

«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ имени М. В. ЛОМОНОСОВА»  
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Гулькин Дмитрий Николаевич

Микроскопия резонансных оптических  
состояний в фотонных кристаллах и  
полупроводниковых метаповерхностях

1.3.19 – Лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Москва - 2023

Работа выполнена на кафедре квантовой электроники физического факультета МГУ имени М.В.Ломоносова.

Научный руководитель: **Федянин Андрей Анатольевич**  
доктор физико-математических наук, профессор

Официальные оппоненты: **Тимофеев Иван Владимирович**,  
доктор физико-математических наук, профессор,  
Сибирский Федеральный Университет, кафедра  
теоретической физики и волновых явлений, заве-  
дующий лабораторией фотоники молекулярных си-  
стем

**Мишина Елена Дмитриевна**,  
доктор физико-математических наук, профессор,  
ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологиче-  
ский университет», Физико-технологический ин-  
ститут, профессор кафедры наноэлектроники, за-  
ведующая лабораторией

**Петров Михаил Игоревич**,  
кандидат физико-математических наук, доцент,  
ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский  
университет ИТМО», физический факультет, стар-  
ший научный сотрудник

Защита состоится 20 апреля 2023 г. в 16:30 на заседании диссертационного со-  
вета МГУ.013.4 Московского Государственного Университета имени М.В. Ломоно-  
сова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62, корпус нелинейной  
оптики, аудитория им. С.А. Ахманова.

e-mail: [diss.sov.31@physics.msu.ru](mailto:diss.sov.31@physics.msu.ru).

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библио-  
теки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д. 27) и на портале:  
<https://dissovet.msu.ru/dissertation/013.4/2439>

Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2023 г.

Учёный секретарь  
диссертационного совета МГУ.013.4,  
кандидат физико-математических наук

Коновко Андрей Андреевич

## Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена экспериментальному обнаружению эффектов управления светом при помощи резонансных оптических состояний в одномерных фотонных кристаллах и субволновых структурах – полупроводниковых наночастицах и метаповерхностях. Основным методом исследования является оптическая микроскопия с одновременной визуализацией распространения света в координатном пространстве и в пространстве волновых векторов. В работе исследуется: направленное возбуждение блоховских поверхностных волн в одномерном фотонном кристалле с помощью кремниевых наночастиц в спектральной окрестности резонансов типа Ми, распространение волноводных мод блоховских поверхностных волн в полимерных волноводах на поверхности одномерного фотонного кристалла, а также оптически индуцированная сверхбыстрая модуляция интенсивности порядков дифракции метаповерхности, состоящей из полупроводниковых ми-резонансных частиц.

**Актуальность работы** обусловлена потребностью в разработке различных элементов оптических интегральных схем, способствующих решению фундаментальных и прикладных задач по созданию альтернативы существующим электронным платформам. Важным этапом решения таких задач является исследование распространения оптического сигнала как в планарных системах, так и в свободном пространстве. Особый интерес представляют явления фемтосекундной и пикосекундной (сверхбыстрой) модуляции оптического сигнала, эффекты заведения/выведения оптического излучения из свободного пространства в интегральную схему, явления управляемого рассеяния света, а также распространение излучения в волноводных структурах. Наиболее исследованными интегрально-оптическими платформами для управления оптическими сигналами являются плазмонная платформа на основе поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) и платформа «кремний на изоляторе» (КНИ). Несмотря на имеющиеся преимущества этих платформ, такие как малые размеры схем и их быстродействие, в видимом и ближнем ИК диапазоне использование указанных платформ ограничено. Так, в частности, в этих диапазонах у ППП имеются недостатки, связанные с омическими потерями, уменьшающими длину распространения, поскольку ППП распространяется по металлической поверхности. Кроме того, недостатком является фиксированный закон дисперсии, который определяется типом и свойствами металла. Миллиметровая длина распространения ППП достижима лишь при очень слабой локализации поля, значительно превышающей длину волны излучения. Основным недостатком КНИ является большое поглощение в видимом и ближнем ИК диапазоне, вследствие чего волноводные схемы могут быть реализованы лишь в полосе пропускания кремния. Также, кремний является непрямозонным полупроводником, что значительно затрудняет его использование в полностью оптических активных устройствах, основанных на генерации свободных носителей. В качестве основы таких устройств удобно использовать прямозонные полупроводники, такие как арсенид галлия, полоса пропускания которого смещена в ближний инфракрасный диапазон. Указанные недостатки данных платформ ограничивают создание на их основе интегральных схем и энергоэффективных активных устройств, работающих в видимом и ближнем ИК диапазоне и позво-

ляющих полностью оптическим способом изменять оптический отклик системы и управлять распространяющимся на этих платформах светом.

Исследования в данной диссертационной работе сосредоточены на изучении эффектов управления светом на других платформах, лишённых указанных недостатков платформ на ППП или КНИ и эффективно работающих в видимом и ближнем ИК диапазонах. Необходимость развития таких платформ обусловлена перспективностью использования в интегральной оптике двумерных материалов и ярких однофотонных источников света, рабочий диапазон которых как раз попадает в видимую и ближнюю ИК области спектра. Использование различных платформ, обладающих малыми потерями и эффективно работающих в указанном диапазоне, открывает большой простор для создания пассивных и активных устройств интегральной оптики, таких как быстродействующие оптические фильтры, сенсоры и переключатели. В качестве материалов для интегрально-оптических платформ, эффективно работающих в видимом диапазоне, могут выступать диэлектрики, а для реализации субпикосекундного полностью оптического управления с помощью лазерного излучения удобно использовать прямозонные полупроводники, в которых происходит эффективная генерация свободных носителей.

Огромную роль для задач управления светом играют различные оптические резонансы, например, резонансы типа Ми, возникающие в объектах субволнового размера (частицах). Контролируя геометрию частиц, т.е. используя пассивный способ, можно модифицировать электромагнитное поле, локализованное в частицах, и впоследствии управлять интенсивностью и направлением распространения рассеянного на частицах света. Однако подобную модификацию и управление возможно реализовать также и другим путём – активным способом, при котором изменения свойств рассеянного света достижимы с помощью внешнего контроля, например, полностью оптического контроля. Одним из таких способов является оптически индуцированное варьирование плотности свободных носителей внутри частиц, что приводит к варьированию показателей преломления частиц. Это позволяет изменять спектральное положение резонансов, что приводит к изменению диаграммы рассеяния света. Для решения подобных задач по управлению светом используется особый класс структур, называемых метаповерхностями, являющимися объединением большого числа различных ми-резонансных частиц в упорядоченные на плоскости массивы. Показатели преломления частиц могут быть контролируемым образом изменены независимо друг от друга с помощью оптической накачки. За счёт подбора конструкции и параметров составных элементов (метаатомов) метаповерхности открывается возможность управления оптическими свойствами всей метаповерхности, например, можно полностью оптическим способом изменять направление, фазу и интенсивность рассеянного на метаповерхности света на субпикосекундных временах. Данный подход является удобным способом активного управления (переключения) света. При этом важной целью является уменьшение плотности энергии лазерной накачки (флюенса), необходимой для осуществления подобного переключения. В большинстве работ изучается модуляция интенсивности полного прошедшего или отражённого от метаповерхности света, которая происходит при большом флюенсе и дости-

гается за счёт сдвига положения резонансов типа Ми в исследуемых частицах. В рамках диссертационной работы был предложен новый подход по реализации оптического переключения с низким флюенсом, заключающийся в изменении диаграммы рассеяния всей метаповерхности, и как следствие, модуляции интенсивности дифракционных порядков рассеяния на ней посредством изменения показателя преломления отдельных ми-резонансных частиц, составляющих метаповерхность. Подобное исследование удобно произвести методом «накачка-зонд» с использованием фемтосекундных лазерных импульсов, комбинированным с визуализацией направления распространения света в пространстве волновых векторов.

Другим подходом для управления светом является использование полностью диэлектрических фотонных кристаллов в качестве платформы, поддерживающей возбуждение и распространение блоховских поверхностных волн (БПВ), являющихся резонансным оптическим состоянием на границе раздела одномерного фотонного кристалла (ФК) и слоя диэлектрика. Как и у других платформ, преимущества и недостатки БПВ зависят от области применения: так, основным преимуществом платформы БПВ является возможность её использования в интегральной фотонике на частотах от УФ до среднего ИК и терагерцового диапазона. Такая спектральная гибкость обусловлена тем, что возбуждение БПВ происходит в спектральной области фотонной запрещённой зоны (ФЗЗ) ФК: параметры и положение ФЗЗ можно зафиксировать в диапазоне указанных частот путём подбора толщин и материалов слоёв ФК. Платформа БПВ обладает и другими преимуществами перед описанными выше платформами ППП и КНИ, а также некоторыми платформами на основе нитрида кремнида, фосфида галлия и др. БПВ обладает большой длиной распространения: с помощью подбора параметров слоёв можно значительно уменьшить или даже полностью исключить канал радиационных потерь, что позволит оставить лишь канал рассеяния, снизив потери до 5 дБ/км. Ещё одно важное отличие БПВ от других диэлектрических платформ, таких как КНИ, состоит в том, что у последних поле всегда сосредоточено внутри материала, тогда как в случае использования фотонного кристалла можно управлять положением максимума локализации поля, например, он может быть расположен на границе с воздухом. Это позволяет использовать платформу БПВ для реализации чувствительных сенсоров, оптического захвата, усиления взаимодействия света с двумерными материалами и квантовыми излучателями на поверхности ФК. Также можно концентрировать поле внутри нанесённых на поверхность ФК диэлектрических тонких полосок, которые будут выполнять роль волноводов, поддерживающих распространение БПВ. Благодаря тому, что в случае ФК поле локализовано в одном направлении за счёт периодичности структуры, диэлектриком в схеме БПВ могут выступать низкоиндексные материалы, в качестве которых могут служить полимеры. В диэлектрических платформах типа КНИ для локализации и управления светом в волноводах необходимо реализовать контраст показателей преломления между платформой и волноводом, вследствие чего материал волноводов должен иметь более высокий показатель преломления, а это существенно ограничивает подбор материалов для реализации волноводов в таких схемах. Изготовление полимерных волноводных

структур на платформе БПВ легко осуществимо методами промышленной лазерной литографии в единой процедуре экспонирования. В рамках диссертационной работы продемонстрировано возбуждение волноводных мод БПВ в полимерных волноводах, напечатанных методом двухфотонной лазерной литографии. Распространение мод и их характеристики изучены методом микроскопии утечки излучения с визуализацией наблюдаемых явлений в пространстве волновых векторов.

Сами методы возбуждения БПВ также являются важной, но при этом недостаточно изученной задачей интегральной оптики. Использование специальных схем для возбуждения БПВ обусловлено тем, что волновой вектор БПВ больше, чем волновой вектор света в воздухе. В настоящее время наиболее распространёнными схемами для возбуждения БПВ являются призмённые схемы (Кречманна, Отто) и дифракционные схемы. Однако призмённые схемы являются слишком громоздкими, а эффективная работа дифракционных решёток ограничена узким спектральным диапазоном. Поэтому поиск новых способов возбуждения БПВ, лишённых указанных недостатков, является актуальной задачей. Например, известно, что диэлектрические частицы с оптическими резонансами типа Ми могут быть использованы для управления светом: интерференция возникающих в них электрических и магнитных резонансов может приводить к направленному рассеянию света. Ми-резонансные частицы могут быть созданы методами лазерного переноса на любой поверхности, вследствие чего их можно поместить на поверхность фотонного кристалла в область локализации поля БПВ. Таким образом, с помощью ми-резонансной частицы на ФК можно ожидать не только возбуждение БПВ, но и управление диаграммой направленности возбуждаемых БПВ. Например, уже продемонстрирован подобный способ возбуждения ППП с помощью ми-резонансных частиц, находящихся на поверхности металлической плёнки. Однако при этом не существует теоретических и экспериментальных работ по изучению возможности использования ми-резонансных частиц в качестве способа возбуждения БПВ. В рамках диссертационной работы предложено использовать одиночную кремниевую ми-резонансную частицу для направленного возбуждения БПВ на поверхности одномерного ФК. Эксперимент по изучению направленности распространения БПВ с помощью освещаемых частиц можно осуществить, используя методику микроскопии утечки излучения в пространстве волновых векторов.

Можно заключить, что **степень разработанности** выбранной темы является достаточной, чтобы обеспечить развитую методологию и востребованность исследований, но оставляет открытыми ряд актуальных вопросов.

**Целью** диссертационной работы является экспериментальное обнаружение и систематическое исследование эффектов рассеяния лазерного излучения на субволновых ми-резонансных структурах и распространения блоховских поверхностных волн в одномерных фотонных кристаллах и в волноводах на их поверхности.

Для решения сформулированной цели были поставлены следующие **задачи**:

- а) создание экспериментальной установки по изучению управления светом, объединяющей методы микроскопии исследуемого образца в передней и

задней фокальных плоскостях собирающего объектива и спектроскопии «накачка-зонд» на основе фемтосекундного лазера для сверхбыстрых измерений модуляции оптических сигналов;

- б) экспериментальная реализация направленного возбуждения блоховской поверхностной волны при помощи одиночных ми-резонансных частиц, напечатанных на поверхности одномерного фотонного кристалла;
- в) исследование особенностей распространения блоховских поверхностных волн в полимерных волноводах на поверхности одномерного фотонного кристалла;
- г) исследование полностью оптического управления интенсивностью дифракционных максимумов полупроводниковой метаповерхности, состоящей из ми-резонансных частиц арсенида галлия.

**Научная новизна** работы состоит в том, что

- а) реализован экспериментальный метод, комбинирующий методики спектроскопии «накачка-зонд» и микроскопии задней фокальной плоскости с возможностью одновременной визуализации и фильтрации распространения света в координатном пространстве и в пространстве волновых векторов;
- б) впервые показана возможность направленного возбуждения блоховской поверхностной волны в видимом и ближнем инфракрасном спектральных диапазонах с помощью кремниевой субволновой частицы, напечатанной на поверхности фотонного кристалла и выступающей в качестве субволнового оптического демультимплексора;
- в) показано, что метод микроскопии утечки излучения может применяться для исследования модового состава блоховских поверхностных волн в волноводах на поверхности одномерных фотонных кристаллов в видимом и ближнем ИК диапазонах;
- г) впервые показана субпикосекундная полностью оптическая модуляция интенсивности света, рассеянного на полупроводниковой метаповерхности в направлении дифракционных порядков, при помощи изменения диаграммы рассеяния ми-резонансных наночастиц, составляющих метаповерхность.

**Теоретическая и практическая значимость** работы заключается в разработке нового способа возбуждения БПВ, а также изучения их распространения в новом типе волноводных структур. Данное исследование расширяет возможности использования субволновых устройств различной сложности, созданных методами лазерного переноса, для задач интегральной оптики, таких как детектирование, обработка и распространение оптического сигнала. Важным является исследование эффекта полностью оптической модуляции света в полупроводниковых метаповерхностях, позволяющего создавать компактные сверхбыстрые полностью оптические переключатели, работающие при малых значениях плотности энергии. Эти разработки могут быть использованы для задач оптических вычислений и применены в оптических компьютерах и других устройствах.

## Методология диссертационного исследования

Методология проведённых в работе исследований является общей и построена вокруг экспериментальной установки, позволяющей проводить оптическую микроскопию рассеянного на объектах света и возбуждённых волноводных мод с субмикронным пространственным и субпикосекундным временным разрешением. Для времязрешающей спектроскопии метаповерхностей, состоящих из мезорезонансных частиц, в канале заведения рассматриваемой установки была реализована методика «накачка-зонд» с использованием фемтосекундного лазерного излучения. Для визуализации рассеяния света или распространения БПВ в канале детектирования была реализована микроскопия задней фокальной плоскости, в которой строится изображение в пространстве волновых векторов. С помощью созданной установки были получены темнопольные изображения образцов, произведена стандартная микроскопия в геометрии на пропускание, микроскопия утечки излучения БПВ. Также изображения образцов были получены методами атомно-силовой и растровой электронной микроскопии. Численные расчёты производились с помощью метода конечных разностей во временной области и с помощью метода матриц распространения.

### Объём и структура диссертации:

Диссертационная работа включает в себя *Введение*, *Основную часть* в виде четырёх глав (обзор литературы и три оригинальные главы), *Заключение*, содержащее выводы, *Список литературы*, а также *Приложение*. Общий объём диссертации – 178 страниц, включая 101 рисунок и 5 таблиц. Библиография включает 202 наименования на 16 страницах.

Основная часть работы имеет следующую **структуру**:

**Первая** глава является обзором литературы и посвящена физике резонансов типа Ми, анализу исследований активных и пассивных метаповерхностей, обзору физики блоховских поверхностных волн, а также содержит описание основных экспериментальных методик, используемых в работе.

**Вторая** глава посвящена экспериментальной реализации возбуждения БПВ на поверхности одномерного ФК с помощью одиночной кремниевой ми-резонансной частицы.

**Третья** глава посвящена экспериментальному наблюдению распространения волноводных мод БПВ в полимерных волноводах на поверхности ФК, а также изучению их модового состава.

**Четвёртая** глава посвящена экспериментальному изучению сверхбыстрой модуляции первых порядков дифракции лазерного излучения на метаповерхностях из олигомеров ми-резонансных частиц арсенида галлия

### Положения, выносимые на защиту:

- а) Одиночная ми-резонансная кремниевая частица, расположенная на поверхности одномерного фотонного кристалла, позволяет возбуждать блоховские поверхностные волны, направление которых определяется спектральным положением ми-резонанса частицы относительно длины волны возбуждения.



- б) Метод оптической микроскопии утечки излучения позволяет визуализировать и определять модовый состав и характеристики блоховских поверхностных волн в волноводных структурах на поверхности одномерных фотонных кристаллов.
- в) Метаповерхность из олигомеров ми-резонансных частиц арсенида галлия позволяет реализовать полностью оптическое управление интенсивностью света дифракционных максимумов на субпикосекундных временах.

**Личный вклад** автора является определяющим: все результаты в данной работе получены либо автором самостоятельно, либо при его непосредственном участии, включая дизайн, сборку, юстировку и автоматизацию экспериментальных установок, проведение всех измерений и интерпретацию полученных результатов. Создание волноводных структур проводилось совместно с К. А. Абрашитовой, а их теоретическое исследование – совместно с К. Р. Сафроновым. Вклад автора в разработку методики визуализации БПВ и экспериментальное исследование распространения БПВ в волноводных структурах в указанных работах является определяющим.

**Достоверность результатов**, полученных в работе, подтверждается их воспроизводимостью при повторении измерений и согласованностью с результатами расчётов. Все экспериментальные результаты были получены на современном оборудовании, неоднократно обсуждались на лабораторных и кафедральных семинарах и докладывались на специализированных российских и международных научных конференциях по тематике работы. Полученные результаты являются новыми и на момент публикаций в научных журналах демонстрировались впервые.

### **Апробация работы**

Основные результаты диссертационной работы **опубликованы** в 9 печатных работах в рецензируемых научных журналах, индексируемых международными базами цитирований Web of Science, Scopus и RSCI [A1-A9], включая 6 работ в периодических изданиях [A1-A6]. Результаты, отражённые в настоящей диссертации, представлены на научных семинарах кафедры Квантовой электроники и кафедры Нанопотоники МГУ имени М.В. Ломоносова, а также представлены в докладах на 16 российских и международных конференциях, среди которых: «International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO» 2017 (Владивосток, РФ), 2019 (Санкт-Петербург, РФ), 2020 (Онлайн), «SPIE Optics+Photonics» 2019 (Сан-Диего, США), 2020 (Онлайн), «Conference on Lasers and Electro-Optics/Pacific Rim (CLEO PR)» 2020 (Онлайн), «Мокеровские чтения» 2022 (Москва, РФ), «Енисейская фотоника» 2022 (Красноярск, РФ).

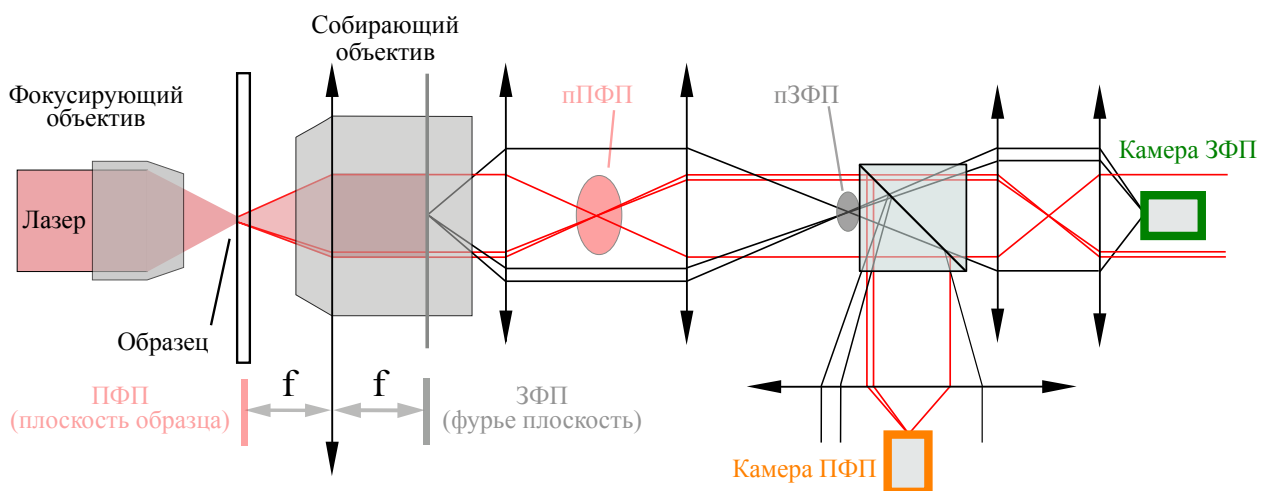
## **Содержание работы**

**Первая глава** является обзором литературы, в котором изложен метод микроскопии задней фокальной плоскости, являющийся общим методом исследования во всей работе, позволяющим визуализировать распространение света как в

планарных системах, так и в свободном пространстве. Далее приводится описание теоретических основ резонансов типа Ми, а также их свойств, позволяющих объединять ми-резонансные объекты в активные и пассивные метаповерхности, и описание экспериментальных применений резонансов типа Ми. Затем изложено описание поверхностных состояний в фотонных кристаллах, а также их частного случая – блоховских поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся на границе между одномерным фотонным кристаллом и диэлектриком. Также описаны основные экспериментальные методики по изготовлению образцов, используемых в данной работе, таких как двухфотонная лазерная литография, метод лазерно-индуцированного переноса и метод «накачка-зонд».

**Вторая глава** посвящена экспериментальной реализации и изучению эффекта направленного возбуждения блоховских поверхностных электромагнитных волн на поверхности одномерного фотонного кристалла с помощью одиночной кремниевой ми-резонансной частицы.

В начале главы изложен принцип работы собранной и автоматизированной установки, реализующей метод микроскопии задней фокальной плоскости (ЗФП) и объединяющей все описанные главы, поскольку все экспериментальные результаты были получены с её помощью. Метод позволяет проводить исследование диаграммы направленности рассеяния света на резонансных структурах, в том числе на метаповерхностях и наномантеннах, а также исследовать направленное распространение волноводных мод. Можно производить преобразование фурье поля света, выходящего из передней фокальной плоскости (ПФП) объектива, тем самым позволяя измерять волновые вектора в ЗФП. Изучаемые в работе явления исследуются с помощью различных типов лазерных источников света: непрерывных и импульсных. На рисунке 1 показана схема экспериментальной установки. Поверхность образца делит экспериментальную установку на две части: канал

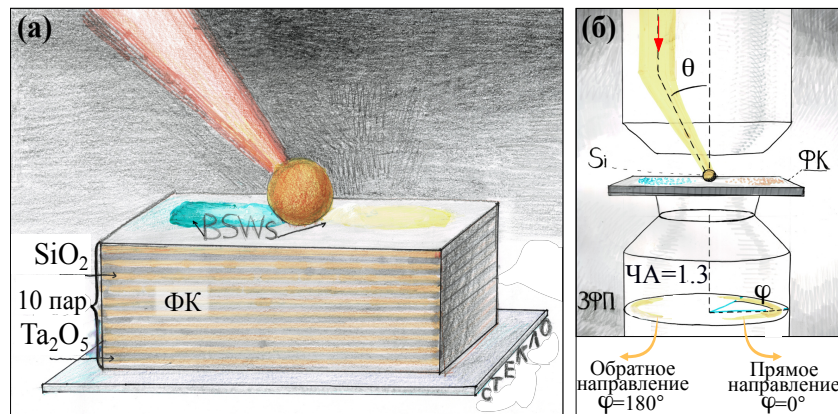


**Рис. 1:** Схематическое изображение установки микроскопии задней фокальной плоскости. Обозначения: ПФП – передняя фокальная плоскость, пПФП – промежуточное изображение ПФП, ЗФП – задняя фокальная плоскость, пЗФП – промежуточное изображение ЗФП,  $f$  – фокусное расстояние. Красными линиями показан ход лучей изображения ПФП, а чёрными линиями – ЗФП.

заведения (до образца) и канал детектирования (после образца). В канале де-

тектирования с помощью собирающего объектива исследуется рассеянное излучение или излучение утечки из волноводных мод. Для анализа собранного излучения используется 4f оптическая система, позволяющая воспроизводить расположенное внутри объектива изображение ЗФП вне объектива, а также строить промежуточное изображение образца, расположенного в ПФП и промежуточное изображение ЗФП. Путём установки в этих изображениях диафрагм, масок или лезвий производится блокировка части излучения, что позволяет избавиться от оптических шумов и выделить сигнал, идущий из нужной области образца. Далее излучение делится на два канала, в каждом из которых оно фокусируется на камеру, позволяя одновременно визуализировать ПФП и ЗФП. Внутри одного из каналов можно расположить фотодиод (ФД) или спектрометр для проведения дополнительных измерений.

В качестве платформы, на которой были изготовлены ми-резонансные частицы, был выбран ФК, поддерживающий распространение БПВ на границе с воздухом. Принцип эксперимента, а также схема исследуемого образца представлены на рисунке 2. Идея эксперимента заключается в том, что одиночная кремниевая

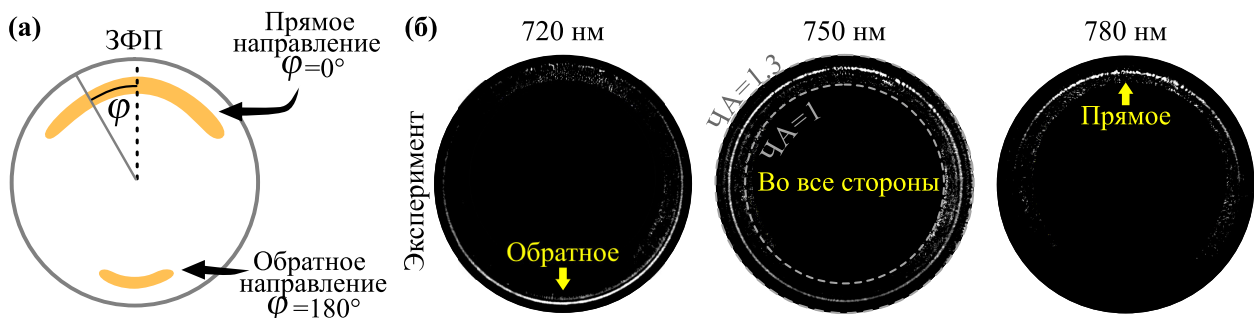


**Рис. 2:** а – Идея спектрально-селективного возбуждения БПВ в результате направленного рассеяния света на резонансной наночастице кремния (Si); б – схема эксперимента по наблюдению направленного возбуждения БПВ. Обозначения: ФК – фотонный кристалл, ЧА – числовая апертура, ЗФП – задняя фокальная плоскость.

наночастица с резонансами типа Ми возбуждает БПВ в разных направлениях при изменении длины волны, за счёт изменения диаграммы рассеяния наночастицы (рис. 2а). Для обеспечения асимметричных относительно плоскости падения диаграмм рассеяния в эксперименте частица освещается лазерным излучением под ненулевым углом падения  $\theta=25^\circ$ . В качестве метода для изучения свойств возбуждаемых БПВ используется микроскопия ЗФП. Образец (рис. 2б) представлял из себя кремниевые наночастицы, нанесённые методом обратного лазерного переноса [1] на поверхность ФК, расположенного на покровном стекле толщиной 170 мкм. ФК состоял из 10 пар чередующихся диэлектрических слоёв диоксида кремния  $\text{SiO}_2$  и пентаоксида тантала  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ , где верхним слоем был слой  $\text{SiO}_2$ . Толщины слоёв ФК  $d_{\text{SiO}_2}=204$  нм,  $d_{\text{Ta}_2\text{O}_5}=143$  нм были подобраны таким образом, чтобы фотонный кристалл имел возможность поддерживать ТЕ-поляризованные БПВ в диапазоне длин волн от 650 нм до 900 нм. Было обнаружено, что ча-

стицы имеют форму приплюснутого сфероида, для которого соотношение полярного диаметра к экваториальному диаметру составляет 0.85-0.92. В дальнейшем под диаметром частицы будет пониматься экваториальный диаметр. В эксперименте используются частицы с диаметрами 150 нм, 160 нм, 190 нм и 210 нм. Моды БПВ обладают эффективным показателем преломления  $n_{\text{эфф}}$ , превышающим 1. Под эффективным показателем преломления БПВ понимается отношение постоянной распространения БПВ  $k_{\text{БПВ}}$  к волновому вектору падающего излучения в вакууме  $k_0$ . Часть энергии БПВ излучается («утекает») в распространяющиеся вглубь ФК электромагнитные волны под углами  $\theta_i$ , превышающими угол полного внутреннего отражения. Такое излучение утечки может быть собрано высокоапертурным объективом через подложку. При этом  $n_{\text{эфф}} = n_{\text{подложка}} * \sin \theta_i$ , где  $n_{\text{подложка}}$  – показатель преломления подложки. Направление распространения БПВ можно визуализировать, построив изображение ЗФП собирающего объектива, в котором исследуемая БПВ представляет собой узкое кольцо с разной яркостью в зависимости от азимутального угла  $\varphi$ , отсчитываемого от плоскости падения. Интенсивность света в кольце для определённого азимутального угла  $\varphi$  соответствует количеству энергии БПВ, распространяющейся вдоль поверхности фотонного кристалла в этом направлении. Таким образом, анализируя зависимость интенсивности излучения утечки от азимутального угла, можно определить направленность БПВ, возбуждаемых наночастицей. Например, если возбуждение БПВ происходит преимущественно вперёд и лишь немного назад, то в ЗФП кольцо будет состоять из двух дуг: яркой дуги, соответствующей распространению БПВ «вперёд», и менее яркой – возбуждению «назад».

Для исследуемых частиц были сделаны фотографии ЗФП для различных длин волн накачки в спектральном диапазоне от 680 нм до 800 нм с шагом 10 нм. На рисунке 3а показана схема наблюдаемых в ЗФП эффектов. Распространение



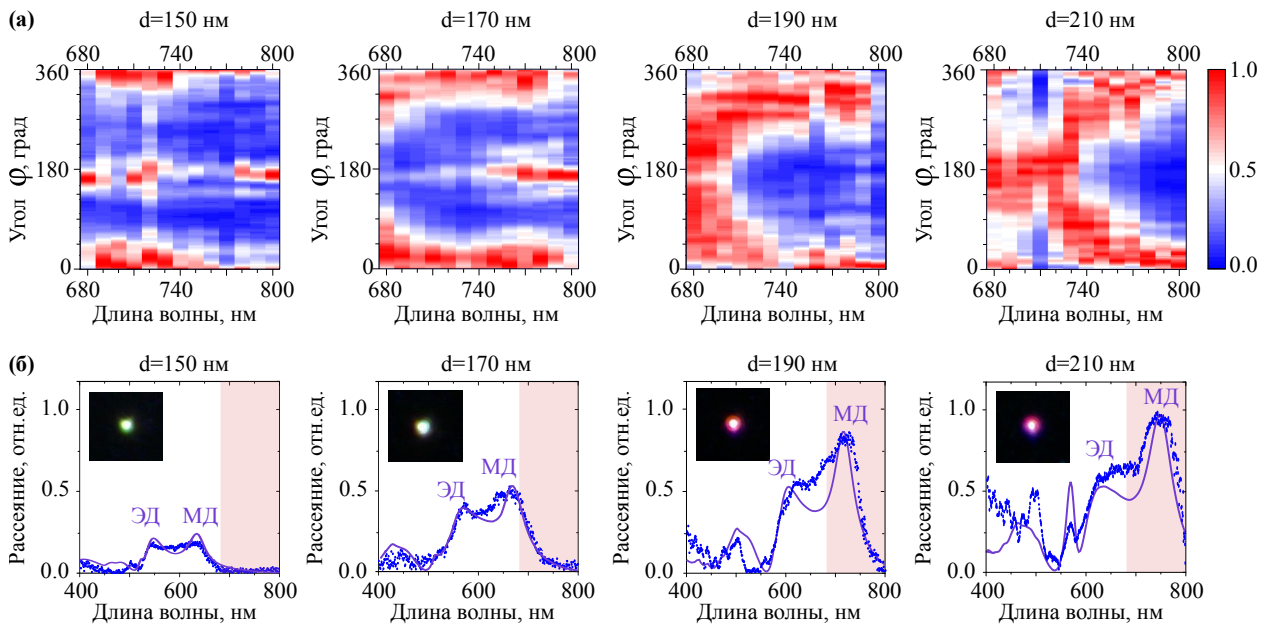
**Рис. 3:** а – Схема распределения излучения утечки БПВ в задней фокальной плоскости (ЗФП); б – экспериментальные изображения ЗФП для длин волн 720 нм, 750 и 780 нм при возбуждении БПВ наночастицей диаметром 210 нм.

«вперёд» соответствует азимутальному углу  $\varphi=0^\circ$ , а распространение «назад» – углу  $\varphi=180^\circ$ . Экспериментальные изображения ЗФП для большой наночастицы с диаметром 210 нм для трёх длин волн накачки – 720 нм, 750 нм и 780 нм – представлены на рисунке 3б. На фотографиях видно три разных случая возбуждения БПВ: распространение БПВ происходит в основном «назад» на длине волны 720 нм (т.е. обратное возбуждение), распространение наблюдается во всех направлениях на длине волны 750 нм, а также распространение в основном «впе-



рѐд» на длине волны 750 нм (т.е. прямое возбуждение). Аналогичное направленное возбуждение наблюдается и в численных расчѐтах.

Изменяя длину волны излучения можно построить спектрально-угловые карты направленности БПВ, получающиеся из обработки изображений ЗФП для разных длин волн. Каждая точка фотографий ЗФП характеризуется значениями волнового вектора света  $n_{эфф}$  и азимутального угла распространения  $\varphi$ . БПВ, имеющая постоянное значение волнового вектора независимо от направления распространения, на изображении ЗФП выглядит как кольцо с ненулевой толщиной с  $\Delta n_{эфф} \sim 0.03$ . Проинтегрировав значения интенсивностей пикселей в диапазоне  $n_{эфф} \pm \Delta n_{эфф}$  для каждого значения  $\varphi$ , можно получить эффективность возбуждения БПВ как функцию азимутального угла  $\varphi$ . На рисунке 4а представлены трёхмерные карты эффективности возбуждения БПВ в зависимости от длины волны накачки и азимутального угла  $\varphi$ , измеренные для частиц различного размера. На рисунке 4а видно, что для частиц малого размера с диа-



**Рис. 4:** а – Экспериментальная эффективность возбуждения БПВ в зависимости от длины волны накачки и азимутального угла  $\varphi$  для различных диаметров наночастиц ( $d=150$  нм, 170 нм, 190 нм и 210 нм); б – экспериментальные (синие точки) и расчѐтные (фиолетовые кривые) спектры рассеяния частиц. Красные области соответствуют спектральному диапазону измерений 680 нм–800 нм. На вставках показаны темнопольные изображения соответствующих наночастиц. Обозначения: ЭД – электрический дипольный резонанс, МД – магнитный дипольный резонанс.

метрами  $d=150$  нм и  $d=170$  нм, БПВ возбуждаются преимущественно «вперѐд» во всѐм исследованном спектральном диапазоне от 680 нм до 800 нм, а также слабо возбуждаются в направлении «назад». Однако при увеличении размера частиц, например для  $d=190$  нм, возбуждение в обратном направлении на коротких длинах волн становится более эффективным и сопоставимым по величине с возбуждением «вперѐд». И уже для больших частиц с размером  $d=210$  нм на длинах волн от 680 нм до 730 нм излучение в прямом направлении подавляется, и преобладает распространение БПВ в обратном направлении ( $\varphi=180^\circ$ ). При этом

в диапазоне длин волн от 730 нм до 760 нм наблюдается изменение направления распространения (переключение) БПВ с направления «назад» на направление «вперёд». Для длины волны более 760 нм наблюдается уже возбуждение БПВ в прямом направлении. Известно, что при увеличении размеров рассеивающих частиц спектральное положение резонансов типа Ми смещается в красноволновую область спектра [2]. Поэтому спектральное положение области переключения БПВ будет также зависеть от размера этой частицы. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с результатами численных расчётов. Таким образом, исследуемые наночастицы могут использоваться в качестве субволновых переключателей (демультиплексоров) в спектральной области шириной всего 30 нм (от 730 нм до 760 нм).

Измеренные и рассчитанные спектры рассеяния исследуемых частиц представлены на рисунке 46. Спектральная область наблюдаемого переключения направления БПВ соответствует спектральному положению магнитного дипольного резонанса частицы. Возбуждение БПВ в прямом направлении происходит на длинноволновом краю магнитного дипольного резонанса частицы, а в обратном – на коротковолновом. В области электрического дипольного резонанса преобладающим является возбуждение БПВ в обратном направлении. Варьирование параметров системы, таких как толщина слоёв ФК, материалы и размеры частиц, позволяет получать более сложные диаграммы возбуждения БПВ [A1]. Управление законом дисперсии поддерживаемых мод путём изменения геометрии ФК позволяет сместить спектральную область наблюдаемого переключения в видимую часть спектра.

Использование ми-резонансных наночастиц для возбуждения БПВ оправдано также и с точки зрения эффективности возбуждения. С помощью численных расчётов для различных размеров поперечного сечения лазерного Гауссова пучка была определена эффективность возбуждения БПВ в схеме Кречманна для длины волны 750 нм: для диаметров пучка 1 мкм, 5 мкм и 10 мкм эффективность составляет 0.5%, 3% и 7% соответственно. Эффективность возбуждения БПВ с помощью частицы с размером  $d=210$  нм составляет 8%, 2% и 1% для таких же диаметров. С уменьшением своего размера пучок становится более расходящимся, и поэтому меньшее количество угловых компонент волнового вектора может совпадать с условиями резонанса, что снижает эффективность возбуждения волны в схеме Кречманна. Таким образом, для сильно сфокусированных пучков предложенный метод возбуждения БПВ с помощью ми-резонансной наночастицы оказывается более эффективным по сравнению со схемой Кречманна.

**Третья глава** посвящена экспериментальному наблюдению распространения БПВ, а также изучению их модового состава внутри полимерных волноводов на поверхности ФК. Изучаются полимерные диэлектрические волноводы, изготовленные методом двухфотонной лазерной литографии (ДЛЛ) на поверхности ФК, поддерживающего распространение БПВ. Максимум поля БПВ находится в слое полимера. В качестве метода визуализации модового состава БПВ в полимерных волноводах используется метод микроскопии утечки излучения.

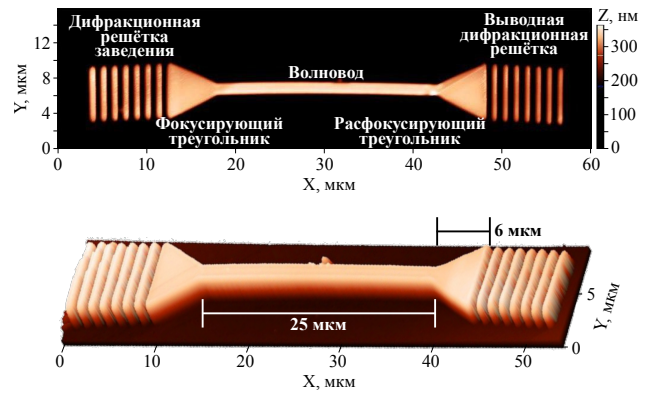
ФК расположен на покровном стекле толщиной 170 мкм и состоит из чередующихся пар слоёв диоксида кремния  $\text{SiO}_2$  и пентаоксида тантала  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ , где верхним

слоем является слой  $Ta_2O_5$ . Толщины слоёв соответствовали брэгговской длине волны 810 нм и равнялись 140 нм для  $SiO_2$  и 98 нм для  $Ta_2O_5$ . В качестве верхнего слоя был выбран слой  $Ta_2O_5$  с высоким показателем преломления, поэтому на свободной поверхности фотонного кристалла на границе с воздухом БПВ не может существовать, и необходимым условием возбуждения БПВ является наличие слоя диэлектрика [3]. Таким диэлектриком на поверхности ФК может служить слой полимера SU-8, используемого в ДЛЛ [A6].

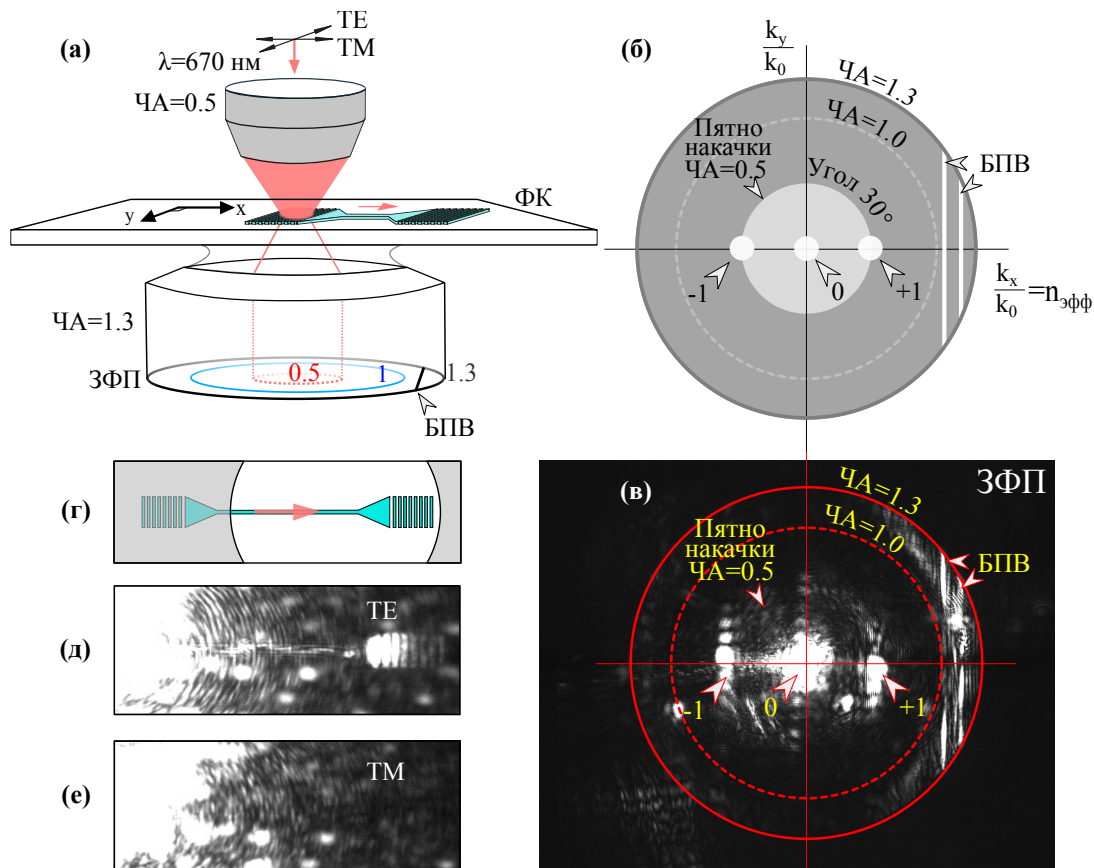
Исследуемые волноводные структуры состояли из двух дифракционных решёток, двух треугольников (фокусирующего и расфокусирующего) и волновода между ними. Изображение волноводной структуры представлено на рисунке 5. Дифракционная решётка используется в качестве способа возбуждения БПВ. Период решётки составляет 1340 нм и был подобран таким образом, чтобы второй порядок дифракции для длины волны накачки  $\lambda=670$  нм был направлен вдоль поверхности волновода. Фокусирующий треугольник используется для увеличения эффективности возбуждения БПВ в узком волноводе [4].

В эксперименте изучалось большое число образцов волноводов с варьированием геометрических параметров, диапазоны которых были следующие: ширина волновода задавалась количеством проходов лазерной перетяжки при экспонировании и составляла 0.9 мкм–3 мкм, высота всей волноводной структуры задавалась толщиной полимерной плёнки и составляла 170 нм–220 нм. Ширина и период дифракционной решётки были зафиксированы и составляли 6 мкм и 1340 нм соответственно, длина и основание треугольников составляли 6 мкм, длина волновода была равна 25 мкм.

Исследование распространения БПВ в волноводе осуществляется с помощью микроскопии ЗФП и сопоставления ЗФП с характеристиками волновода. Принцип формирования изображения ЗФП, позволяющего визуализировать распространение мод БПВ, проиллюстрирован на рисунке 6а. В эксперименте ТЕ-поляризованное (перпендикулярное оси волновода) лазерное излучение фокусируется на решётке заведения. Рассеянное на ней излучение по направлению  $m=\pm 1$  дифракционных порядков распространяется под углами  $\theta_{\pm 1}=\pm 30^\circ$ , чему в ЗФП соответствуют два ярких пятна слева и справа от центрального пятна (рис. 6б). Излучение утечки БПВ детектируется с помощью собирающего объектива за углами, превышающими угол полного внутреннего отражения. Проекция волнового вектора БПВ на ось, вдоль которой расположен волновод, будет постоянной, вследствие чего моды БПВ в ЗФП будут выглядеть как яркие вертикальные полосы. Величина  $n_{эфф}$  для каждой волноводной моды БПВ находится с помощью определения расстояния  $D$  между полосой и центром кольца



**Рис. 5:** Характерное АСМ изображение волноводной структуры.



**Рис. 6:** а – Схема эксперимента по возбуждению и характеристике блоховских поверхностных волн (БПВ) в волноводах, б – схема расположения дифракционных пятен и мод БПВ в изображении задней фокальной плоскости (ЗФП), в – фотография ЗФП при фокусировании лазерным излучением 670 нм во входную дифракционную решётку волновода; поляризационная чувствительность созданных волноводов: г – схема эксперимента по демонстрации поляризационной чувствительности мод БПВ, д,е – прямое изображение при освещении ТЕ- и ТМ- поляризованным излучением лазерного диода. Обозначения: ЧА – числовая апертура, ФК – фотонный кристалл.

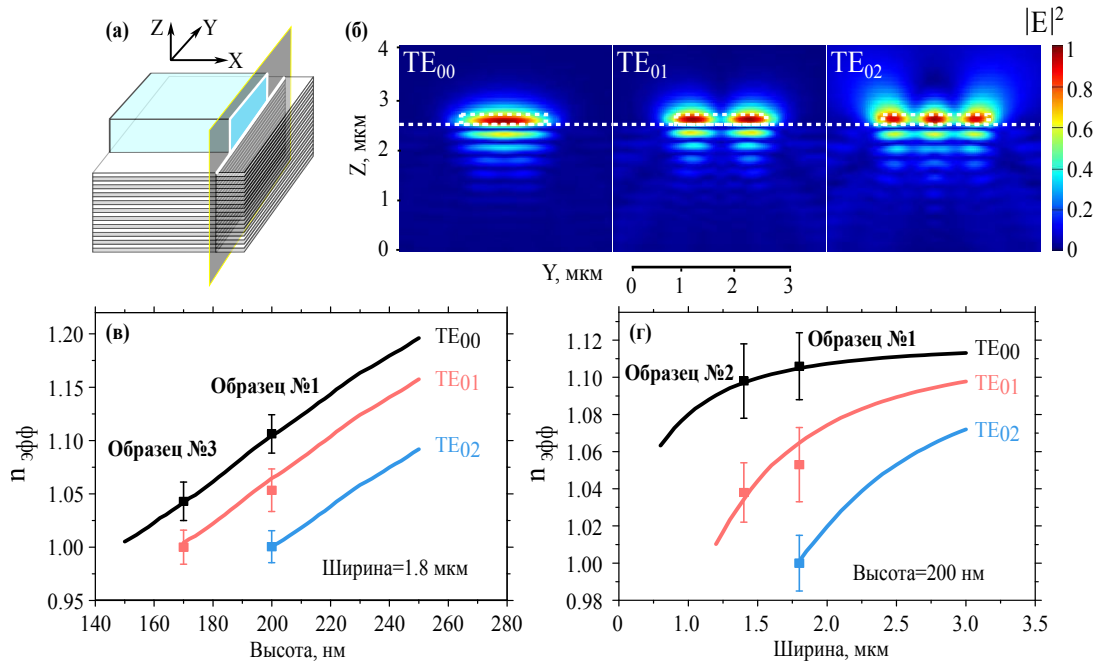
с  $\text{ЧА}=1$  и равно  $\frac{D}{R_{\text{ЧА}=1}}$ . Поскольку  $n_{\text{эфф}} > 1$ , то полосы находятся за пределами кольца с  $\text{ЧА}=1$ . Экспериментальная картина ЗФП представлена на рисунке 6в. На ней видны центральное яркое пятно, соответствующее прошедшему насквозь излучению накачки, а также два пятна поблизости, соответствующие первым дифракционным порядкам. Также на рисунке 6в видны яркие вертикальные полосы в области  $\text{ЧА} \in [1; 1.3]$ , соответствующие модам БПВ, распространяющимся в волноводе.

На рисунке 6г показана схема эксперимента, в котором освещается левая решётка волновода ТЕ- и ТМ- поляризованным светом (рис. 6д,е соответственно), а в поле зрения камеры попадает лишь излучение, выходящее из волновода и правой решётки. Видно, что только на изображении для ТЕ-поляризованного света (рис. 6д) в его правой части существует яркое пятно, соответствующее излучению, рассеянному из правой дифракционной решётки. В это же время для ТМ-поляризованного света такого пятна в этой области уже не обнаружено. По-



сколькx в работе используется ФК, поддерживающий распространение только TE-поляризованного излучения БПВ [5], то подобная поляризационная чувствительность может являться дополнительным доказательством возбуждения БПВ.

Сопоставляя экспериментальные результаты, полученные с помощью метода микроскопии утечки, с численными расчётами, модель которых изображена на рисунке 7а, можно определить количество мод БПВ и их  $n_{\text{эфф}}$ . Расчёты вы-

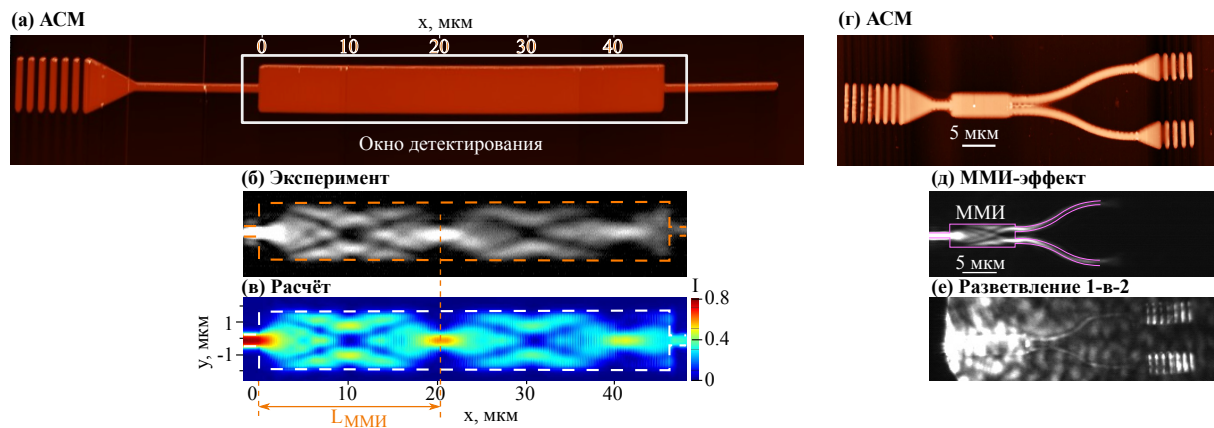


**Рис. 7:** а – Схематическое изображение модели волновода с плоскостью его поперечного сечения; б – распределение электрического поля в поперечном сечении волновода для различных мод БПВ, поддерживаемых волноводом, чьи размеры соответствуют образцу №1; в – зависимость эффективного показателя преломления от высоты волновода для различных мод БПВ при фиксированной ширине волновода 1800 нм (эксперимент – точки, теория – сплошная кривая); г – зависимость эффективного показателя преломления от ширины волновода для различных мод БПВ при фиксированной высоте волновода 200 нм (эксперимент – точки, теория – сплошная кривая).

полнены в виде зависимости квадрата электрического поля  $|E|^2$  от координат  $Y$  и  $Z$  в поперечном сечении для трёх мод TE<sub>00</sub>, TE<sub>01</sub> и TE<sub>02</sub>. Видно, что волновод с шириной 1800 нм поддерживает одновременное распространение трёх мод БПВ (рис. 7б). Были произведены расчёты эффективных показателей преломления  $n_{\text{эфф}}$  в зависимости от высоты волновода при фиксированной ширине и от ширины волновода при фиксированной высоте. На рисунках 7в,г расчётные зависимости представлены в виде сплошных линий, а экспериментальные значения  $n_{\text{эфф}}$  представлены в виде точек. При увеличении высоты волновода растёт количество поддерживаемых им мод БПВ. При этом величина эффективного показателя преломления моды растёт линейно с увеличением высоты волновода. Также видно, что при увеличении ширины волновода величина  $n_{\text{эфф}}$  выходит на постоянное значение, соответствующее  $n_{\text{эфф}}$  БПВ в полимерной плёнке на поверхности ФК, и моды становятся ближе к друг другу: разница между

значениями  $n_{\text{эфф}}$  уменьшается. Экспериментальные результаты демонстрируют хорошее согласие с расчётными данными.

Важным свойством исследуемых волноводов является то, что в одном волноводе может наблюдаться интерференция нескольких мод БПВ, число которых зависит от ширины волновода. Этот эффект называется многомодовой интерференцией (ММИ) и проявляется в периодическом воспроизведении профиля электрического поля при распространении излучения в волноводе [6]. АСМ изображение исследуемой волноводной структуры, поддерживающей эффект ММИ, представлено на рисунке 8а. Волноводная структура, изготовленная из полимера



**Рис. 8:** Эффект многомодовой интерференции (ММИ) для волноводов, поддерживающих БПВ: а – изображение волноводной структуры с атомного силового микроскопа (АСМ), б – экспериментальное изображение распространения БПВ в многомодовом волноводе, полученное методом микроскопии утечки излучения, в – расчёт распределения ближнего поля БПВ в многомодовом волноводе (пунктир – расположение многомодового волновода). Волноводный разветвитель для БПВ на основе эффекта ММИ: г – АСМ изображение ММИ-разветвителя, д – изображение ММИ-разветвителя с пространственной фильтрацией в пЗФП (сплошная линия – расположение волновода), е – изображение без пространственной фильтрации.

SU-8 на поверхности фотонного кристалла, представляет из себя дифракционную решётку, фокусирующий треугольник, а также узкий одномодовый волновод, после которого расположен широкий волновод (ММИ-волновод), в котором возбуждается набор различных мод БПВ (рис. 8а). В задаче рассматривались образцы с ММИ-волноводом шириной от 1.2 мкм до 4.4 мкм, позволяющие возбуждать моды высоких порядков  $TE_{02}$ - $TE_{06}$ , длина была фиксированной и составляла 46 мкм. Высота всей структуры задаётся высотой полимерной плёнки при экспонировании и составляет 210 нм. Зависящие от ширины волновода параметры, такие как количество мод и их эффективные показатели преломления, влияют на вид интерференционной картины внутри ММИ-волновода. Распределение электрического поля БПВ внутри структуры может быть визуализировано с помощью микроскопии утечки излучения [7].

На рисунке 8б продемонстрирован эффект ММИ для волноводной структуры с ММИ-волноводом шириной 3.3 мкм и длиной 46 мкм. Видны яркие пятна, представляющие максимумы интенсивности и соответствующие распределению электрического поля БПВ внутри структуры. Данное распределение носит перио-

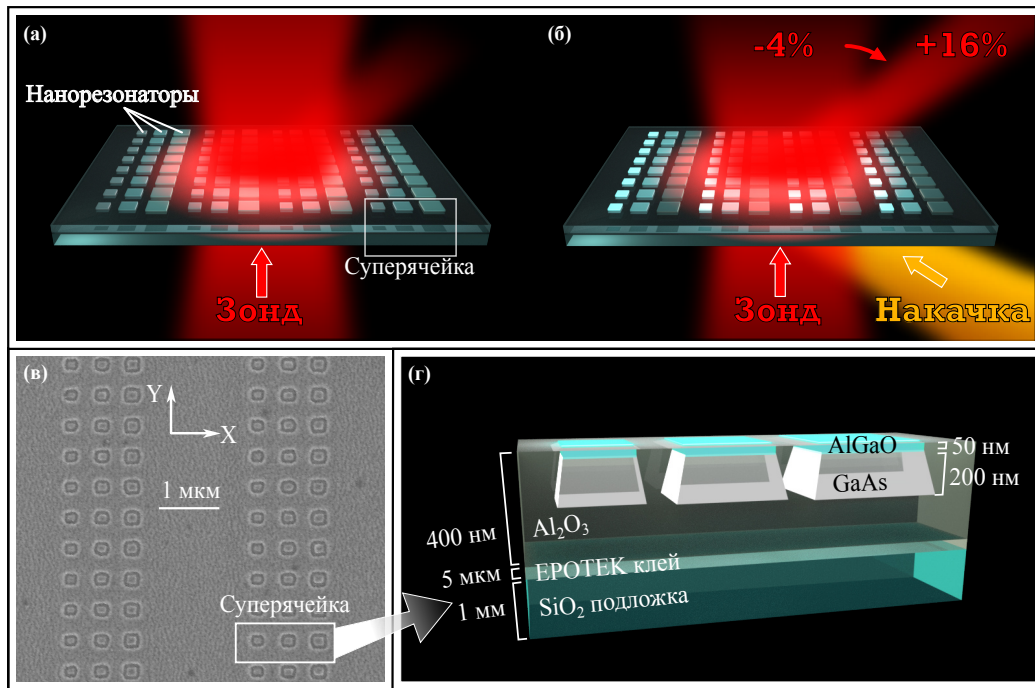
дический характер, период интерференции  $L_{\text{ММИ}}$  составляет около 20 мкм. Полученный результат совпадает с численным расчётом для интенсивности ближнего поля БПВ 8в.

Важным свойством эффекта ММИ является то, что на расстоянии  $L_{\text{ММИ}}/2 = 10$  мкм от входа в ММИ-волновод поле локализуется в двух точках. Также на рисунках 8б,в можно увидеть и места локализации в трёх (на расстоянии  $L_{\text{ММИ}}/3$ ) и более точках. Для ММИ-волновода, поддерживающего распространение не менее  $N$  мод, место локализации поля в  $N$  точках удалено от входа в ММИ-волновод на расстояние, кратное  $L_{\text{ММИ}}/N$ . Если создать образец ММИ-волновода с длиной, соответствующей  $L_{\text{ММИ}}/N$ , и с выходами в областях локализации, то можно создать разветвитель из 1 канала в  $N$  каналов.

В качестве примера на рисунке 8г продемонстрирован разветвитель для БПВ из одного входа на два выхода с использованием эффекта ММИ. Длина и ширина ММИ-волновода составляют 9.4 мкм и 3.2 мкм соответственно. На выходе из ММИ-волновода расположены одномодовые волноводы на расстоянии 1.65 мкм друг от друга. На рисунке 8д с помощью микроскопии утечки излучения продемонстрирован процесс деления БПВ из одного входа на два выхода с помощью эффекта ММИ. Результат получен путём перекрытия области ЗФП, соответствующей  $\text{ЧА} < 1$ . На рисунке 8е показан этот волновод, но уже без какой-либо фильтрации в пЗФП; видно, что две выводные решётки рассеивают излучение БПВ. Таким образом, микроскопия утечки излучения является хорошим инструментом для визуализации распространяющихся мод БПВ и их интерференции как в прямом изображении, так и в пространстве волновых векторов, построенном в ЗФП собирающего объектива.

**Четвёртая глава** посвящена экспериментальному изучению сверхбыстрой модуляции первых порядков дифракции лазерного излучения на полупроводниковых метаповерхностях, состоящих из ми-резонансных субволновых частиц из арсенида галлия.

Основной принцип исследуемого сверхбыстрого оптического управления дифракцией света на метаповерхности изображён на рисунке 9. В работе используется метаповерхность, состоящая из периодически расположенных ячеек, каждая из которых состоит из близкорасположенных частиц (нанорезонаторов) разного размера, поддерживающих резонансы типа Ми. В направлении оси  $X$  период между ячейками составляет 3 мкм, что позволяет наблюдать порядки дифракции на длине волны зондирующего излучения и, таким образом, позволяет метаповерхности действовать как одномерная дифракционная решетка. Вдоль другой оси  $Y$  период составляет 0.5 мкм. Нанорезонаторы спроектированы таким образом, что каждая суперячейка формирует градиентный фазовый профиль рассеянного на метаповерхности света, увеличивающий интенсивность света в одном из направлений. На рисунке 9а видно, что интенсивность порядков дифракции света вправо (порядки с номером  $m < 0$ ) выше, чем интенсивность порядков дифракции влево (порядки с номером  $m > 0$ ). Размеры частиц в ячейке подбираются так, чтобы МД резонансы частиц приходились на спектральную область зондирующего излучения, при этом спектральное положение МД резонанса сдвигается в коротковолновую область спектра по мере уменьшения размера частицы. При

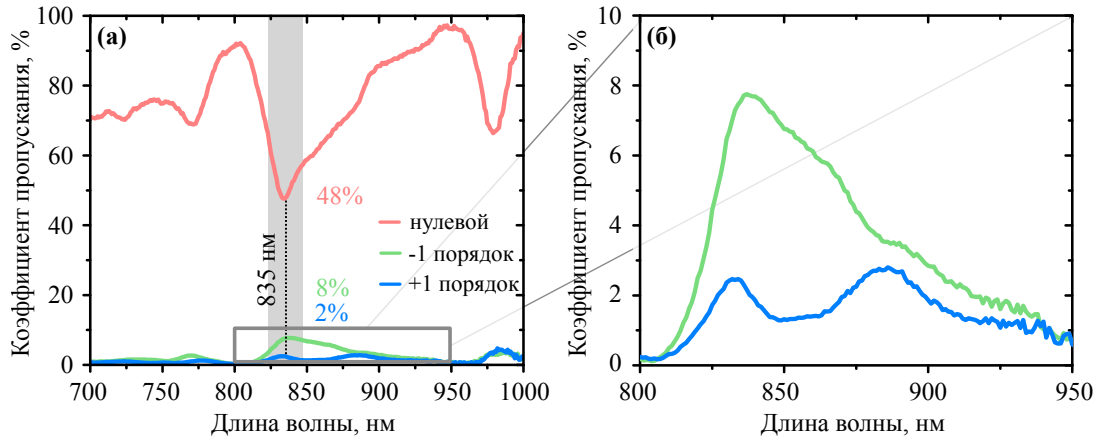


**Рис. 9:** Метаповерхность для сверхбыстрого переключения: а,б – дифракция импульса зонда на метаповерхности в схеме «накачка-зонд» до прихода импульса накачки (а) и после (б), в – РЭМ изображение метаповерхности, г – схема ячейки метаповерхности.

облучении метаповерхности светом накачки эти сдвиги изменяются по-разному в зависимости от расстройки между длиной волны накачки и спектральным положением МД резонанса. Связано это с тем, что при такой накачке частицы внутри ячейки в зависимости от их размера поглощают разное количество энергии накачки. Благодаря инъекции свободных носителей, это приводит к неравномерной модуляции показателей преломления частиц в суперячейке и, как следствие, к изменению фазового профиля волны света, рассеянного суперячейкой. Для зондирующего излучения эффект проявляется в перераспределении световой энергии между порядками дифракции в виде увеличения интенсивности выбранного порядка дифракции (рис. 9б). Типичное время модуляции интенсивности определяется динамикой свободных носителей и обычно составляет несколько пикосекунд для большинства прямозонных полупроводников [8].

В эксперименте используется метаповерхность с ячейками, состоящими из трёх частиц из кристаллического арсенида галлия, имеющих форму усечённых пирамид с высотой 200 нм, пассивированных в слое  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и покрытых слоем  $\text{AlGaO}$  толщиной 50 нм. РЭМ изображение метаповерхности и схема ячейки представлены на рисунках 9в,г. Для исследования сверхбыстрой динамики интенсивности дифракционных максимумов метаповерхности в эксперименте использовалась спектроскопия «накачка-зонд» на основе фемтосекундного лазера. В эксперименте регулировалось время задержки между импульсами накачкой и зондом, длина волны изменялась в спектральном диапазоне 700 нм-1000 нм. Наблюдение дифракционных порядков происходит с помощью микроскопии исследуемого образца в ПФП и в ЗФП собирающего объектива.

Под коэффициентом пропускания  $T$  для дифракционного порядка в работе понимается отношение интенсивности света в этом дифракционном порядке к общей интенсивности падающего света. Эта величина измеряется расположенным в ЗФП фотодиодом. Спектр коэффициента пропускания метаповерхности в направлении  $m=0$  и  $m=\pm 1$  дифракционных порядков продемонстрирован на рисунке 10а. Для нулевого дифракционного порядка в спектральной области дли-

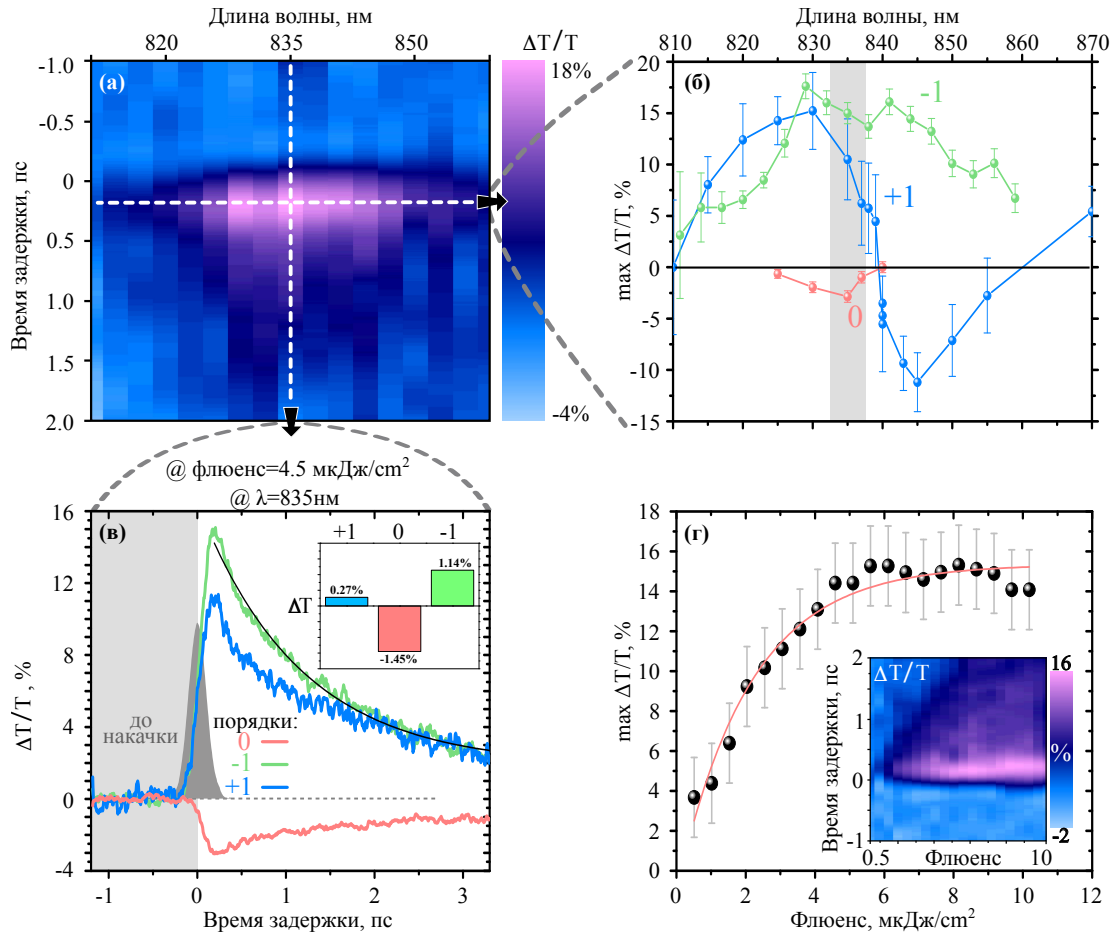


**Рис. 10:** а – Измеренная спектральная зависимость коэффициента пропускания для трёх дифракционных порядков, б – увеличенная область спектра в диапазоне длин волн 800 нм-950 нм. Красная линия соответствует порядку  $m=0$ , синяя – порядку  $m=+1$ , зелёная – порядку  $m=-1$ .

ны волн 835 нм наблюдается уменьшение пропускания. При этом пропускание для  $m=-1$  порядка дифракции увеличивается и становится значительно больше пропускания для  $m=+1$  порядка. На рисунке 10б показаны зависимости коэффициентов пропускания для дифракционных порядков  $m=\pm 1$  в области спектра 800 нм-950 нм. Максимальное значение коэффициента пропускания для  $m=-1$  дифракционного порядка достигает 8% на длине волны 835 нм. На этой же длине волны наблюдается минимум пропускания нулевого порядка, величина которого составляет 48%. Провал на длине волны 835 нм связан с возбуждением МД резонансов в наночастицах, что подтверждается численными расчётами. Полученные экспериментальные результаты демонстрируют хорошее согласие с расчётами.

На рисунке 11а показана зависимость относительного изменения  $\Delta T/T$  для  $m=-1$  дифракционного порядка от времени задержки и длины волны накачки, полученная при значении флюенса  $4.5 \text{ мкДж/см}^2$ . Величина  $\Delta T/T$  достигает максимального значения, равного 16%, в диапазоне длин волн от 830 нм до 840 нм. На рисунке 11б продемонстрирована зависимость максимального значения  $\Delta T/T$  для  $m=-1$  порядка дифракции от длины волны накачки при фиксированных времени задержки  $\Delta t = 200 \text{ фс}$  и флюенсе излучения накачки, равном  $4.5 \text{ мкДж/см}^2$ . Видно, что во всём спектральном диапазоне наблюдается усиление интенсивности света в  $m=-1$  порядке дифракции с максимумом на длине волны 835 нм. Для нулевого порядка в области длин волн 830 нм-840 нм наблюдается резонанс величины  $\Delta T/T$ , принимающей отрицательные значения, при этом вне этой спектральной области величина  $\Delta T/T$  равна нулю в пределах погрешности измерения. В свою очередь, величина  $\Delta T/T$  для  $m=+1$  дифракционного поряд-





**Рис. 11:** а – Экспериментальная зависимость относительной модуляции  $\Delta T/T$  для  $m=-1$  порядка дифракции от длины волны накачки и времени задержки между зондом и накачкой; б – спектр  $\Delta T/T$  при фиксированных времени задержки  $\Delta t = 200$  фс и флюенсе  $4.5 \text{ мкДж/см}^2$ ; в – зависимость  $\Delta T/T$  от времени задержки для  $m=0, \pm 1$  дифракционных порядков при длине волны накачки 835 нм и флюенсе  $4.5 \text{ мкДж/см}^2$  (вставка: абсолютные значения изменения пропускания  $\Delta T/T$  для  $m=0, \pm 1$  дифракционных порядков при  $\Delta t = 200$  фс); г – зависимость максимальной величины  $\Delta T/T$  для  $m=-1$  дифракционного порядка от величины флюенса (при  $\Delta t = 200$  фс) (вставка: зависимость  $\Delta T/T$  для  $m=-1$  дифракционного порядка от  $\Delta t$  и величины флюенса).

ка сравнима по максимальному значению с  $\Delta T/T$  для  $m=-1$  порядка, но имеет немонотонную спектральную зависимость, пересекающую ноль и достигающую отрицательного значения  $-12\%$  в окрестности длины волны 845 нм.

На рисунке 11в показана зависимость  $\Delta T/T$  для  $m=0, \pm 1$  порядков дифракции от времени задержки между импульсами при фиксированной длине волны 835 нм и флюенсе, равном  $4.5 \text{ мкДж/см}^2$ . Для всех трёх порядков максимальное значение модуляции достигается при  $\Delta t = 200$  фс, после чего наблюдается релаксация сигнала на масштабе 1.5 пс, характерном для арсенида галлия [8]. Видно, что для  $m=-1$  порядка дифракции величина  $\Delta T/T$  достигает 15% при времени задержки между импульсами в 200 фс, при этом в нулевом порядке дифракции  $\Delta T/T$  составляет  $-3\%$ . Модуляция интенсивности более чем на 10% также наблюдается для  $m=+1$  порядка дифракции. На вставке к рисунку 11в показана

но абсолютное изменение интенсивности порядков при задержке в 200 фс, демонстрирующее перераспределение энергии между дифракционными порядками. Суммарное увеличение интенсивностей  $m=\pm 1$  порядков дифракции в пределах погрешностей равно суммарному уменьшению интенсивности нулевого порядка.

На рисунке 11г показана зависимость максимального значения  $\Delta T/T$  для  $m=-1$  дифракционного порядка от флюенса на резонансной длине волны 835 нм. Видно, что модуляция до нескольких процентов в  $m=-1$  порядке дифракции наблюдается даже при очень слабых значениях флюенса менее  $1 \text{ мкДж/см}^2$ . В диапазоне значений флюенса  $1-4 \text{ мкДж/см}^2$  наблюдается рост максимальной величины  $\Delta T/T$ , выходящей на постоянное значение при величинах флюенса  $4-6 \text{ мкДж/см}^2$ , которое составляет 15%. Важно отметить, что в данной работе величина изменения интенсивности в 10-15% для  $m=-1$  порядка дифракции продемонстрирована для низкого значения флюенса  $3-10 \text{ мкДж/см}^2$ , тогда как в других экспериментальных работах, в которых исследуется сверхбыстрая модуляция коэффициента отражения или пропускания с помощью полупроводниковых метаповерхностей, значения 10-15% достигаются при использовании на несколько порядков большего значения флюенса [8].

Продемонстрированный эффект можно объяснить с помощью комбинации нескольких явлений. Поскольку площадь, занимаемая частицами, относительно всей площади метаповерхности составляет 8%-10%, то величина прошедшего сквозь метаповерхность света является существенной. Наблюдаемый после метаповерхности сигнал является результатом интерференции прошедшей сквозь метаповерхность волны света и рассеянной волны света на метаповерхности. Общая амплитуда сечения рассеяния при лазерной накачке частиц увеличивается за счёт уменьшения поглощения в материале наночастиц, что приводит к общему просветлению всей метаповерхности в указанном спектральном диапазоне [9]. Однако за счёт задержки света внутри материала частиц фазы для прошедшего и рассеянного полей различаются на величину, близкую к  $\pi$ . Это приводит к тому, что рассеянная волна света и прошедшая волна света находятся в противофазе. Например, в направлении нулевого порядка дифракции волны рассеянного и прошедшего света деструктивно интерферируют друг с другом, поэтому величина  $\Delta T/T$  для нулевого порядка является отрицательной. При этом для  $m=-1$  дифракционного порядка наблюдается увеличение общей интенсивности света, поскольку под углом, соответствующим этому дифракционному порядку, распространяется только волна рассеянного света. Подобные изменения интенсивности света в направлении дифракционных порядков с  $m=0$  и  $m=-1$  можно интерпретировать как эффект управления дифракцией света на метаповерхностях.

## Заключение

Основные результаты диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом.

- 1) Отработана экспериментальная методика обнаружения и изучения резонансных оптических состояний в субволновых объектах, объединяющая:
  - микроскопию задней фокальной плоскости с фильтрацией в пространстве волновых векторов рассеянного излучения;
  - микроскопию утечки излучения поверхностных состояний в фотонных кристаллах и волноводных структурах;
  - времяразрешающую спектроскопию «накачка-зонд» с субпикосекундным временем разрешения.
- 2) Обнаружен эффект возбуждения блоховских поверхностных волн (БПВ) на поверхности одномерного фотонного кристалла с помощью расположенной на нём одиночной субволновой кремниевой частицы с резонансами типа Ми. Продемонстрировано спектрально-селективное возбуждение БПВ в прямом и обратном направлениях при наклонном падении излучения. Показано переключение направления распространения БПВ в пределах спектрального диапазона 30 нм с преимущественно прямого на длине волны 750 нм на преимущественно обратное на длине волны 720 нм. Возбуждение БПВ в прямом направлении происходит на длинноволновом краю магнитного дипольного резонанса частицы, а в обратном направлении – на коротковолновом.
- 3) Метод оптической микроскопии утечки излучения применён для характеристики модового состава блоховских поверхностных электромагнитных волн в волноводных структурах на поверхности одномерного фотонного кристалла. Визуализированы моды  $TE_{00}$ ,  $TE_{01}$  и  $TE_{02}$  и их комбинации в планарных волноводах с высотой от 170 нм до 215 нм и шириной от 1.4 мкм до 2 мкм, а также многомодовая интерференция мод  $TE_{00}$ - $TE_{06}$  в планарных разветвителях с высотой 215 нм и шириной до 4.4 мкм.
- 4) Продемонстрировано субпикосекундное оптическое управление дифракцией света на метаповерхностях, состоящих из тримеров ми-резонансных частиц арсенида галлия и оптимизированных под перераспределение энергии в направлении минус первого порядка дифракции. Обнаружена оптически индуцированная модуляция интенсивности дифракционных максимумов, относительная величина которой в минус первом порядке достигает 15% при плотности энергии накачки  $4.5 \text{ мкДж/см}^2$ . Эффект модуляции происходит вследствие оптической генерации свободных носителей в арсениде галлия, разного изменения показателя преломления разных частиц тримера и соответствующего изменения диаграммы рассеяния метаповерхности. Характерное время модуляции составляет не менее 200 фс, а характерное время релаксации составляет 1.5 пс.



## Список литературы

- [1] Zywiets U., Evlyukhin A. B., Reinhardt C., Chichkov B. N., Laser printing of silicon nanoparticles with resonant optical electric and magnetic responses // *Nature Commun.* – 2014. – Vol. 5, №1.– p. 1–7.
- [2] Fu Y. H., Kuznetsov A. I., Miroschnichenko A. E., Yu Y. F., Luk'yanchuk B. S., Directional visible light scattering by silicon nanoparticles // *Nature Commun.* – 2013. – Vol. 4, №1.– p. 1–6.
- [3] Meade R. D., Brommer K. D., Rappe A. M., Joannopoulos J. D., Electromagnetic bloch waves at the surface of a photonic crystal // *Phys. Rev. B* – 1991. – Vol. 44, №19.– p. 10961.
- [4] Holmgaard T., Bozhevolnyi S. I., Markey L., Dereux A., Krasavin A. V., Bolger P., Zayats A. V., Efficient excitation of dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguide modes at telecommunication wavelengths // *Phys. Rev. B* – 2008. – Vol. 78, №16.– p. 165431.
- [5] Descrovi E., Sfez T., Quaglio M., Brunazzo D., Dominici L., Michelotti F., Herzig H. P., Martin O. J. F., Giorgis F., Guided Bloch surface waves on ultrathin polymeric ridges // *Nano Lett.* – 2010. – Vol. 10, №6.– p. 2087–2091.
- [6] Soldano L. B., Pennings E. C. M., Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications // *J. Lightwave Technol.* – 1995. – Vol. 13, №4.– p. 615–627.
- [7] Stepanov A. L., Krenn J. R., Ditlbacher H., Hohenau A., Drezet A., Steinberger B., Leitner A., Aussenegg F. R., Quantitative analysis of surface plasmon interaction with silver nanoparticles // *Opt. Lett.* – 2005. – Vol. 30, №12.– p. 1524–1526.
- [8] Shcherbakov M. R., Liu S., Zubyuk V. V., Vaskin A., Vabishchevich P. P., Keeler G., Pertsch T., Dolgova T. V., Staude I., Brener I., Fedyanin A. A., Ultrafast all-optical tuning of direct-gap semiconductor metasurfaces // *Nature Commun.* – 2017. – Vol. 8, №1.– p. 17.
- [9] Srivastava A. and Srivastava R. and Wang J. and Kono J., Laser-induced above-band-gap transparency in GaAs // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – Vol. 93, №15.– p. 157401.

### Список опубликованных работ

- [A1] **Gulkin D. N.**, Popkova A. A., Afinogenov B. I., Shilkin D. A., Kuršelis K., Chichkov B. N., Bessonov V. O. & Fedyanin A. A. Mie-driven directional nanocoupler for Bloch surface wave photonic platform. *Nanophotonics*, 10(11), 2939-2947 (2021). (**IF=8.45**, DOI)
- [A2] Abrashitova K. A., **Gulkin D. N.**, Safronov K. R., Kokareva N. G., Antropov I. M., Bessonov V. O. & Fedyanin A. A. Bloch surface wave photonic device fabricated by femtosecond laser polymerisation technique. *Applied Sciences*, 8(1), 63 (2018). (**IF=2.68**, DOI)
- [A3] Safronov K. R., **Gulkin D. N.**, Antropov I. M., Abrashitova K. A., Bessonov V. O. & Fedyanin A. A. Multimode interference of Bloch surface electromagnetic waves. *ACS Nano*, 14(8), 10428-10437 (2020). (**IF=15.88**, DOI)
- [A4] Kokareva N. G., Afinogenov B. I., **Gulkin D. N.**, Shilkin D. A., Zhigunov D. M., Bessonov V. O. & Fedyanin A. A. Directional excitation of Bloch surface wave with silicon nanoparticle. *AIP Conference Proceedings*, 2300 (1), 020058 (2020). (**IF=0.4**, DOI)
- [A5] **Gulkin D. N.**, Abrashitova K. A., Safronov K. R., Kokareva N. G., Antropov I. M., Bessonov V. O. & Fedyanin A. A. Bloch-surface-waves based photonic devices studied by leakage radiation microscopy. *AIP Conference Proceedings*, 1874(1), 030016 (2017). (**IF=0.4**, DOI)
- [A6] Abrashitova K. A., **Gulkin D. N.**, Kokareva N. G., Safronov K. R., Chizhov A. S., Ezhov A. A., Bessonov V. O. & Fedyanin A. A. Nonlinear polymer / quantum dots nanocomposite for two-photon nanolithography of photonic devices. *Advanced Fabrication Technologies for Micro / Nano Optics and Photonics X*, 10115, 1011510 (2017). (**IF=0.38**, DOI)
- иные публикации по теме диссертации в материалах конференций, индексируемых международными базами цитирований *Web of Science*, *Scopus* и *RSCI*:
- [A7] Safronov K. R., **Gulkin D. N.**, Antropov I. M., Abrashitova K. A., Bessonov V. O. & Fedyanin A. A. Bloch-surface-waves controlling devices fabricated by two-photon polymerization. *The European Conference on Lasers and Electro-Optics, ck\_8\_5* (2019). (**IF=1.1**, DOI)
- [A8] Snigirev V. S., Shorokhov A. S., **Gulkin D. N.**, Bessonov V. O., Soboleva I. V. & Fedyanin A. A. Ultrafast all-optical switching in III-V semiconductor resonant nanostructures. *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, pp. 1-1 (2019). (**IF=1.1**, DOI)
- [A9] Shorokhov A. S., **Gulkin D. N.**, Snigirev V. S., Ryabko M. V., Bessonov V. O. & Fedyanin A. A. Ultrafast Light Redistribution Between Diffraction Orders by GaAs Metasurface. *Conference on Lasers and Electro-Optics/Pacific Rim, C1B\_3* (2020). (**IF=0.7**, DOI)