

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Зубюк Варвара Владимировна

**ЭФФЕКТЫ ОПТИЧЕСКОГО
ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ И НАСЫЩЕНИЯ
ПОГЛОЩЕНИЯ В МЕТАПОВЕРХНОСТЯХ
НА ОСНОВЕ
АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ И ГЕРМАНИЯ**

1.3.19. Лазерная физика

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2025

Работа выполнена на кафедре нанофотоники физического факультета Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова

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

Официальные оппоненты: **Потёмкин Фёдор Викторович**,
доктор физико-математических наук, доцент,
ФГБОУ ВО «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», физический факультет, кафедра общей физики и волновых процессов, профессор

Кудряшов Сергей Иванович,
доктор физико-математических наук, доцент,
Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, лаборатория лазерной нанофизики и биомедицины,
ведущий научный сотрудник, зав. лабораторией

Жигунов Денис Михайлович,
кандидат физико-математических наук,
Сколковский институт науки и технологий, Центр инженерной физики,
ведущий научный сотрудник

Защита диссертации состоится “ 26 ” февраля 2025 г. в 15 часов 00 минут на заседании диссертационного совета МГУ.013.4 Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова 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

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М. В. Ломоносова (Ломоносовский пр-т, д. 27) и на портале <https://dissovet.msu.ru/dissertation/3309>

Автореферат разослан “ ” 2025 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
МГУ.013.4, к. ф.-м. н.

А. А. Коновко

Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию оптических эффектов переключения и насыщения поглощения в полупроводниковых метаповерхностях методами оптической и нелинейно-оптической микроспектроскопии и фемтосекундной спектроскопии. Особое внимание уделено изучению влияния метаповерхностей на взаимодействующее с ними электромагнитное излучение, исследованию динамики импульсов, отраженных и прошедших через полупроводниковые метаповерхности, а также влиянию резонансов типа Ми на оптические и нелинейно-оптические свойства метаповерхностей, обладающих оптическим магнетизмом.

Актуальность темы обусловлена необходимостью поиска новых материалов, обеспечивающих эффективный отклик на внешнее электромагнитное поле и при этом совместимых с основными этапами производства устройств в микроэлектронике. В эру информационных технологий этому уделяется значительное внимание, как и анализу возможностей увеличения скорости передачи информации, пропускной способности каналов, изготовлению фотонных устройств, обеспечивающих потребности современного общества в сверхскоростной передаче и обработке информации. Попытка увеличить эффективность работы фотонных устройств приводит к созданию структур с новыми свойствами, не характерными для материалов, из которых изготовлены такие структуры. Так, для увеличения отклика структур используются различные резонансные взаимодействия, например, возбуждение плазмон-поляритонов [1], которое усиливает нелинейные эффекты и может приводить к модуляции электромагнитного излучения, что, в свою очередь, можно использовать в различных системах оптической связи, в оптоэлектронике, фотонике и других областях, в основе которых лежит оптический сигнал и где требуется полностью оптическое переключение и модуляция лазерного излучения. Для контроля параметров оптического излучения широко применяются метаповерхности, которые представляют собой массив периодически расположенных наноантенн [2—5]. Однако использование плазмонных метаповерхностей, в основе которых лежат металлические материалы, не могут проявлять высокоэффективный оптический отклик из-за омических потерь в металле, кроме того, вследствие этого имеют низкий порог разрушения. Тем не менее, плазмонные структуры при этом обладают сверхбыстрым, а имен-

но субпикосекундным откликом, что важно для задач управления светом, а также обладают высокой чувствительностью к изменению параметров окружающей среды, что очень важно для сенсорики. Но в ряде задач управления излучением необходимо использование других материалов, которые бы демонстрировали хороший отклик, но обладали бы меньшими потерями. Благодаря небольшим потерям в определенной области в последнее время активно развиваются диэлектрические метаповерхности, которые характеризуются хорошей эффективностью и применяются в различных областях [6–8]. Так, в работах [6; 7] были продемонстрированы эффективные линзы на основе кремниевых метаповерхностей и метаповерхностей из оксида титана соответственно. Существует множество работ по исследованию диэлектрических структур на основе кремния. В кремниевых метаповерхностях возможно возбуждение резонансов типа Ми, волноводных мод, которые приводят к увеличению эффективности оптического отклика таких структур [9–12]. В работах [10; 12] было показано, что с помощью кремниевой частицы и кремниевой метаповерхности можно получить модуляцию оптического излучения, но полученные значения модуляции либо не очень эффективны, либо имеют довольно длительные времена релаксации. Так как кремний — это непрямозонный полупроводник, то использование его в качестве активного элемента имеет некие ограничения, не позволяя использовать такой материал для задач, в которых необходимо высокоэффективное и сверхбыстрое взаимодействие. Существуют другие полупроводниковые материалы, такие как арсенид галлия (GaAs), фосфид индия (InP) с прямой запрещенной зоной, которые используются в оптоэлектронике, или германий (Ge), который является непрямозонным полупроводником, но довольно близок к прямозонным полупроводникам по некоторым характеристикам. Из таких материалов довольно тяжело изготавливать наноструктуры, но в последние годы были достигнуты значительные успехи в этой области и наноструктуры из III–V полупроводников были получены в ходе монокристаллического изготовления [13; 14]. Тем не менее, это лишь начальный этап работы с такими материалами, и необходимы систематическое исследование, оптимизация полученных эффектов и исследование новых эффектов в структурах такого типа. Поэтому изучение стационарных свойств таких структурированных полупроводниковых материалов, которые, кроме того, могут быть интегрированы на фотонный чип, а также исследование их неста-

ционных свойств при помещении в лазерные поля являются актуальными и важными задачами. Так, например, насыщающийся поглотитель играет важную роль во многих современных оптических системах, а в силу того, что метаповерхности усиливают нелинейно оптические процессы, то такие субволновые полупроводниковые наноструктуры могут потенциально работать в качестве насыщающегося поглотителя. Кроме того, полупроводниковые метаповерхности, обладающие эффективным и быстрым оптическим откликом, могут найти применение в области полностью оптических модуляторов и переключателей лазерного излучения в заданном спектральном диапазоне.

Степень разработанности темы исследований. Исследование оптического и нелинейно-оптического отклика наноантенн и метаповерхностей — это активно развивающаяся область фотоники. Такие структуры находят широкое применение для управления различными параметрами оптического излучения. Тем не менее, их потенциальные возможности изучены не до конца. Поиск материалов, которые используются для создания микро- и наноструктур и при этом распространены в микроэлектронике, а также необходимость изучения процессов взаимодействия таких структур с лазерным излучением являются не только важными фундаментальными задачами, но и имеют практическую значимость для прикладных областей современной науки.

Целями диссертационной работы является обнаружение эффекта насыщения поглощения в метаповерхностях, состоящих из упорядоченных массивов нанодисков прямозонных полупроводников, а также демонстрация сверхбыстрого управления оптическим и нелинейно-оптическим откликом полупроводниковых метаповерхностей, обладающих оптическим магнетизмом.

Для достижения поставленных целей необходимо было решить следующие **задачи**.

1. Моделирование и изготовление полупроводниковых метаповерхностей в виде нанодисков и прямоугольных параллелепипедов с эффективным оптическим откликом; исследование их оптического отклика и определение порогов разрушения.
2. Экспериментальное исследование эффекта модуляции коэффициента отражения метаповерхностей из нанодисков на основе арсенида галлия вблизи запрещенной зоны полупроводника методом безапертурного I-ска-

нирования и моделирование эффекта насыщения поглощения в таких метаповерхностях.

3. Экспериментальное исследование пикосекундной динамики модуляции коэффициента отражения метаповерхностей из нанодисков арсенида галлия с помощью методики “накачка-зондирование”, с использованием широкополосного излучения в качестве зонда.
4. Экспериментальное исследование с помощью фемтосекундной спектроскопии методики “накачка-зондирование” динамики модуляции лазерного излучения, прошедшего через метаповерхность из прямоугольных параллелепипедов аморфного германия, и модуляции интенсивности оптической гармоники, генерируемой зондирующим излучением в метаповерхности.
5. Построение феноменологической модели для определения параметров насыщения. Расчет вариации комплексного показателя преломления полупроводника при генерации свободных носителей под действием фемтосекундного лазерного излучения и моделирование соответствующего изменения коэффициента отражения метаповерхности. Разработка методики расчетов по теории связанных мод.

Объект и предмет исследования. Объектом исследования являются оптические метаповерхности, в которых возможен процесс фотоиндуцированного изменения свойств. Предметом исследования являются эффект насыщения поглощения в прямозонных полупроводниковых метаповерхностях и оптическое переключение линейного и нелинейного отклика в полупроводниковых метаповерхностях под действием фемтосекундного лазерного излучения.

Научная новизна:

1. Обнаружено значительное усиление (более чем на порядок) модуляции коэффициента отражения в зависимости от падающей интенсивности и уменьшение интенсивности насыщения в образцах массивов нанодисков из арсенида галлия при возбуждении резонансов типа Ми по сравнению с нерезонансным случаем.
2. Экспериментально продемонстрировано пикосекундное оптическое переключение в метаповерхностях на основе нанодисков из арсенида галлия, обусловленное генерацией свободных носителей под действием фемтосе-

кундных лазерных импульсов и проявляющееся в модуляции спектра отражения и сдвиге ми-резонанса в коротковолновую область на 30 нм за 1 пс с последующей пикосекундной релаксацией. Обнаружено пятидесятикратное увеличение глубины модуляции коэффициента отражения для метаповерхности из арсенида галлия по сравнению с объемным арсенидом галлия. Глубина модуляции коэффициента отражения метаповерхности из нанодисков арсенида галлия достигает 90% при плотности энергии накачки 380 мкДж/см².

3. Показано, что возбуждение коллективных мод в двумерных массивах из прямоугольных параллелепипедов аморфного германия приводит к образованию высокочастотных резонансов в инфракрасном диапазоне и фотоиндуцированной субпикосекундной модуляции коэффициента пропускания до 80% под действием фемтосекундных лазерных импульсов с плотностью энергии накачки 3 мДж/см², вызывающих внутриимпульсное изменение диэлектрической проницаемости полупроводника.
4. Впервые продемонстрирована фемтосекундная динамика генерации третьей оптической гармоники в метаповерхностях из прямоугольных параллелепипедов аморфного германия, обусловленная внутриимпульсным изменением диэлектрической проницаемости полупроводника под действием фотоиндуцированных свободных носителей и наличием высокочастотного резонанса метаповерхности, и проявляющаяся в сдвиге частоты с 3ω на 3.05ω за 100 фс при плотности энергии накачки 3 мДж/см², глубина модуляции интенсивности кубичного нелинейно-оптического сигнала при этом достигает 100%.

Личный вклад Зубюк В.В. является определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены либо лично автором, либо при его непосредственном участии. Автором осуществлялись сбор и юстировка экспериментальных установок, автоматизация эксперимента, проведение измерений и обработка полученных данных, реализация аналитических и численных расчетов, написание публикаций совместно с другими соавторами.

Теоретическая и практическая значимость работы заключается в перспективах применения полученных результатов для увеличения функциональности существующих устройств нанопотоники, совмещения с электронными устройствами для увеличения эффективности работы или снижения

энергозатрат, а также для разработки новых устройств интегральной оптики. Полученные в работе результаты также могут быть использованы для разработки новых методов управления лазерным излучением при помощи полупроводниковых метаповерхностей. Кроме того, было получено, что полупроводниковая метаповерхность из арсенида галлия имеет интенсивность насыщения сравнимую с характерными значениями для других устройств насыщающихся поглотителей, при этом метаповерхность имеет достаточно компактные размеры, а в силу технологических особенностей производства может быть легко интегрирована в современные оптические системы. Это может быть использовано для создания компактных и эффективных фотонных устройств. На основании результатов работы получен патент.

Методология и методы исследования. Для решения задач взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с наноструктурированными полупроводниками необходимы методики исследования как статических и нелинейных свойств, так и сверхбыстрых процессов. В работе использовались методы оптической спектроскопии для получения спектров отражения/пропускания образцов в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне для р- и s-поляризаций излучения и различных углов падения электромагнитной волны. Метод I-сканирования, то есть измерение оптического отклика образцов как функции мощности электромагнитного излучения, и метод накачки-зондирования, то есть возбуждение материала с помощью мощной накачки и зондирование динамики, происходящих процессов более слабым излучением, применялись для исследования стационарных эффектов и релаксационных процессов, происходящих в метаповерхностях под действием мощного лазерного импульса. В качестве исследуемых структур использовались полупроводниковые наноструктуры с субволновой периодичностью, поэтому для диагностики полученных материалов необходимо использовать методики, применяющиеся для определения рельефа поверхности с высоким пространственным разрешением, такие как сканирующая электронная и атомно-силовая микроскопия. Для исследования временных характеристик сверхбыстрых процессов (пикосекундный масштаб времени) необходимы фемтосекундные источники излучения, а чтобы исключить температурные эффекты, необходимо использовать мощные лазерные импульсы с высокой скважностью, кроме того, требуются специальные методики для регистрации столь

коротких импульсов. Для моделирования наноструктур необходимы программы, позволяющие реализовать метод конечных разностей во временной области, а для анализа и построения моделей, описывающих наблюдаемые эффекты, — программы для инженерных и научных расчетов.

Положения, выносимые на защиту:

1. Отражение света от метаповерхностей из нанодисков арсенида галлия зависит от интенсивности падающего излучения, что обусловлено эффектом насыщения поглощения и спектральным сдвигом профиля резонанса типа Ми вблизи края запрещенной зоны полупроводника. Изменение коэффициента отражения на порядок больше, чем для объемного арсенида галлия или неструктурированной пленки при одинаковой плотности энергии падающих фемтосекундных лазерных импульсов.
2. Пикосекундное фотоиндуцированное переключение коэффициента отражения метаповерхности из нанодисков арсенида галлия усиливается за счет возбуждения резонансов типа Ми. Глубина модуляции коэффициента отражения $\Delta R/R$ достигает значения 0,9 при плотности энергии фемтосекундного импульса накачки 380 мкДж/см².
3. Фемтосекундное фотоиндуцированное изменение оптических свойств мезорезонансной метаповерхности из аморфного германия приводит к внутриимпульсной эволюции параметров резонанса и, как следствие, к перераспределению спектрального состава прошедшего излучения и фемтосекундной динамике интенсивности третьей оптической гармоники, генерируемой в полупроводнике.

Степень достоверности полученных результатов обеспечивается их воспроизводимостью при повторных измерениях и соответствием существующим литературным данным. Кроме того, экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с численным моделированием и аналитическими расчетами исследуемых оптических и нелинейно-оптических эффектов.

Апробация работы. Основные результаты работы были представлены на следующих конференциях: Metamaterials'2020, METANANO-2020, ICMAT-2019, Swiss-Russian Workshop "Materials of electronics in ultrashort ultrastrong electromagnetic field" 2018, UltrafastLight-2018, METANANO-2017, ICMAT-2017, II Международная научно-практическая конференция «Магнитные наноматериалы в биомедицине: получение, свойства, применение»

2017, ICONO/LAT-2016, а также на научном семинаре Johannes Kepler University 2019.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 6 печатных работах, в том числе в 5 публикациях в рецензируемых научных изданиях, индексируемых базами данных Web of Science, Scopus, РИНЦ и в 1 патенте.

Содержание работы

Во введении обсуждаются актуальность и современное состояние исследований в оптике и нелинейной оптике метаповерхностей, проводимых в рамках диссертационной работы, формулируются цели и задачи исследования, оценивается научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

Первая глава содержит обзор литературы о развитии нанофотоники, особенностях оптического и нелинейно-оптического отклика металлических наноантенн и наноструктур, а также наноструктур с высоким показателем преломления. Большое внимание уделено исследованиям в области активных метаповерхностей. Кроме того, подробно рассмотрены процессы в полупроводниках при инъекции свободных носителей (СН) и приведены формулы, используемые при выполнении расчетов.

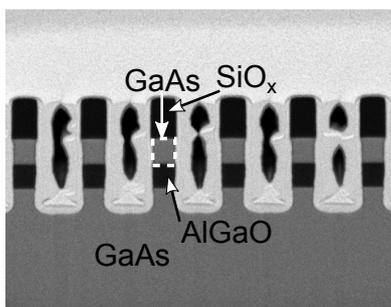


Рис. 1 — Изображение среза образца метаповерхности в растровом электронном микроскопе: серые области соответствуют материалу GaAs.

запрещенной зоны полупроводника на порядок увеличивается изменение коэффициента отражения за счет генерации свободных носителей,

Вторая глава посвящена экспериментальному исследованию и численному расчету увеличения коэффициента отражения фемтосекундных лазерных импульсов для метаповерхности из прямого полупроводника при увеличении их интенсивности. Показано, что при использовании резонансных особенностей метаповерхности вблизи спектральной окрестности

соответствующего изменения показателя преломления и поглощения, и чувствительности резонансного отклика к оптическим свойствам среды.

Исследуемые образцы полупроводниковых метаповерхностей представляют собой массив нанополупроводниковых антенн из GaAs, расположенный на подложке GaAs с промежуточным слоем оксида AlGaO для контраста показателей преломления (рис. 1). Нанополупроводниковые антенны были изготовлены в виде дисков, а характерные параметры структуры следующие: высота диска 300 нм, верхнего оксида SiO_x — 200 нм, нижнего AlGaO — 300 нм, диаметр диска $d = 195$ нм и период $P = 385$ нм ((iii) метаповерхность). При таких параметрах возможно возбуждение фундаментальных резонансов типа Ми в ближнем инфракрасном диапазоне, при этом изменение диаметра диска приводит к изменению положения резонансов. Подложка является непрозрачной в данном диапазоне, из-за чего возможны эксперименты только в отражательной геометрии.

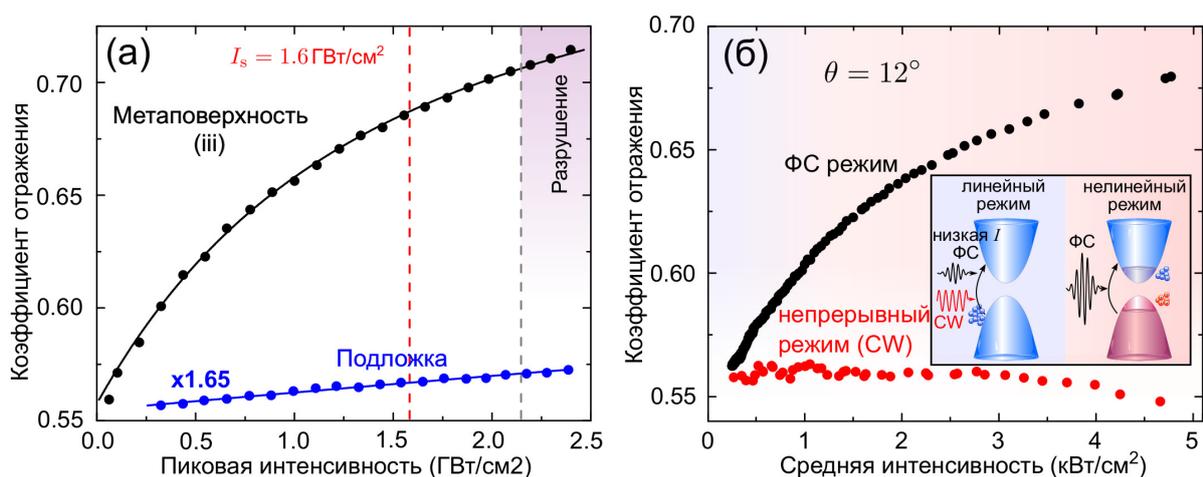


Рис. 2 — (а) Коэффициент отражения как функция падающей интенсивности для метаповерхности (черные точки) и для подложки (синие точки, значения умножены на 1.65 для наглядности представления). Сплошные кривые соответствующих цветов являются расчетами по формуле (1). (б) Коэффициент отражения как функция интенсивности для метаповерхности в фемтосекундном режиме (ФС, черные точки) и непрерывном режиме (CW, красные точки) работы лазера. Вставка иллюстрирует запрещенную зону GaAs при непрерывном CW и ФС-режимах.

Основные исследования были проведены для метаповерхности (iii) с МД-резонансом на центральной длине волны $\lambda_{\text{МД}} = 875$ нм. Коэффициент отражения был измерен как функция пиковой интенсивности. На рис. 2(а) показаны нелинейное поведение и значительное увеличение коэффициента отражения метаповерхности (черные точки) по сравнению с объемной под-

ложкой GaAs (синие точки — значения на графике для подложки GaAs были умножены на коэффициент 1.65 для простоты сравнения). Модификация отражения усиливается более чем на порядок для метаповерхности по сравнению с подложкой GaAs. Сплошные кривые соответствующих цветов являются численными расчетами, отвечающими феноменологической модели, описываемой ур. 1. Красная пунктирная линия обозначает интенсивность насыщения I_s . Заштрихованная область при высоких интенсивностях на рис. 2(а) соответствует области повреждения метаповерхности.

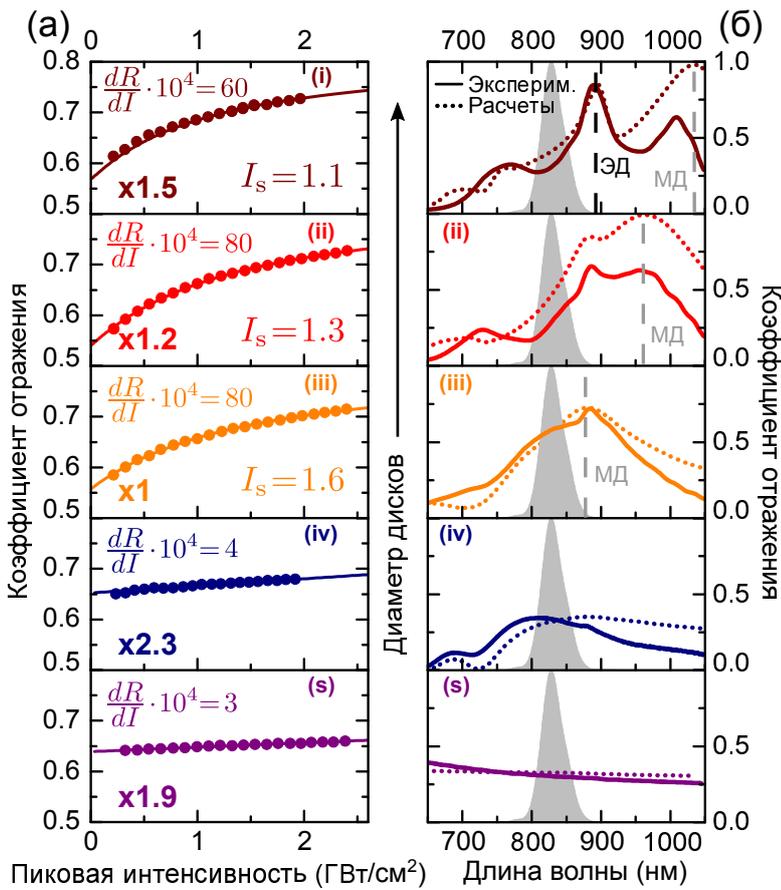


Рис. 3 — (а) Экспериментальный коэффициент отражения в зависимости от падающей интенсивности (точки) и численная аппроксимация по формуле (1) (кривые) для метаповерхностей (i)-(iv) и подложки GaAs (s). (б) Соответствующие спектры отражения; сплошные и пунктирные кривые относятся к экспериментальным и модельным спектрам соответственно; серой областью показан спектр импульса.

Измерения I -скан для метаповерхностей при непрерывном режиме работы лазера (CW) (рис. 2(б)) проводились для той же центральной длины волны и того же диапазона средних интенсивностей, как и в фемтосекундном режиме (ФС), для демонстрации нетепловой природы эффекта. Зависимость коэффициента отражения в режиме CW показывает постоянное поведение с небольшим уменьшением, которое связано с нестабильностью лазера в режиме CW и изменением отражения, обусловленным нагревом образца. Схематические изображения запрещенной зоны в двух случаях показаны на вставке на рис. 2(б). Линейный режим демонстрирует поглощение в случае CW и при низкой мощности в ФС режиме и соответствует линейному, независимому от интенсивности

сти поглощению. Нелинейный режим иллюстрирует изменения населенности состояний, которое приводит к изменению отражения.

На рис. 3 представлены экспериментальные кривые коэффициента отражения как функции интенсивности падающего излучения (точки) и численная аппроксимация по формуле (1) (кривые) для всех метаповерхностей (i)-(iv) с различными диаметрами и подложки GaAs (s). Параметр I_s (ГВт/см²), и наклон $dR/dI|_{I \approx 0}$ являются значениями, полученными в результате аппроксимации. Справа — соответствующие спектры отражения; сплошные и пунктирные кривые относятся к экспериментальным и модельным спектрам соответственно; серой областью показан спектр импульса. Черной стрелкой указано направление увеличения размеров диаметров дисков. Три верхних графика относятся к образцам (i)–(iii) со спектральным положением резонансов типа Ми вблизи центральной длины волны лазерного излучения.

Кривые I -сканирования демонстрируют типичное поведение насыщения. Перед тем, как обсуждать микроскопическую природу насыщения в метаповерхностях, построим феноменологическую модель для экспериментальных кривых, которая насыщается при увеличении интенсивности I :

$$R(I) = R_1 - \frac{\Delta R}{1 + I/I_s}, \quad (1)$$

где $R(I)$ — зависящий от интенсивности коэффициент отражения, $\Delta R = R_1 - R_0$ — модуляция коэффициента отражения, R_1 — коэффициент отражения при высоких интенсивностях ($I \gg I_s$), R_0 — коэффициент отражения для интенсивности падающего излучения, близкой к нулю, I — интенсивность падающего излучения, а I_s — интенсивность насыщения. В случае классических насыщающихся поглотителей параметр I_s определяется как интенсивность света, при которой коэффициент поглощения уменьшается в 2 раза и является важным значением, определяющим энергетические параметры работы лазера на основе насыщающегося поглотителя; в частности, оптические компоненты с малой величиной параметра I_s могут быть использованы для импульсных лазерных источников с малым потреблением мощности.

Моделирование эффекта насыщения представлено на рис. 4, где на панели (a) показан коэффициент отражения как функция интенсивности для метаповерхности, а на вставке изображено используемое изменение показате-

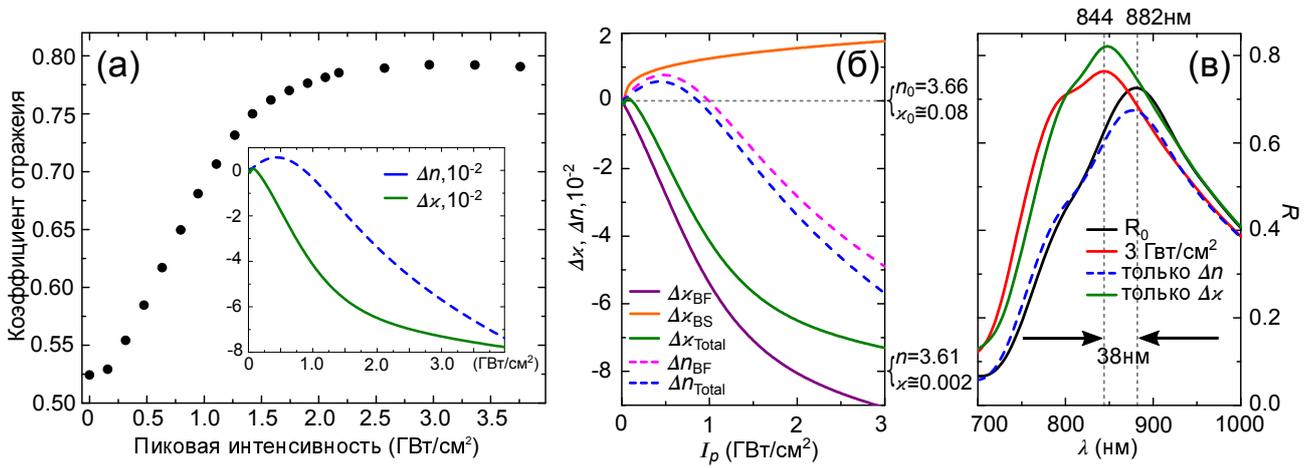


Рис. 4 — Моделирование. (а) Коэффициент отражения для метаповерхности. Вставка: изменения n и κ . (б) $\Delta \kappa$ и Δn в результате эффектов: заполнение зоны (BF) и сокращение запрещенной зоны (BS) и общий вклад. (в) Невозмущенный спектр отражения, спектр отражения с измененными κ и n при 3 ГВт/см^2 , спектры отражения с изменениями только Δn или $\Delta \kappa$.

теля преломления n (синяя кривая) и коэффициента экстинкции κ (зеленая кривая). На панели (б) показаны эффекты, вносящие доминирующий вклад в эти изменения: заполнение зоны (BF, фиолетовая и розовая кривые), сокращение запрещенной зоны (BS, оранжевая кривая) и общее изменение реальной и мнимой частей показателя преломления в зависимости от мощности падающего луча (синяя и зеленая кривые соответственно). На панели (в) построены невозмущенный спектр отражения R_0 (черная кривая), спектр отражения с измененными $\Delta \kappa$ и Δn из-за генерации СН, индуцированных при 3 ГВт/см^2 (красная кривая), спектры отражения с изменениями только в Δn или $\Delta \kappa$ синяя и зеленая кривые соответственно. Рис. 4(в) демонстрирует, что для данной GaAs метаповерхности коэффициент отражения увеличивается в основном из-за уменьшения поглощения. Таким образом, исследуемые метаповерхности демонстрируют насыщение коэффициента отражения из-за насыщения поглощения в нанодисках GaAs.

В третьей главе исследуется динамика оптической модуляции фемтосекундного импульса при взаимодействии со структурой из прямозонного полупроводника GaAs, в которой происходит возбуждение резонансов типа Ми в ближнем инфракрасном диапазоне. Благодаря использованию прямозонного полупроводника возможен быстрый отклик системы на воздействие внешнего излучения.

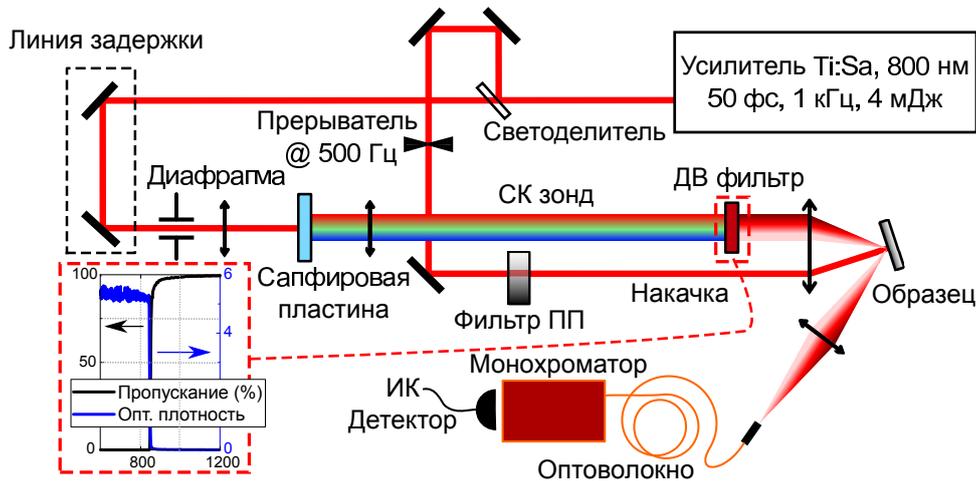


Рис. 5 — Схема установки для методики “накачка-зондирование” с разными оптическими частотами. СК — суперконтинуум после сапфировой пластины. ДВ фильтр — длинноволновый светофильтр, фильтр ПП — фильтр переменной плотности.

Экспериментальные образцы представляют собой структуру аналогичную используемой в главе 2. Измеренные и модельные спектры отражения нанодисков GaAs демонстрируют пики, соответствующие электрическому (875 нм) и магнито-дипольному (1010 нм) резонансам при 10 град. падения излучения.

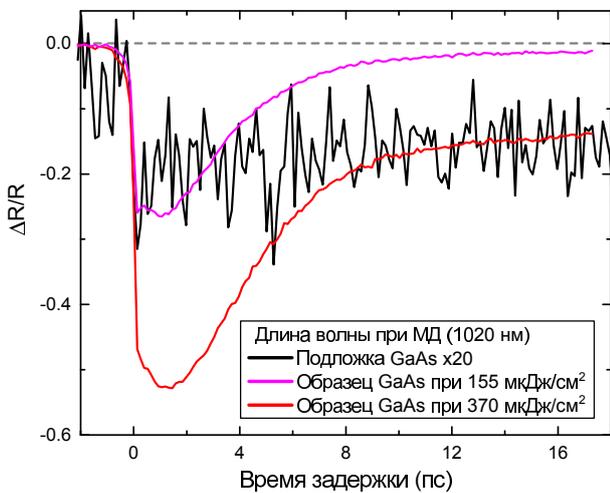


Рис. 6 — Дифференциальное отражение как функция времени задержки накачка-зонд на длине волны в районе МД резонанса для образца при накачке 155 мкДж/см^2 и 370 мкДж/см^2 , и для подложки GaAs при плотности энергии накачки 370 мкДж/см^2 .

уменьшения мощности накачки, падающей на образец.

Для создания установки “накачка-зондирование” с разными оптическими частотами, с помощью которой будет осуществляться фотогенерация СН и исследоваться их сверхбыстрая динамика в GaAs метаповерхностях, использовались фемтосекундные импульсы регенеративного усилителя Ti:Sa 800 нм и частотой следования 1 кГц как в качестве накачки, так и для создания широкополосного зондирующего излучения в сапфировой пластине (рис. 5). Интерференционный светофильтр (ДВ) позволял убрать мощное излучение накачки, фильтр переменной плотности использовался для

На рис. 6 показано измеренное дифференциальное отражение $\Delta R/R$ излучения зонда в зависимости от времени задержки между зондом и накачкой для объемного материала GaAs (черная кривая), используемого в качестве подложки образца. При возрастании задержки отражение начинает падать из-за того, что накачка генерирует свободные носители. Значения для подложки при этом умножены на 20 для более наглядного сравнения. Красной и розовой кривыми показано дифференциальное отражение в случае метаповерхности для длины волны 1020 нм, соответствующей МД резонансу при различной плотности мощности накачки (370 мкДж/см^2 и 155 мкДж/см^2 соответственно). В образце GaAs наблюдается усиленная модуляция коэффициента отражения на 2 порядка больше, чем в случае с подложкой GaAs, знак изменения коэффициента отражения в районе МД резонанса совпадает с объемным материалом GaAs, но при этом для метаповерхности наблюдается более быстрая релаксация.

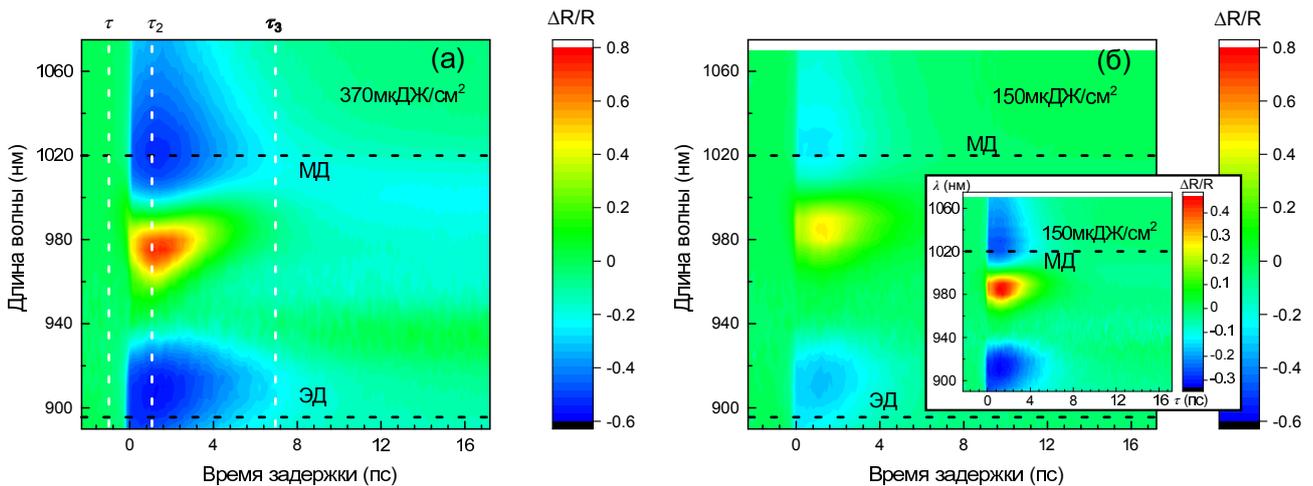


Рис. 7 — Дифференциальное отражение (как функция времени задержки накачка-зонд и длины волны зонда) для метаповерхности GaAs при плотности энергии накачки (а) 370 мкДж/см^2 и (б) 150 мкДж/см^2 . На вставке панели (б) показано дифференциальное отражение при плотности энергии накачки 150 мкДж/см^2 в другом масштабе.

На рис. 7 представлена соответствующая спектроскопия дифференциального отражения для метаповерхности с ЭД и МД модами на длине волны $\lambda_{\text{ЭД}} = 890 \text{ нм}$ и $\lambda_{\text{МД}} = 1020 \text{ нм}$ для мощности накачки (а) 370 мкДж/см^2 и (б) 150 мкДж/см^2 . Как и ожидалось, из-за наличия резонансов типа Ми дифференциальное отражение имеет сложную спектральную структуру и наблюдаются как отрицательные, так и положительные изменения спектра, в случае отрицательного изменения коэффициент отражения уменьшается. Панели (а)

и (б) рис. 7 построены в одинаковом масштабе ($-0.6 < \Delta R/R < 0.8$) для удобства сравнения. Высокая положительная модуляция порядка 80% достигается при плотности энергии накачки 370 мкДж/см^2 в области $\lambda = 970 \text{ нм}$ на склоне МД резонанса, а отрицательная — порядка 60% в области $\lambda = 1020 \text{ нм}$ в районе центральной длины волны МД резонанса соответственно.

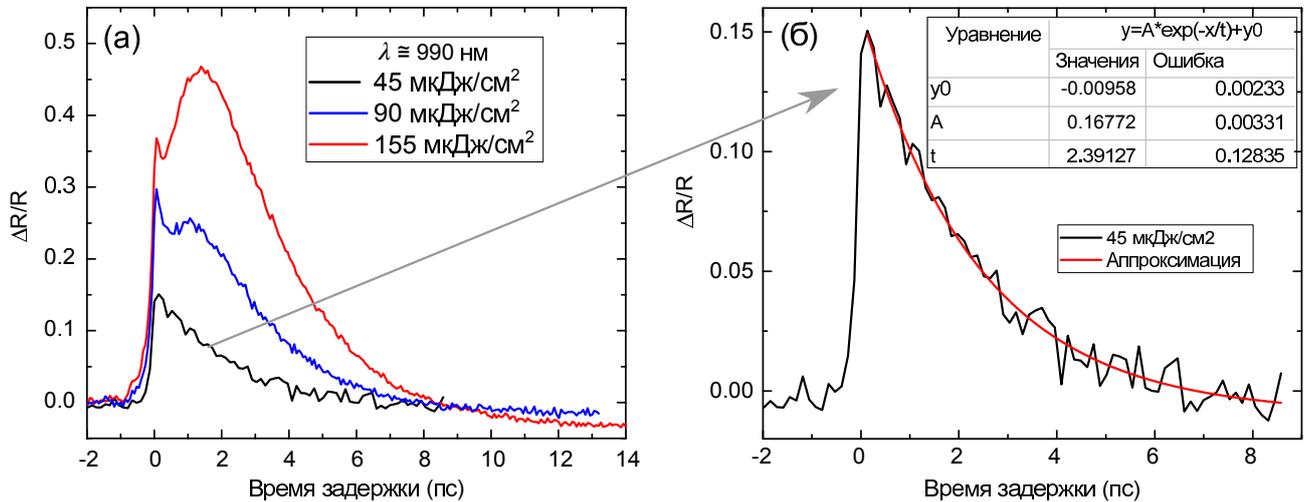


Рис. 8 — Дифференциальное отражение метаповерхности как функция времени задержки накачка-зонд при $\lambda_{\text{зонд}} = 990 \text{ нм}$. (а) Для плотности энергии накачки 45 мкДж/см^2 , 90 мкДж/см^2 и 155 мкДж/см^2 . (б) Аппроксимация дифференциального отражения метаповерхности при плотности энергии 45 мкДж/см^2 .

На рис. 8 показано дифференциальное отражение как функция времени задержки τ накачка-зонд при $\lambda_{\text{зонд}} = 990 \text{ нм}$ для различных плотностей энергии накачки. Для излучения накачки 45 мкДж/см^2 (черная кривая) релаксация СН имеет вид, близкий к экспоненциальному затуханию, и при аппроксимации можно определить постоянную затухания t , которая равна времени релаксация СН $\tau_{\text{релакс}}$ при низкой плотности энергии $t = 2.4 \text{ пс}$ (рис. 8(б)). При бóльших плотностях энергии накачки 90 мкДж/см^2 (синяя кривая) и 155 мкДж/см^2 (красная кривая) на рис. 8(а) характер затухания демонстрирует более сложную релаксационную динамику вследствие значительного возбуждения полупроводника GaAs под действием накачки, в результате чего возникает непертурбативный режим из-за генерации большого количества электронно-дырочных пар. Это приводит к модификации спектра отражения и его смещению в синюю область (рис. 9).

Смещение спектра отражения продемонстрировано на рис. 9. Спектр невозмущенной метаповерхности показан пунктирной черной кривой и совпадает со спектром образца при излучении накачки для отрицательного τ .

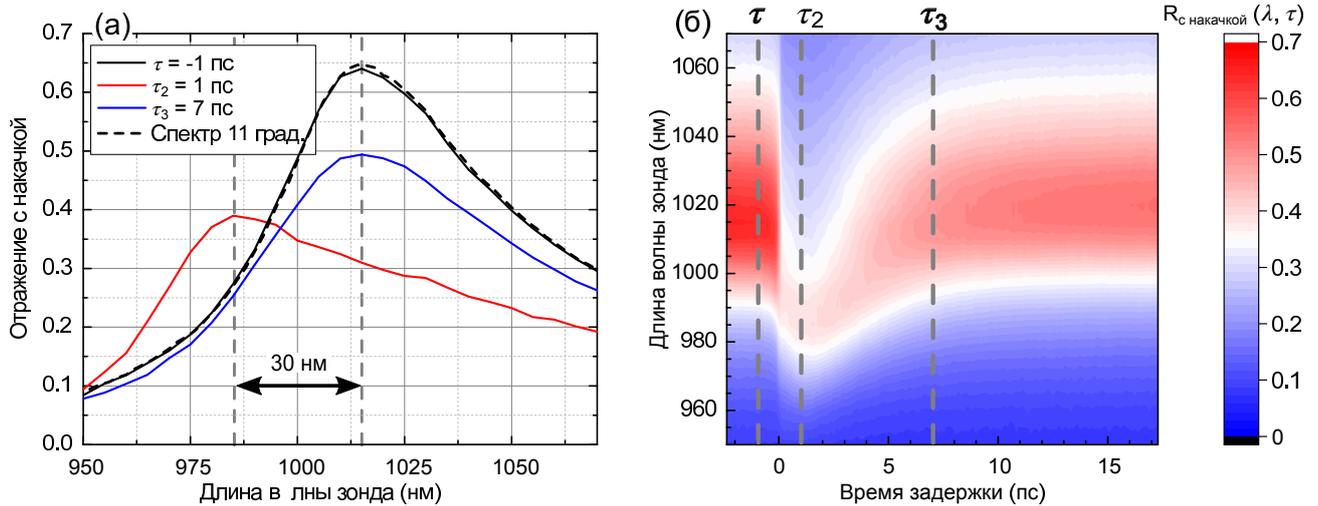


Рис. 9 — (а) Коэффициент отражения образца под действием накачки 370 мкДж/см^2 для $\tau = -1, \tau_1 = 0.1, \tau_2 = 1, \tau_3 = 7$. $\tau = -1$ пс соответствует невозмущенному коэффициенту отражения образца. (б) Спектр отражения при наличии накачки как функция задержки накачка-зонд τ .

Также на графике представлены спектры для времени задержки $\tau_2 = 1$ пс и $\tau_3 = 7$ пс (красная и синяя кривая соответственно), которые показывают характерные изменения коэффициента отражения под действием накачки. График демонстрирует смещение спектра в синюю область на $\Delta\lambda = 30$ нм и последующую релаксацию к начальному положению резонанса за время порядка 7 пс. В то же время наблюдается уменьшение интенсивности из-за снижения добротности. Изменения связаны с генерацией СН под действием накачки, модифицирующей показатель преломления арсенида галлия и вызывающей динамическое преобразование спектра отражения метаповерхности.

В четвертой главе рассмотрена динамика оптического и нелинейно-оптического отклика высокодобротной метаповерхности из германия с быстрым изменением диэлектрической проницаемости $\varepsilon(t)$, вызванным излучением фемтосекундного импульса и соответствующей фотогенерацией свободных носителей.

Структура представляет собой массив прямоугольных параллелепипедов с небольшим зазором между короткими сторонами, изготовленных из аморфного германия (aGe) на подложке фторида кальция CaF_2 (схема представлена на рис. 10(а)). В такой системе возможно возбуждение высокодобротных коллективных мод в инфракрасном (ИК) диапазоне (черные кривые на рис. 10(б)). Добротность резонансов зависит от размера зазора между короткими сторонами прямоугольников и варьируется от 30 до 65. В качестве

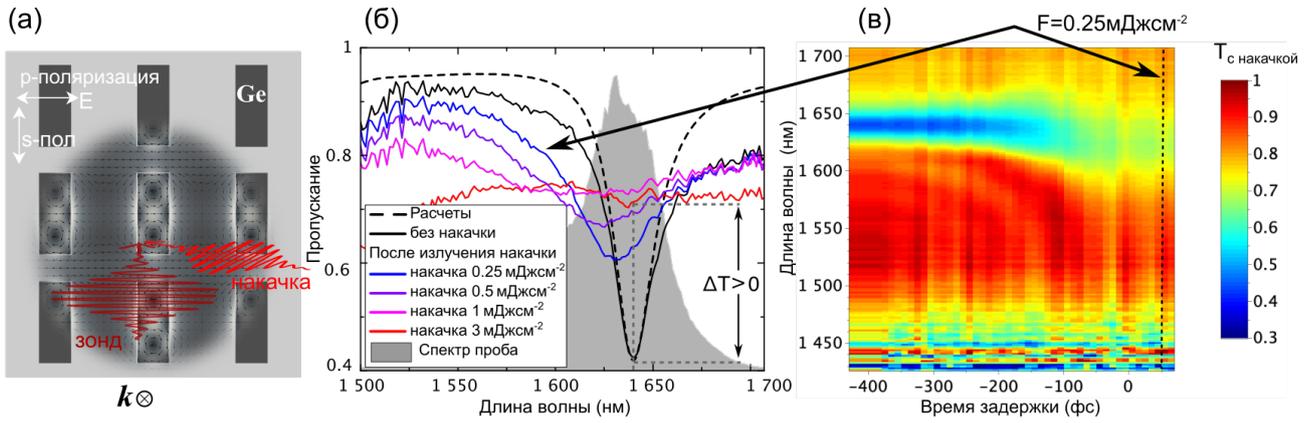


Рис. 10 — (а) Схема метаповерхности Ge в эксперименте. (б) — Экспериментальные и модельный спектры пропускания без накачки и с накачкой разной плотности энергии. Серая область — спектр зонда. (в) Дифференциальный коэффициент пропускания метаповерхности для накачки 0.25 мДж/см^2 . Пунктирная прямая — время задержки τ , для которого взято поперечное сечение для спектра пропускания на панели (б).

исследуемой структуры была выбрана метаповерхность с $Q = 65$ и центральной длиной волны резонанса $\lambda_R = 1640 \text{ нм}$.

Для исследования динамики использовалась схема “накачка-зондирование” с разными оптическими частотами. Накачка представляет собой излучение 800 нм с частотой повторения 1 кГц и длительностью импульса порядка 60 фс , зондирующее излучение длительностью 100 фс варьировалось в диапазоне от 1582 нм до 2600 нм (рис. 11).

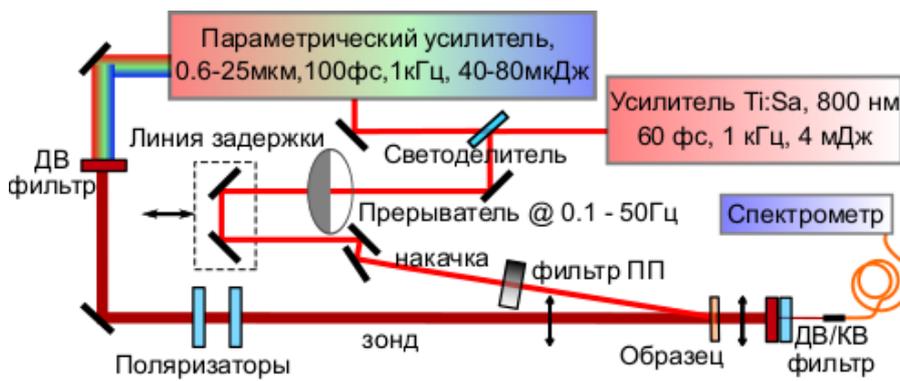


Рис. 11 — Установка “накачка-зондирование”. ДВ/КВ фильтр — длинноволновый/коротковолновый светофильтр, фильтр ПП — фильтр переменной плотности.

Спектры пропускания зондирующего импульса (или сигнал третьей гармоники (ТГ), генерируемой зондирующим импульсом в случае нелинейных измерений) измерялись как функция времени задержки между импульсами накачка и зонд, и функция длины волны зондирующего импульса (или длины волны ТГ зондирующего импульса) с помощью спектрометра ближнего ИК-диапазона (или спектрометра видимого диапазона в случае нелинейных измерений). Спектры прошедших зондирующих импульсов из-

мерялись попеременно при наличии излучения накачки и без накачки с частотой от 0,1 до 50 Гц в зависимости от времени усреднения спектрометра. Собранный установка “накачка-зондирование” позволяет измерять также нормированное дифференциальное пропускание $\Delta T/T = (T_{\text{pump}}(\tau) - T)/T = \Delta I/I = (I_{\text{pump}}(\tau) - I)/I$, где I — спектр излучения зонда, прошедшего через систему, $I_{\text{pump}}(\tau)$ — спектр излучения зонда, прошедшего через систему при наличии излучения накачки для определенного τ .

На рис. 10(а) представлена схема эксперимента оптической накачки метаповерхности Ge с резонансом $\lambda_R = 1640$ нм. Накачка приводит к быстрой модификации показателя преломления полупроводника, в результате чего происходят изменения как в спектре зондирующего импульса, так и в генерируемом нелинейном сигнале. На панель (б) показаны экспериментальный и модельный спектры пропускания метаповерхности Ge в отсутствии оптической накачки (сплошные и пунктирные черные кривые соответственно) и экспериментальные спектры пропускания после взаимодействия с излучением накачки различной плотности энергии (цветные кривые). Серая область показывает спектр зондирующего импульса с $\lambda_{\text{зонд}} = 1640$ нм. Панель (в) показывает коэффициент пропускания метаповерхности как функцию задержки между зондом и накачкой при плотности энергии $0,25$ мДж/см². Пунктирной прямой показана линия задержки, при которой взято поперечное сечение спектров пропускания на панели (б).

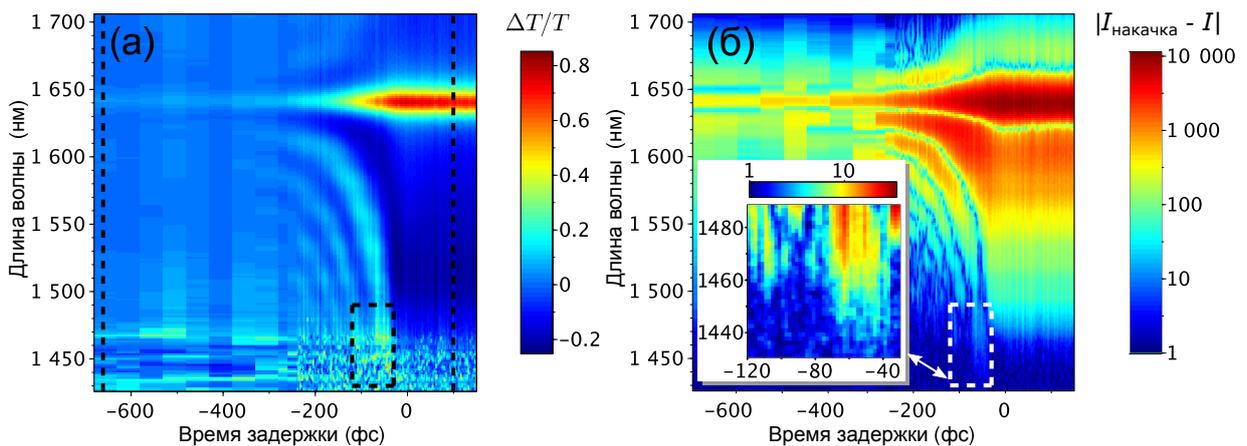


Рис. 12 — (а) Экспериментальный дифференциальный коэффициент пропускания метаповерхности с $\lambda_R = 1640$ нм. Пунктирный черный прямоугольник — область вставки панели (б). (б) Модуль разницы между спектром зондирующего импульса с и без накачки, в логарифмическом масштабе. Вставка: область белого пунктирного прямоугольника, показывающее усиление сигнала на длинах волн 1440–1450 нм.

На рис. 12(а) показан нормированный дифференциальный коэффициент пропускания $\Delta T/T$ исследуемой метаповерхности. Наблюдается значительное изменение пропускания до 80%. А для отрицательных времен задержки могут наблюдаться интерференционные полосы, возникающие из-за интерференции нерезонансной части зонда и возникшей резонансной части вследствие преобразования резонансной частоты метаповерхности под действием накачки. При этом усиление сигнала оказывается вдали как от невозмущенного резонанса (1640 нм), так и от несущей длины волны зондирующего импульса (примерно на 200 нм дальше, см. рис. 12(б), где дифференциальная интенсивность показывает наличие сигнала вплоть до длин волн 1440 нм).

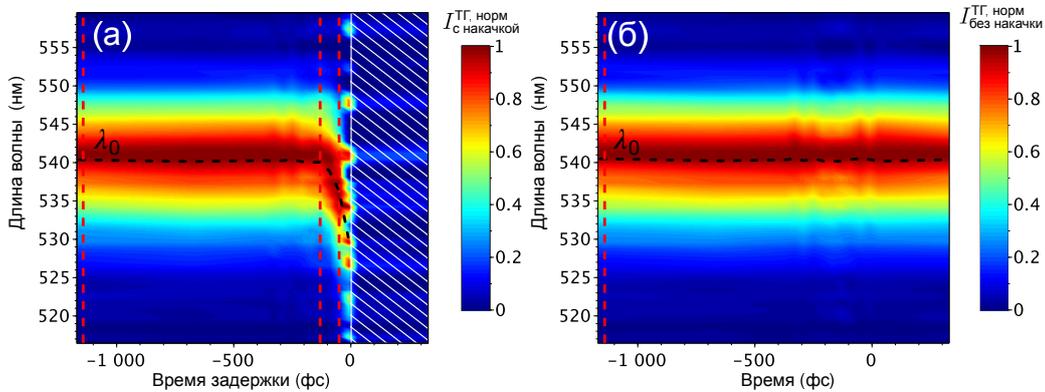


Рис. 13 — Нормированные спектры сигнала третьей гармоники при (а) излучении накачки и (б) без накачки. Заштрихованным белым прямоугольником отмечена область с шумным сигналом и искусственно заниженными значениями.

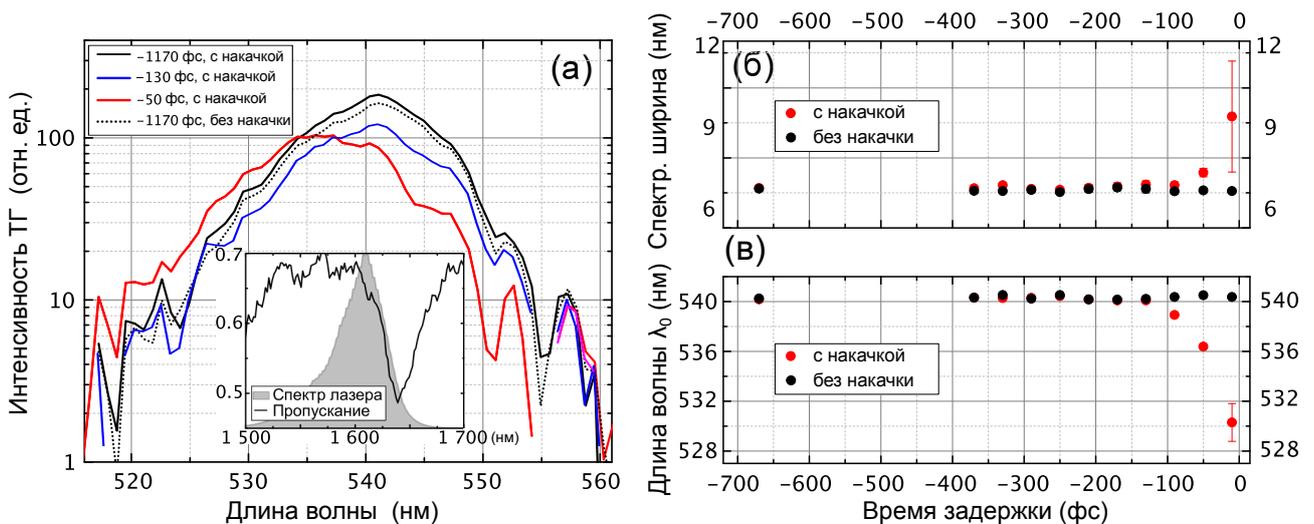


Рис. 14 — (а) Спектры ТГ для $\tau = -1170, -130$ и -50 фс при излучении накачки (сплошные кривые) и без накачки (пунктирная кривая). Полученные из аппроксимации (б) ширина спектра ТГ σ и (в) его центральная длина волны λ_0 .

На рис. 13(а) показаны экспериментальные результаты субпикосекундной полностью оптической модуляции нелинейного сигнала метаповерхности Ge. Нормированный сигнал третьей гармоники, генерируемый зондом при наличии накачки, демонстрирует синий сдвиг 10 нм центральной длины волны спектра ТГ и его уширение при отрицательных временах задержки накачки-зонда (рис. 14). Заштрихованным белым прямоугольником отмечена область с зашумленным сигналом и искусственно заниженными значениями. При этом невозмущенная метаповерхность Ge генерирует сигнал третьей гармоники с постоянным поведением во времени (рис. 13(б)), так как сдвиг происходит из-за образования фотоиндуцированных СН, генерируемых мощным излучением накачки, и соответствующей отрицательной добавки к показателю преломления Ge.

Во второй части главы 4 показано численное моделирование по теории связанных мод [15] для описания эксперимента и понимания динамики системы.

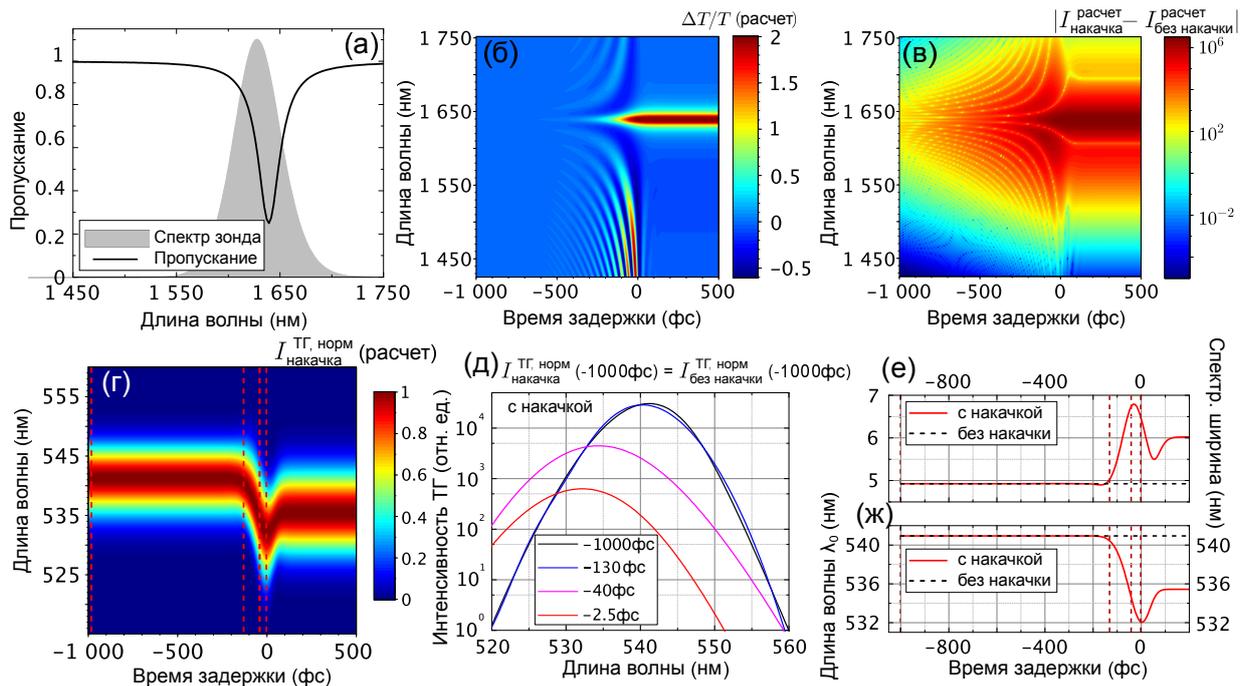


Рис. 15 — Расчёт по теории связанных мод для метаповерхности с $\lambda_R = 1640$ нм. (а)

Модельные спектры пропускания для некоторых характерных времен задержки накачка-зонда и спектр зонда (серая область). (б) Дифференциальный коэффициент пропускания. (в) Модуль разности между спектром зонда с накачкой и без нее. (г) Нормированный сигнал третьей гармоники с накачкой. (д) Спектры ТГ с накачкой для $\tau = -1000, -40, -2.5$ фс. (е) Центральная длина волны спектра ТГ и (ж) его ширина с накачкой и без как функция времени задержки между импульсами накачка-зонда.

Одиночная резонансная мода, возбуждаемая коротким импульсом, описывается теорией СМТ следующим уравнением:

$$\dot{a}(t) + [i\omega(t) + \gamma^{nr}(t) + \gamma^r]a(t) = \sqrt{\gamma^r}s(t). \quad (2)$$

Здесь $a(t)$ — комплексная амплитуда возбуждаемой моды, ω — резонансная частота моды, γ^r и γ^{nr} — излучательный и безызлучательный вклады в скорость затухания моды, а $s(t)$ — возбуждающий импульс. При этом к свойствам моды необходимо добавить временную зависимость ($\gamma^{nr}(t)$ и $\omega(t)$) для того, чтобы имитировать эффекты накачки, под действием которой генерируются свободные носители и изменяются свойства полупроводниковой среды в ходе эксперимента. В качестве возбуждающего импульса был использован импульс функции sech^2 : $s(t) = \text{sech}^2((t)/\sigma_{\text{probe}}) \exp[-i\omega_{\text{probe}}t]$, где с помощью σ_{probe} можно изменять ширину импульса, а с помощью ω_{probe} — центральную резонансную частоту.

Коэффициент пропускания метаповерхности (черная кривая) и спектр возбуждающего импульса (серая область), используемые для расчетов показаны на рис. 15(а), и качественно схожи с коэффициентом пропускания экспериментальной метаповерхности Ge (черная кривая на рис. 10). Рис. 15(б)-(г) демонстрирует дифференциальный коэффициент пропускания, модуль разности спектра зонда с накачкой и без (построенном в логарифмическом масштабе) и соответствующий нормированный сигнал третьей гармоники для такой резонансной моды. Полученные расчеты хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Сигнал ТГ демонстрирует синий сдвиг центральной длины волны на 10 нм и уширение спектра ТГ на фемтосекундном масштабе (рис. 15(д)-(ж)), как это было получено в эксперименте.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Обнаружено значительное увеличение коэффициента отражения для метаповерхностей на основе нанодисков из арсенида галлия при возбуждении магнитной дипольной моды Ми-типа вблизи края запрещенной зоны при увеличении интенсивности падающего излучения с зависимостью, характерной для функции с насыщением. С помощью построенной феноменологической модели получены основные параметры насыщения — плотность энергии насыщения $F_{\text{нас}}$, глубина модуляции коэффициента

отражения ΔR и значение потерь $\Delta R_{\text{потери}}$. Характерные значения для метаповерхностей из нанодисков с резонансом вблизи края запрещенной зоны составили $F_{\text{нас}} = 100 \text{ мкДж/см}^2$, $\Delta R = 20\%$ и $\Delta R_{\text{потери}} = 30\%$, а для модели высокодобротной метаповерхности — $F_{\text{нас}} = 50 \text{ нДж/см}^2$, $\Delta R = 50\%$ и $\Delta R_{\text{потери}} = 40\%$. При помощи методики z-сканирования показано значительное уменьшение коэффициента отражения метаповерхностей при удалении от фокальной плоскости, то есть при уменьшении падающей интенсивности и фиксированной средней мощности. С помощью методики I-сканирования в режиме непрерывной генерации излучения показано независящее от мощности поведение коэффициента отражения, как в случае линейного поглощения, что подтверждает нетепловую природу эффекта самомодуляции коэффициента отражения.

2. В метаповерхностях из арсенида галлия обнаружен эффект сверхбыстрой (до 1 пс) оптической модуляции коэффициента отражения широкополосного лазерного излучения за счет фотогенерации свободных носителей в полупроводнике. С помощью методики “накачка-зондирование” продемонстрирована высокая эффективность модуляции коэффициента отражения до 90% на пикосекундном масштабе вблизи магнитного дипольного резонанса при плотности энергии накачки 380 мкДж/см^2 . Показано смещение положения магнитного дипольного резонанса на 30 нм в коротковолновую область спектра за 1 пс за счет изменения концентрации свободных носителей и отрицательной добавки в показатель преломления (член Друде и эффект заполнения зоны). Измерено характерное время восстановления центральной длины волны резонанса, обусловленное поверхностной рекомбинацией зарядов, составившее 6 пс. В метаповерхности из арсенида галлия наблюдается усиленная модуляция коэффициента отражения, в 75 раз больше в сравнении с объемным материалом арсенида галлия.
3. Экспериментально и численно показано наличие высокодобротных резонансов ($Q \leq 65$) в спектрах пропускания метаповерхностей на основе аморфного германия. С помощью методики “накачка-зондирование” с излучением параметрического усилителя в качестве зонда продемонстрировано преобразование частоты в метаповерхностях аморфного германия с внутриимпульсным изменением диэлектрической проницаемости. Сдвиг

резонанса метаповерхности, измеренный при плотности энергии накачки $0,5 \text{ мДж/см}^2$, составил 15 нм. Смещение резонанса наблюдается в течение 100 фс на отрицательных временах задержки накачка-зонд. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с аналитическими расчетами, выполненными в рамках теории связанных мод.

4. Обнаружена активная модуляция интенсивности кубичного нелинейного отклика метаповерхности из аморфного германия с внутриимпульсным изменением диэлектрической проницаемости с помощью методики “накачка-зондирование” с излучением паарметрического усилителя в качестве зонда. Показано изменение интенсивности третьей оптической гармоники более 90% под действием излучения накачки. Генерация свободных носителей и соответствующее внутриимпульсное изменение диэлектрической проницаемости вызывают фемтосекундную динамику нелинейного отклика, приводя к преобразованию частоты третьей гармоники. Нормированный сигнал третьей гармоники демонстрирует сдвиг центральной длины волны в коротковолновую область на 10 нм и уширение спектра 40% в течение 100 фс при отрицательных временах задержки накачка-зонд. Сдвиг на 10 нм соответствует изменению частоты $3,05\omega$ по сравнению с невозмущенным нелинейным сигналом 3ω . Экспериментальные результаты хорошо согласуются с аналитическими расчетами, выполненными в рамках теории связанных мод.

Список литературы

1. Designed ultrafast optical nonlinearity in a plasmonic nanorod metamaterial enhanced by nonlocality / G. A. Wurtz [и др.] // Nature Nanotech. — 2011. — т. 6, № 2. — с. 107—111.
2. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction / N. Yu [и др.] // Science. — 2011. — т. 334, № 6054. — с. 333—337.
3. Broadband light bending with plasmonic nanoantennas / X. Ni [и др.] // Science. — 2012. — т. 335, № 6067. — с. 427—427.

4. *Chen H.-T., Taylor A. J., Yu N.* A review of metasurfaces: physics and applications // *Rep. Prog. Phys.* — 2016. — т. 79, № 7. — с. 076401.
5. Roadmap for Optical Metasurfaces / A. I. Kuznetsov [и др.] // *ACS Photonics.* — 2024.
6. Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission / A. Arbabi [и др.] // *Nat. Nanotechnol.* — 2015. — т. 10, № 11. — с. 937–943.
7. *Khorasaninejad M., Capasso F.* Metalenses: Versatile multifunctional photonic components // *Science.* — 2017. — т. 358, № 6367.
8. Recent advances in planar optics: from plasmonic to dielectric metasurfaces / P. Genevet [и др.] // *Optica.* — 2017. — т. 4, № 1. — с. 139–152.
9. High-efficiency dielectric Huygens' surfaces / M. Decker [и др.] // *Adv. Optical Mater.* — 2015. — т. 3, № 6. — с. 813–820.
10. Tuning of magnetic optical response in a dielectric nanoparticle by ultrafast photoexcitation of dense electron–hole plasma / S. Makarov [и др.] // *Nano Lett.* — 2015. — т. 15, № 9. — с. 6187–6192.
11. Third-harmonic generation from Mie-type resonances of isolated all-dielectric nanoparticles / E. V. Melik-Gaykazyan [и др.] // *Philos. Trans. R. Soc. A.* — 2017. — т. 375, № 2090. — с. 20160281.
12. Ultrafast all-optical switching with magnetic resonances in nonlinear dielectric nanostructures / M. R. Shcherbakov [и др.] // *Nano Lett.* — 2015. — т. 15, № 10. — с. 6985–6990.
13. III–V Semiconductor Nanoresonators — A New Strategy for Passive, Active, and Nonlinear All-Dielectric Metamaterials / S. Liu [и др.] // *Adv. Opt. Mater.* — 2016. — т. 4, № 10. — с. 1457–1462.
14. Nonlinear generation of vector beams from AlGaAs nanoantennas / R. Camacho-Morales [и др.] // *Nano Lett.* — 2016. — т. 16, № 11. — с. 7191–7197.
15. *Haus H. A.* Waves And Fields In Optoelectronics. — Prentice-Hall, 1984.

Статьи, опубликованные в журналах Scopus, WoS, RSCI

1. P. A. Shafirin, **V. V. Zubyuk**, A. A. Fedyanin, M. R. Shcherbakov. Nonlinear response of Q-boosting metasurfaces beyond the time-bandwidth limit // *Nanophotonics*. — 2022. — т. 11, № 17. — с. 4053–4061. WoS JIF = 6.5 / 0.56 п.л. / вклад соискателя 10%.
2. **V. V. Zubyuk**, P. A. Shafirin, M. R. Shcherbakov, G. Shvets, A. A. Fedyanin. Externally driven nonlinear time-variant metasurfaces // *ACS Photonics*. — 2022. — т. 9, № 2. — с. 493–502. WoS JIF = 6.5 / 0.62 п.л. / вклад соискателя 65%.
3. **V. Zubyuk**, L. Carletti, M. Shcherbakov, S. Kruk. Resonant dielectric metasurfaces in strong optical fields / *APL Materials*. — 2021. — т. 9, № 6. — с. 060701. WoS JIF = 5.3 / 0.94 п.л. / вклад соискателя 15%.
4. **V. V. Zubyuk**, P. P. Vabishchevich, M. R. Shcherbakov, A. S. Shorokhov, A. N. Fedotova, S. Liu, G. Keeler, T. V. Dolgova, I. Staude, I. Brener, A. A. Fedyanin. Low-power absorption saturation in semiconductor metasurfaces // *ACS Photonics*. — 2019. — т. 6, № 11. — с. 2797–2806. WoS JIF = 6.5 / 0.56 п.л. / вклад соискателя 80%.
5. M. R. Shcherbakov, S. Liu, **V. V. Zubyuk**, A. Vaskin, P. P. Vabishchevich, G. Keeler, T. Pertsch, T. V. Dolgova, I. Staude, I. Brener, A. A. Fedyanin. Ultrafast all-optical tuning of direct-gap semiconductor metasurfaces // *Nature Communications*. — 2017. — т. 8, № 17. — с. 1–6. WoS JIF = 14.7 / 0.37 п.л. / вклад соискателя 55%.

Патенты, опубликованные по теме диссертации

1. **Зубюк В.В.**, Щербаков М.Р., Вабищевич П.П., Шарипова М.И., Долгова Т.В., Федянин А.А. Способ полностью оптической модуляции с помощью ми-резонансных структур на основе прямозонных полупроводников : пат. 2653187 Рос. Федерация, МПК G 02 F 1/01, В 82 Y 99/00 / № 2016151249; заявл. 26.12.2016; опубл. 07.05.2018 Бюл. № 13. / 0.9 п.л. / вклад соискателя 80%.