1108.
- [41] Mirhosseini Mohammad, Magaña-Loaiza Omar S, O’Sullivan Malcolm N et al. High-dimensional quantum cryptography with twisted light // *New Journal of Physics*. — 2015. — Vol. 17, no. 3. — P. 033033.
- [42] O’Brien JL, Furusawa Akira, Vučković J. *Nat. Photonics* 3, 687 (2009). — 2009.
- [43] Wang Yanan, Lee Jaesung, Berezovsky Jesse, Feng Philip X-L. Cavity quantum electrodynamics design with single photon emitters in hexagonal boron nitride // *Applied Physics Letters*. — 2021. — Vol. 118, no. 24. — P. 244003.
- [44] Mirhosseini Mohammad, Malik Mehul, Shi Zhimin, Boyd Robert W. Efficient separation of the orbital angular momentum eigenstates of light // *Nature communications*. — 2013. — Vol. 4, no. 1. — Pp. 1–6.
- [45] Ruffato G., Girardi M., Massari M. A compact diffractive sorter for high-resolution demultiplexing of orbital angular momentum beams. // *Scientific reports*. — 2018. — Vol. 8, no. 1. — Pp. 15750–15764.
- [46] Wang Xuewen, Nie Zhongquan, Liang Yao et al. Recent advances on optical vortex generation // *Nanophotonics*. — 2018. — Vol. 7, no. 9. — Pp. 1533–1556.
- [47] Wang J., Sciarrino F., Laing A., Thompson M.G. Integrated photonic quantum technologies // *Nat. Photonics*. — 2020. — Vol. 14. — Pp. 273–284.

- [48] *Peyskens Frédéric, Chakraborty Chitraleema, Muneeb Muhammad et al.* Integration of single photon emitters in 2D layered materials with a silicon nitride photonic chip // *Nature communications*. — 2019. — Vol. 10, no. 1. — Pp. 1–7.
- [49] *Pachava Srinivas, Dharmavarapu Ragh, Vijayakumar Anand et al.* Generation and decomposition of scalar and vector modes carrying orbital angular momentum: a review // *Optical Engineering*. — 2019. — Vol. 59, no. 4. — P. 041205.
- [50] *Yue Fuyong, Wen Dandan, Zhang Chunmei et al.* Multichannel polarization-controllable superpositions of orbital angular momentum states // *Advanced Materials*. — 2017. — Vol. 29, no. 15. — P. 1603838.
- [51] *Hsiao H., Chu C., D. Tsai.* Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica // *Small Methods*. — 2017. — Vol. 55, no. 1. — P. 1600064.
- [52] *Maguid E., Yulevich I., Yannai M.* Multifunctional interleaved geometric-phase dielectric metasurfaces. // *Light*. — 2017. — Vol. 6, no. 1. — P. 8222.
- [53] *Eisaman MD, Fan J.* Invited Review Article: Single-photon sources and detectors // *Rev. Sci. Instrum.* — 2011. — Vol. 82. — P. 071101.
- [54] *Aharonovich I, Englund D, Toth Milos.* ISolid-state single-photon emitters // *Nat. Photonics*. — 2016. — Vol. 10. — P. 631–641.
- [55] *Krasnok A. E, Maloshtan A., Chigrin D. N et al.* Enhanced emission extraction and selective excitation of NV centers with all-dielectric nanoantennas // *Laser Photonics Reviews*. — 2015. — Vol. 9, no. 4. — Pp. 385–391.
- [56] *Lenzini F., Gruhler N., Walter N.i, Pernice W.* Integrated quantum photonic circuits made from diamond // *Semiconductors and Semimetals*. — 2021. — Vol. 104. — Pp. 149–171.
- [57] *Dietrich Christof P, Fiore Andrea, Thompson Mark G et al.* GaAs integrated quantum photonics: Towards compact and multi-functional quantum photonic integrated circuits // *Laser Photonics Reviews*. — 2016. — Vol. 10, no. 6. — Pp. 857–857.
- [58] *Sartison M., Seyfferle S., Kolatschek S. et al.* Single-photon light-emitting diodes based on preselected quantum dots using a deterministic lithography technique // *Applied Physics Letters*. — 2019. — Vol. 114, no. 22. — P. 222101.
- [59] *Novoselov K.* 2D materials and van der Waals heterostructures // *Science*. — 2016. — Vol. 353, no. 6298. — P. aac9439.

- [60] *Liu Xiaolong, Hersam Mark C.* 2D materials for quantum information science // *Nature Reviews Materials*. — 2019. — Vol. 4, no. 10. — Pp. 669–684.
- [61] *Shubina T., Wilfried D., Bernard G.* InSe as a case between 3D and 2D layered crystals for excitons // *Nature communications*. — 2019. — Vol. 10, no. 1. — Pp. 1–8.
- [62] *Kuroda N, Nishina Y.* Resonance Raman scattering study on exciton and polaron anisotropies in InSe // *Solid State Communications*. — 1980. — Vol. 34, no. 6. — Pp. 481–484.
- [63] *Da Costa P Gomes, Conwell EM.* Excitons and the band gap in poly (phenylene vinylene) // *Physical Review B*. — 1993. — Vol. 48, no. 3.
- [64] *Brotons-Gisbert Mauro, Proux Raphaël, Picard Raphaël et al.* Out-of-plane orientation of luminescent excitons in two-dimensional indium selenide // *Nature communications*. — 2019. — Vol. 10, no. 1. — Pp. 1–10.
- [65] *Mudd GW, Molas MR, Chen X et al.* The direct-to-indirect band gap crossover in two-dimensional van der Waals Indium Selenide crystals // *Scientific reports*. — 2016. — Vol. 6, no. 1. — P. 39619.
- [66] *Song Chaoyu, Huang Shenyang, Wang Chong et al.* The optical properties of few-layer InSe // *Journal of Applied Physics*. — 2020. — Vol. 128, no. 6. — P. 060901.
- [67] *Venanzi Tommaso, Arora Himani, Winnerl Stephan et al.* Photoluminescence dynamics in few-layer InSe // *Physical Review Materials*. — 2020. — Vol. 4, no. 4. — P. 044001.
- [68] *Chen Hsiao-Yi, Palumbo Maurizia, Sangalli Davide, Bernardi Marco.* Theory and ab initio computation of the anisotropic light emission in monolayer transition metal dichalcogenides // *Nano letters*. — 2018. — Vol. 18, no. 6. — Pp. 3839–3843.
- [69] *Chakraborty Chitrleema, Vamivakas Nick, Englund Dirk.* Advances in quantum light emission from 2D materials // *Nanophotonics*. — 2019. — Vol. 8, no. 11. — Pp. 2017–2032.
- [70] *Ren Shuliang, Tan Qinghai, Zhang Jun.* Review on the quantum emitters in two-dimensional materials // *Journal of Semiconductors*. — 2019. — Vol. 40, no. 7. — P. 071903.
- [71] *Yao Peijun, Manga Rao VSC, Hughes Stephen.* On-chip single photon sources using planar photonic crystals and single quantum dots // *Laser Photonics Reviews*. — 2010. — Vol. 4, no. 4. — Pp. 499–516.

- [72] *Pelton Matthew*. Modified spontaneous emission in nanophotonic structures // *Nature Photonics*. — 2015. — Vol. 9, no. 7. — Pp. 427–435.
- [73] *Kroychuk M., Shorokhov A. and Fedyanin A.* Enhanced nonlinear light generation in oligomers of silicon nanoparticles under vector beam illumination // *Nano letters*. — 2020. — Vol. 20, no. 5. — Pp. 3471–3477.
- [74] *Melik-Gaykazyan Elizaveta Vladimirovna, Koshelev Kirill Leonidovich, Choi J-H et al.* Enhanced second-harmonic generation with structured light in AlGaAs nanoparticles governed by magnetic response // *JETP Letters*. — 2019. — Vol. 109. — Pp. 131–135.
- [75] *Bakker Reuben M, Yu Ye Feng, Paniagua-Domínguez Ramón et al.* Resonant light guiding along a chain of silicon nanoparticles // *Nano Letters*. — 2017. — Vol. 17, no. 6. — Pp. 3458–3464.
- [76] *Tran Kha, Moody Galan, Wu Fengcheng et al.* Evidence for moiré excitons in van der Waals heterostructures // *Nature*. — 2019. — Vol. 567, no. 7746. — Pp. 71–75.
- [77] *Cheben Pavel, Halir Robert, Schmid Jens H et al.* Subwavelength integrated photonics // *Nature*. — 2018. — Vol. 560, no. 7720. — Pp. 565–572.
- [78] *Novoselov Kostya S, Geim Andre K, Morozov Sergei V et al.* Electric field effect in atomically thin carbon films // *science*. — 2004. — Vol. 306, no. 5696. — Pp. 666–669.
- [79] *Zhou Jiadong, Lin Junhao, Huang Xiangwei et al.* A library of atomically thin metal chalcogenides // *Nature*. — 2018. — Vol. 556, no. 7701. — Pp. 355–359.
- [80] *Wang Qing Hua, Kalantar-Zadeh Kouros, Kis Andras et al.* Electronics and optoelectronics of two-dimensional transition metal dichalcogenides // *Nature nanotechnology*. — 2012. — Vol. 7, no. 11. — Pp. 699–712.
- [81] *Xu Xiaodong, Yao Wang, Xiao Di, Heinz Tony F.* Spin and pseudospins in layered transition metal dichalcogenides // *Nature Physics*. — 2014. — Vol. 10, no. 5. — Pp. 343–350.
- [82] *Mak Kin Fai, Shan Jie.* Photonics and optoelectronics of 2D semiconductor transition metal dichalcogenides // *Nature Photonics*. — 2016. — Vol. 10, no. 4. — Pp. 216–226.
- [83] *Chakraborty Biswanath, Gu Jie, Sun Zheng et al.* Control of strong light–matter interaction in monolayer WS₂ through electric field gating // *Nano letters*. — 2018. — Vol. 18, no. 10. — Pp. 6455–6460.

- [84] Yan Jiahao, Ma Churong, Huang Yingcong, Yang Guowei. Single silicon nanostripe gated suspended monolayer and bilayer WS₂ to realize abnormal electro-optical modulation // *Materials Horizons*. — 2019. — Vol. 6, no. 2. — Pp. 334–342.
- [85] Kravets Vasyl G, Wu Fan, Auton Gregory H et al. Measurements of electrically tunable refractive index of MoS₂ monolayer and its usage in optical modulators // *npj 2D Materials and Applications*. — 2019. — Vol. 3, no. 1. — P. 36.
- [86] Butun Serkan, Tongay Sefaattin, Aydin Koray. Enhanced light emission from large-area monolayer MoS₂ using plasmonic nanodisc arrays // *Nano letters*. — 2015. — Vol. 15, no. 4. — Pp. 2700–2704.
- [87] Lu Hua, Gan Xuetao, Mao Dong et al. Nearly perfect absorption of light in monolayer molybdenum disulfide supported by multilayer structures // *Optics express*. — 2017. — Vol. 25, no. 18. — Pp. 21630–21636.
- [88] Jariwala Deep, Davoyan Artur R, Tagliabue Giulia et al. Near-unity absorption in van der Waals semiconductors for ultrathin optoelectronics // *Nano letters*. — 2016. — Vol. 16, no. 9. — Pp. 5482–5487.
- [89] Jiang Ying, Chen Shula, Zheng Weihao et al. Interlayer exciton formation, relaxation, and transport in TMD van der Waals heterostructures // *Light: Science & Applications*. — 2021. — Vol. 10, no. 1. — P. 72.
- [90] Miller Bastian, Steinhoff Alexander, Pano Borja et al. Long-lived direct and indirect interlayer excitons in van der Waals heterostructures // *Nano letters*. — 2017. — Vol. 17, no. 9. — Pp. 5229–5237.
- [91] Kianinia Mehran, Xu Zai-Quan, Toth Milos, Aharonovich Igor. Quantum emitters in 2D materials: Emitter engineering, photophysics, and integration in photonic nanostructures // *Applied Physics Reviews*. — 2022. — Vol. 9, no. 1. — P. 011306.
- [92] Ma Qijie, Ren Guanghui, Mitchell Arnan, Ou Jian Zhen. Recent advances on hybrid integration of 2D materials on integrated optics platforms // *Nanophotonics*. — 2020. — Vol. 9, no. 8. — Pp. 2191–2214.
- [93] Mupparapu Rajeshkumar, Bucher Tobias, Staude Isabelle. Integration of two-dimensional transition metal dichalcogenides with Mie-resonant dielectric nanostructures // *Advances in Physics: X*. — 2020. — Vol. 5, no. 1. — P. 1734083.
- [94] Hoang Thanh Xuan, Ha Son Tung, Pan Zhenying et al. Collective Mie resonances for directional on-chip nanolasers // *Nano Letters*. — 2020. — Vol. 20, no. 8. — Pp. 5655–5661.

- [95] *Tran Toan Trong, Bray Kerem, Ford Michael J et al.* Quantum emission from hexagonal boron nitride monolayers // *Nature nanotechnology*. — 2016. — Vol. 11, no. 1. — Pp. 37–41.
- [96] *Rivera Pasqual, Seyler Kyle L, Yu Hongyi et al.* Valley-polarized exciton dynamics in a 2D semiconductor heterostructure // *Science*. — 2016. — Vol. 351, no. 6274. — Pp. 688–691.
- [97] *Liu Han, Neal Adam T, Zhu Zhen et al.* Phosphorene: an unexplored 2D semiconductor with a high hole mobility // *ACS nano*. — 2014. — Vol. 8, no. 4. — Pp. 4033–4041.
- [98] *Liu Yu, Petrovic C et al.* Three-dimensional magnetic critical behavior in CrI₃ // *Physical Review B*. — 2018. — Vol. 97, no. 1. — P. 014420.
- [99] *Novoselov Kostya S, Jiang D, Schedin F et al.* Two-dimensional atomic crystals // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. — 2005. — Vol. 102, no. 30. — Pp. 10451–10453.
- [100] *Xia Fengnian, Wang Han, Xiao Di et al.* Two-dimensional material nanophotonics // *Nature Photonics*. — 2014. — Vol. 8, no. 12. — Pp. 899–907.
- [101] *Butler Sheneve Z, Hollen Shawna M, Cao Linyou et al.* Progress, challenges, and opportunities in two-dimensional materials beyond graphene // *ACS nano*. — 2013. — Vol. 7, no. 4. — Pp. 2898–2926.
- [102] *Wang Qing Hua, Kalantar-Zadeh Kouros, Kis Andras et al.* Electronics and optoelectronics of two-dimensional transition metal dichalcogenides // *Nature nanotechnology*. — 2012. — Vol. 7, no. 11. — Pp. 699–712.
- [103] *Xu Xiaodong, Yao Wang, Xiao Di, Heinz Tony F.* Spin and pseudospins in layered transition metal dichalcogenides // *Nature Physics*. — 2014. — Vol. 10, no. 5. — Pp. 343–350.
- [104] *Mak Kin Fai, Lee Changgu, Hone James et al.* Atomically thin MoS₂: a new direct-gap semiconductor // *Physical review letters*. — 2010. — Vol. 105, no. 13. — P. 136805.
- [105] *Splendiani Andrea, Sun Liang, Zhang Yuanbo et al.* Emerging photoluminescence in monolayer MoS₂ // *Nano letters*. — 2010. — Vol. 10, no. 4. — Pp. 1271–1275.
- [106] *Mak Kin Fai, He Keliang, Shan Jie, Heinz Tony F.* Control of valley polarization in monolayer MoS₂ by optical helicity // *Nature nanotechnology*. — 2012. — Vol. 7, no. 8. — Pp. 494–498.

- [107] *Cao Ting, Wang Gang, Han Wenpeng et al.* Valley-selective circular dichroism of monolayer molybdenum disulphide // *Nature communications*. — 2012. — Vol. 3, no. 1. — P. 887.
- [108] *Chen Haitao, Corbaliou Vincent, Solntsev Alexander S et al.* Enhanced second-harmonic generation from two-dimensional MoSe₂ on a silicon waveguide // *Light: Science & Applications*. — 2017. — Vol. 6, no. 10. — Pp. e17060–e17060.
- [109] *Butler Sheneve Z, Hollen Shawna M, Cao Linyou et al.* Progress, challenges, and opportunities in two-dimensional materials beyond graphene // *ACS nano*. — 2013. — Vol. 7, no. 4. — Pp. 2898–2926.
- [110] *Bhimanapati Ganesh R, Lin Zhong, Meunier Vincent et al.* Recent advances in two-dimensional materials beyond graphene // *ACS nano*. — 2015. — Vol. 9, no. 12. — Pp. 11509–11539.
- [111] *Liu Gui-Bin, Xiao Di, Yao Yugui et al.* Electronic structures and theoretical modelling of two-dimensional group-VIB transition metal dichalcogenides // *Chemical Society Reviews*. — 2015. — Vol. 44, no. 9. — Pp. 2643–2663.
- [112] *Chernikov Alexey, Berkelbach Timothy C, Hill Heather M et al.* Exciton binding energy and nonhydrogenic Rydberg series in monolayer WS₂ // *Physical review letters*. — 2014. — Vol. 113, no. 7. — P. 076802.
- [113] *He Keliang, Kumar Nardeep, Zhao Liang et al.* Tightly bound excitons in monolayer WSe₂ // *Physical review letters*. — 2014. — Vol. 113, no. 2. — P. 026803.
- [114] *Wang Gang, Marie Xavier, Gerber I et al.* Giant enhancement of the optical second-harmonic emission of WSe₂ monolayers by laser excitation at exciton resonances // *Physical review letters*. — 2015. — Vol. 114, no. 9. — P. 097403.
- [115] *Zhu Bairen, Zeng Hualing, Dai Junfeng et al.* Anomalously robust valley polarization and valley coherence in bilayer WS₂ // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. — 2014. — Vol. 111, no. 32. — Pp. 11606–11611.
- [116] *Ugeda Miguel M, Bradley Aaron J, Shi Su-Fei et al.* Giant bandgap renormalization and excitonic effects in a monolayer transition metal dichalcogenide semiconductor // *Nature materials*. — 2014. — Vol. 13, no. 12. — Pp. 1091–1095.
- [117] *Zhang Chendong, Chen Yuxuan, Johnson Amber et al.* Probing critical point energies of transition metal dichalcogenides: surprising indirect gap of single layer WSe₂ // *Nano letters*. — 2015. — Vol. 15, no. 10. — Pp. 6494–6500.

- [118] *Rigosi Albert F, Hill Heather M, Rim Kwang Taeg et al.* Electronic band gaps and exciton binding energies in monolayer $\text{Mo}_x\text{W}_{1-x}\text{S}_2$ transition metal dichalcogenide alloys probed by scanning tunneling and optical spectroscopy // *Physical Review B*. — 2016. — Vol. 94, no. 7. — P. 075440.
- [119] *Anger Pascal, Bharadwaj Palash, Novotny Lukas.* Enhancement and quenching of single-molecule fluorescence // *Physical review letters*. — 2006. — Vol. 96, no. 11. — P. 113002.
- [120] *Novotny Lukas, Hecht Bert.* Principles of nano-optics. — Cambridge university press, 2012.
- [121] *Nayak Pramoda K, Horbatenko Yevhen, Ahn Seongjoon et al.* Probing evolution of twist-angle-dependent interlayer excitons in $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$ van der Waals heterostructures // *ACS nano*. — 2017. — Vol. 11, no. 4. — Pp. 4041–4050.
- [122] *Nagler Philipp, Plechinger Gerd, Ballottin Mariana V et al.* Interlayer exciton dynamics in a dichalcogenide monolayer heterostructure // *2D Materials*. — 2017. — Vol. 4, no. 2. — P. 025112.
- [123] *Fang Hui, Battaglia Corsin, Carraro Carlo et al.* Strong interlayer coupling in van der Waals heterostructures built from single-layer chalcogenides // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. — 2014. — Vol. 111, no. 17. — Pp. 6198–6202.
- [124] *Tongay Sefaattin, Fan Wen, Kang Jun et al.* Tuning interlayer coupling in large-area heterostructures with CVD-grown MoS_2 and WS_2 monolayers // *Nano letters*. — 2014. — Vol. 14, no. 6. — Pp. 3185–3190.
- [125] *Baranowski Michal, Surrente Alessandro, Klopotoski L et al.* Probing the interlayer exciton physics in a $\text{MoS}_2/\text{MoSe}_2/\text{MoS}_2$ van der Waals heterostructure // *Nano letters*. — 2017. — Vol. 17, no. 10. — Pp. 6360–6365.
- [126] *Jo Sanghyun, Ubrig Nicolas, Berger Helmuth et al.* Mono- and bilayer WS_2 light-emitting transistors // *Nano letters*. — 2014. — Vol. 14, no. 4. — Pp. 2019–2025.
- [127] *Hanbicki Aubrey T, Chuang Hsun-Jen, Rosenberger Matthew R et al.* Double indirect interlayer exciton in a $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$ van der Waals heterostructure // *ACS nano*. — 2018. — Vol. 12, no. 5. — Pp. 4719–4726.
- [128] *Rivera Pasqual, Schaibley John R, Jones Aaron M et al.* Observation of long-lived interlayer excitons in monolayer MoSe_2 – WSe_2 heterostructures // *Nature communications*. — 2015. — Vol. 6, no. 1. — P. 6242.

- [129] *Gong Cheng, Zhang Hengji, Wang Weihua et al.* Band alignment of two-dimensional transition metal dichalcogenides: Application in tunnel field effect transistors // *Applied Physics Letters*. — 2013. — Vol. 103, no. 5. — P. 053513.
- [130] *Tongay Sefaattin, Zhou Jian, Ataca Can et al.* Thermally driven crossover from indirect toward direct bandgap in 2D semiconductors: MoSe₂ versus MoS₂ // *Nano letters*. — 2012. — Vol. 12, no. 11. — Pp. 5576–5580.
- [131] *Zeng Hualing, Liu Gui-Bin, Dai Junfeng et al.* Optical signature of symmetry variations and spin-valley coupling in atomically thin tungsten dichalcogenides // *Scientific reports*. — 2013. — Vol. 3, no. 1. — P. 1608.
- [132] *Salehzadeh Omid, Djavid Mehrdad, Tran Nhung Hong et al.* Optically pumped two-dimensional MoS₂ lasers operating at room-temperature // *Nano letters*. — 2015. — Vol. 15, no. 8. — Pp. 5302–5306.
- [133] *Azzam Shaimaa I, Parto Kamyar, Moody Galan.* Prospects and challenges of quantum emitters in 2D materials // *Applied Physics Letters*. — 2021. — Vol. 118, no. 24. — P. 240502.
- [134] *Azzam Shaimaa I, Parto Kamyar, Moody Galan.* Purcell enhancement and polarization control of single-photon emitters in monolayer WSe₂ using dielectric nanoantennas // *Nanophotonics*. — 2023.
- [135] *Pospischil Andreas, Furchi Marco M, Mueller Thomas.* Solar-energy conversion and light emission in an atomic monolayer p–n diode // *Nature nanotechnology*. — 2014. — Vol. 9, no. 4. — Pp. 257–261.
- [136] *Britnell Liam, Ribeiro Ricardo Mendes, Eckmann Axel et al.* Strong light-matter interactions in heterostructures of atomically thin films // *Science*. — 2013. — Vol. 340, no. 6138. — Pp. 1311–1314.
- [137] *Lee Chul-Ho, Lee Gwan-Hyoung, Van Der Zande Arend M et al.* Atomically thin p–n junctions with van der Waals heterointerfaces // *Nature nanotechnology*. — 2014. — Vol. 9, no. 9. — Pp. 676–681.
- [138] *Ding Lu, Morits Dmitry, Bakker Reuben et al.* All-optical modulation in chains of silicon nanoantennas // *ACS Photonics*. — 2020. — Vol. 7, no. 4. — Pp. 1001–1008.
- [139] *Soskind Yakov.* Field guide to diffractive optics / SPIE. — 2011.
- [140] *Kovlakov EV, Straupe SS, Kulik SP.* Quantum state engineering with twisted photons via adaptive shaping of the pump beam // *Physical Review A*. — 2018. — Vol. 98, no. 6. — P. 060301.

- [141] *Kroychuk Maria K, Yagudin Damir F, Shorokhov Alexander S et al.* Tailored Non-linear Anisotropy in Mie-Resonant Dielectric Oligomers // *Advanced Optical Materials*. — 2019. — Vol. 7, no. 20. — P. 1900447.
- [142] *Mehta K. K.* Integrated optical quantum manipulation and measurement of trapped ions // *dissertation Dept. Elect. Eng. Comput. Sci., Massachusetts Inst. Technol.* — 2017.
- [143] *Cheng L., Mao S., Li Z. et al.* Grating couplers on silicon photonics: Design principles, emerging trends and practical issues // *Micromachines*. — 2020. — Vol. 11, no. 7. — P. 666.
- [144] *Molas Maciej R, Tyurnina Anastasia V, Zólyomi Viktor et al.* Raman spectroscopy of GaSe and InSe post-transition metal chalcogenides layers // *Faraday discussions*. — 2021. — Vol. 227. — Pp. 163–170.
- [145] *Cheben P, Xu DX, Janz S, Densmore A.* Subwavelength waveguide grating for mode conversion and light coupling in integrated optics // *Optics express*. — 2006. — Vol. 14, no. 11. — Pp. 4695–4702.
- [146] *Flueckiger Jonas, Schmidt Shon, Donzella Valentina et al.* Sub-wavelength grating for enhanced ring resonator biosensor // *Optics express*. — 2016. — Vol. 24, no. 14. — Pp. 15672–15686.
- [147] *Ortega-Monux A, Zavargo-Peche L, Maese-Novo A et al.* High-performance multi-mode interference coupler in silicon waveguides with subwavelength structures // *IEEE Photonics Technology Letters*. — 2011. — Vol. 23, no. 19. — Pp. 1406–1408.
- [148] *Elshaari Ali W, Pernice Wolfram, Srinivasan Kartik et al.* Hybrid integrated quantum photonic circuits // *Nature Photonics*. — 2020. — Vol. 14, no. 5. — Pp. 285–298.
- [149] *Rivera Pasqual, Schaibley John R, Jones Aaron M et al.* Observation of long-lived interlayer excitons in monolayer MoSe₂–WSe₂ heterostructures // *Nature communications*. — 2015. — Vol. 6, no. 1. — P. 6242.
- [150] *Kuramochi Eiichi, Taniyama Hideaki, Tanabe Takasumi et al.* Ultrahigh-Q one-dimensional photonic crystal nanocavities with modulated mode-gap barriers on SiO₂ claddings and on air claddings // *Optics express*. — 2010. — Vol. 18, no. 15. — Pp. 15859–15869.
- [151] *Song K, Noda S, Asano T, Akahane Y.* Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity // *Nature materials*. — 2005. — Vol. 4, no. 4. — P. 207–210.

- [152] *Ding Lu, Yu Ye Feng, Morits Dmitry et al.* Low loss waveguiding and slow light modes in coupled subwavelength silicon Mie resonators // *Nanoscale*. — 2020. — Vol. 12, no. 42. — Pp. 21713–21718.
- [153] *Desiatov Boris, Goykhman Ilya, Levy Uriel.* Parabolic tapered photonic crystal cavity in silicon // *Applied Physics Letters*. — 2012. — Vol. 100, no. 4. — P. 041112.
- [154] *Kim Myung-Ki, Hwang In-Kag, Seo Min-Kyo, Lee Yong-Hee.* Reconfigurable microfiber-coupled photonic crystal resonator // *Opt. Express*. — 2007. — Vol. 15, no. 25. — Pp. 17241–17247.
- [155] *Stratton Julius Adams, Chu LJ.* Diffraction theory of electromagnetic waves // *Physical Review*. — 1939. — Vol. 56, no. 1. — P. 99.
- [156] *Aharonovich Igor, Englund Dirk, Toth Milos.* Solid-state single-photon emitters // *Nature photonics*. — 2016. — Vol. 10, no. 10. — Pp. 631–641.
- [157] *Peyskens Frédéric, Chakraborty Chitraleema, Muneeb Muhammad et al.* Integration of single photon emitters in 2D layered materials with a silicon nitride photonic chip // *Nature communications*. — 2019. — Vol. 10, no. 1. — P. 4435.
- [158] *Purcell Edward Mills.* Spontaneous emission probabilities at radio frequencies // *Confined Electrons and Photons: New Physics and Applications*. — 1995. — Pp. 839–839.
- [159] *Björk Gunnar, Machida Susumu, Yamamoto Yoshihisa, Igeta Kazuhiro.* Modification of spontaneous emission rate in planar dielectric microcavity structures // *Physical Review A*. — 1991. — Vol. 44, no. 1. — P. 669.
- [160] *Yu Hongyi, Liu Gui-Bin, Tang Jianju et al.* Moiré excitons: From programmable quantum emitter arrays to spin-orbit-coupled artificial lattices // *Science advances*. — 2017. — Vol. 3, no. 11. — P. e1701696.
- [161] *Robert Cédric, Amand Thierry, Cadiz Fabian et al.* Fine structure and lifetime of dark excitons in transition metal dichalcogenide monolayers // *Physical review B*. — 2017. — Vol. 96, no. 15. — P. 155423.
- [162] *Shubina TV, Desrat Wilfried, Moret Matthieu et al.* InSe as a case between 3D and 2D layered crystals for excitons // *Nature communications*. — 2019. — Vol. 10, no. 1. — P. 3479.