

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

**КОЛМЫЧЕК ИРИНА АЛЕКСЕЕВНА**

**Линейные и нелинейные оптические эффекты в  
наноструктурах и тонких магнитных пленках**

Специальность:

1.3.6. Оптика

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Москва – 2022

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

Научный консультант: **Мурзина Татьяна Владимировна**  
доктор физико-математических наук,  
доцент кафедры квантовой электроники физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

Официальные оппоненты: **Павлов Виктор Владимирович**,  
доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник,  
главный научный сотрудник, заведующий лабораторией оптических явлений в сегнетоэлектрических и магнитных кристаллах Физико-технического института имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук

**Юрасов Алексей Николаевич**,  
доктор физико-математических наук, доцент,  
профессор кафедры наноэлектроники, заместитель директора Института перспективных технологий и индустриального программирования МИРЭА — Российского технологического университета

**Пятаков Александр Павлович**,  
доктор физико-математических наук, профессор РАН,  
профессор кафедры физики колебаний физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

Защита диссертации состоится «28» декабря 2022 года в 15:00 на заседании диссертационного совета МГУ.013.6 на физическом факультете Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, г. Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, физическая аудитория имени Р.В. Хохлова.

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций Научной библиотеки Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова (119192, г. Москва, Ломоносовский пр-т, д. 27) и в сети Интернет: <https://istina.msu.ru/dissertations/500536848/>

Автореферат разослан «    » октября 2022 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета МГУ.013.6  
доктор физико-математических наук, доцент  
[kosareva@physics.msu.ru](mailto:kosareva@physics.msu.ru)

О.Г. Косарева

## Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию оптических и нелинейно-оптических эффектов в наноструктурах различного дизайна и тонких пленках на основе ферромагнитных и благородных металлов.

### Актуальность темы диссертации

Оптика металлических наноструктур и поверхностного магнетизма в последние десятилетия является актуальным и быстроразвивающимся научным направлением. Во-первых, интерес к наноматериалам обусловлен возможностями их применения при создании миниатюрных функциональных устройств для задач нанопотоники, сенсорики, оптического переключения и управления параметрами света, такими как интенсивность, поляризация, спектральный состав и пр. Во-вторых, в последнее время наблюдается существенный прогресс в технологиях изготовления наноструктур. С помощью методов литографии (электронно-лучевой, ионно-лучевой, коллоидной и пр.) возможно прецизионное изготовление массивов наноструктур различной формы, композиционного состава и расположения на подложке. В-третьих, доступные сейчас численные методы, программные пакеты и вычислительные мощности позволяют, решая уравнения Максвелла с граничными условиями, получать распределения локального поля в субволновых структурах, взаимодействующих с оптическим излучением, и рассчитывать параметры рассеянного света в дальней зоне, сопоставляя с результатами экспериментов. С помощью компьютерных методов можно решать обратную задачу - подбирать дизайн, размеры и материал структуры для получения желаемого наблюдаемого эффекта при ее взаимодействии с оптическим излучением, например, вращения плоскости поляризации, частотно-селективного усиления или поглощения света, модификации формы волнового фронта, генерации оптических гармоник и т.п.

Метаматериалы являются рационально сконструированными искусственными материалами, позволяющими проектировать их физические свойства в соответствии с решаемыми физическими задачами, часто выходя за пределы, достижимые для "естественных" материалов [1]. Метаматериалы, обладающие необычными *оптическими* свойствами, называют "оптическими метаматериалами", однако, поскольку вся диссертационная работа посвящена оптике, то далее будем называть их просто метаматериалами. Двумерные аналоги метаматериалов (субволновой толщины) называются метаповерхностями, а их элементы – мета-атомами. Метаповерхности более компактны, они обладают меньшим поглощением [2]. Разработка и оптимизация дизайна метаповерхностей, создание на их базе функциональных элементов для контролируемой модификации оптического отклика является одной из ключевых задач современной нанопотоники. Важнейшую роль играют метаповерхности, демонстрирующие возбуждение плазмонных резонансов [3]. Амплитудные и фазовые соотношения падающего и рассеянного света в резонансной структуре могут приводить к различным

эффектам, например, к усилению локальных полей вблизи поверхности наночастиц или модификации волнового фронта в дальней зоне - в таком случае метаповерхность может работать как сверхтонкая линза или преломлять плоский волновой фронт под углом, не подчиняющимся закону Снеллиуса для границы двух диэлектриков [4, 5]. Интеграция ферромагнетиков в функциональные метаповерхности открывает дополнительные возможности для управления параметрами света путем приложения статического магнитного поля. Таким образом, изучение магнитооптики резонансных наноструктур является актуальным направлением исследований.

Особый интерес представляют т.н. хиральные метаповерхности, среди элементов симметрии которых отсутствуют плоскости симметрии. Отличительным свойством таких структур являются высокие значения оптической активности. Специфическая локализация электромагнитного поля в нанoelementах (толщиной порядка десятков нанометров) приводит к огромным величинам угла поворота плоскости поляризации, недостижимых для природных хиральных слоев той же толщины [6].

Гиперболические метаматериалы (ГММ), обладающие одноосной анизотропией, также демонстрируют уникальные оптические свойства, такие как отрицательная рефракция, преобразование эванесцентных полей в распространяющиеся волны, эффекты быстрого и медленного света при взаимодействии с ГММ сверхкоротких лазерных импульсов [7, 8]. Сильная оптическая анизотропия в сочетании с резонансными свойствами обуславливает привлекательность ГММ для создания на их основе конвертеров поляризации, в том числе управляемых магнитным полем, если в структуре содержится ферромагнетик.

В настоящее время есть возможности создавать и рассчитывать новые функциональные ферромагнитные наноструктуры, обладающие модифицированными или принципиально новыми магнитными и магнитооптическими свойствами, наличие которых невозможно для объемных материалов. Формирование магнитных структур с параметрами, контролируемыми на нанометровых масштабах, дает возможность реализации эффектов низкоразмерного магнетизма, обменного взаимодействия слоев, гигантского магнитосопротивления, которые могут найти применение в перспективных устройствах спинтроники и магнитных системах хранения информации с высокой плотностью записи [9, 10].

С фундаментальной точки зрения, исследование механизмов взаимодействия оптического излучения с металлическими объектами субволнового размера также является важной и актуальной задачей. Хорошо известно, что при этом могут возникать эффекты, ненаблюдаемые в материалах большего размера, - это и возбуждение локальных поверхностных плазмонов, и аномальное пропускание массивов nanoотверстий, и специфическая локализация поля в структуре [3, 11]. В нерезонансных магнитных наноструктурах и тонких магнитных пленках реализуются различные виды неоднородного распределения намагниченности. Большой интерес представляет изучение роли таких состояний в формировании оптического и

магнитооптического отклика структур, что важно, в том числе, для разработки вышеуказанных функциональных устройств нанофотоники.

При взаимодействии мощного лазерного излучения с нано- и микро-структурами могут возникать различные нелинейно-оптические эффекты, такие как генерация второй и третьей гармоник и самовоздействие света [12, 13]. В силу специфики генерации второй гармоники (ВГ), резонансные и магнитные свойства в квадратичном оптическом отклике, как правило, проявляются значительно сильнее, чем в линейном.

Значительный интерес к созданию и исследованию наноструктур и тонких пленок требует также и развития соответствующих высокочувствительных и неинвазивных методов их контроля и диагностики. В этом плане использование нелинейно-оптических методов занимает особое положение благодаря селективной локализации источников ВГ на поверхностях и интерфейсах, связанной с симметричным запретом на генерацию ВГ в объеме центрально симметричных сред в электродипольном приближении [12, 13]. Метод генерации магнитоиндуцированной ВГ отличается высокой чувствительностью к магнитным свойствам сред и распределению намагниченности [14, 15]. Наконец, нелинейная поляризация, являющаяся источником генерации гармоник, определяется оптическим локальным полем в резонансных структурах. Поэтому характеристики волны ВГ (интенсивность, поляризация, фаза) отражают свойства локального поля [16]. В выборе методики исследования металлических наноструктур играет роль и тот факт, что плазмонные возбуждения локализованы вблизи поверхности, как и источники генерации квадратичного оптического отклика.

Таким образом, исследования, представленные в диссертационной работе, актуальны как с фундаментальной точки зрения (изучение механизмов взаимодействия излучения с веществом), так и с прикладной (возможные применения наноструктур в устройствах нанофотоники), а также с точки зрения разработки методов визуализации и диагностики резонансных, симметричных, структурных и магнитных свойств наноструктур, поверхностей и интерфейсов.

### **Цель и задачи исследования**

Цель диссертационной работы состояла в исследовании линейных и нелинейных оптических эффектов в тонких магнитных пленках и наноструктурах на основе ферромагнитных и благородных металлов, анализе механизмов взаимодействия оптического излучения с наноматериалами и метаповерхностями.

В работе были поставлены и решены следующие задачи:

- Развить методы нелинейной оптики для диагностики различных состояний намагниченности на интерфейсах магнитных пленок и в ферромагнитных наноструктурах.
- Исследовать особенности резонансного линейного и нелинейного оптического и магнитооптического отклика металлических наноструктур различного дизайна.

- Проанализировать роль симметрии формы отдельных мета-атомов, их массивов, а также геометрии взаимодействия с лазерным излучением в формировании циркулярного дихроизма ВГ в хиральных планарных и квазидвумерных метаповерхностях.
- Изучить оптические эффекты в гиперболических метаматериалах, связанные со специфической дисперсией в ГММ, продемонстрировать возможности применения таких структур в задачах нанофотоники.

### **Объект и предмет исследования**

Объектами исследования являются наноструктуры на основе благородных и ферромагнитных металлов и магнитные пленки субволновой толщины. Предметом исследования является взаимодействие указанных структур с лазерным излучением, анализ оптических свойств изучаемых наноматериалов, возможности использования обнаруженных эффектов для задач нанофотоники, управления параметрами света и диагностики состояния поверхностей и интерфейсов.

### **Методология исследования**

Приведенные исследования посвящены оптике и нелинейной оптике субволновых структур. К решению научных задач в диссертационной работе применялся комплексный подход, заключающийся в сочетании характеристики структур различными методами микроскопии, спектроскопии их линейного оптического отклика и исследовании характеристик генерации ВГ (спектроскопии интенсивности и фазы ВГ, анизотропии, поляризации и пр.). Основной акцент в диссертации сделан на *нелинейно-оптические эффекты* в наноструктурах и тонких магнитных пленках в силу их особенной чувствительности к свойствам исследуемых объектов. При необходимости эксперименты сопровождались расчетами различных оптических эффектов, распределения намагниченности в исследуемых наноэлементах и/или симметричным анализом тензора квадратичной восприимчивости изучаемых материалов.

### **Научная новизна**

- Впервые экспериментально обнаружена магнитоиндуцированная анизотропия квадратичного нелинейно-оптического отклика в структурно-изотропных пленках ферромагнитного металла.
- Разработан метод визуализации нетривиальных состояний намагниченности на границах раздела ферромагнетика с тяжелыми немагнитными металлами, основанный на генерации магнитоиндуцированной ВГ.
- Предложен нелинейно-оптический метод детектирования макроскопического тороидного момента намагниченности в наноструктурах.

- Впервые экспериментально показано, что азимутальная анизотропия интенсивности ВГ в металлических наноструктурах определяется распределением в них локального оптического поля.
- Предложен дизайн гетероструктур на основе искусственного опала и пленки ферромагнитного металла, обладающих свойствами плазмонного кристалла, фотонного кристалла и гиротропией. Обнаружено, что при возбуждении поверхностного плазмон-поляритона в такой структуре возможно одновременное усиление пропускания и магнитооптического отклика.
- Впервые показано, что возбуждение решеточного резонанса в массивах плазмонных наночастиц в магнитном диэлектрике приводит к усилению поперечного магнитооптического эффекта в геометрии Фохта.
- Обнаружено усиление интенсивности и изменение фазы ВГ при возбуждении магнитодипольного резонанса в массивах трехслойных Au/MgF<sub>2</sub>/Au нанодисков.
- Впервые показано, что асимметрия и анизотропия формы хиральных металлических наночастиц и винтообразных наноотверстий в металлической пленке определяют эффекты циркулярного дихроизма отклика на частоте второй гармоники всей метаповерхности.
- Экспериментально обнаружен эффект магнитоиндуцированного циркулярного дихроизма при генерации ВГ в метаповерхностях, состоящих из ферромагнитных “U”-образных наноэлементов и обладающих зеркальной симметрией.
- Впервые экспериментально продемонстрировано аномальное двулучепреломление, а также усиление магнитооптического и нелинейно-оптического отклика гиперболических метаматериалов в спектральной окрестности особых дисперсионных точек.

### **Практическая и научная значимость**

Обнаруженные эффекты усиления оптического, магнитооптического и нелинейно-оптического отклика плазмонных, хиральных наноструктур и гиперболических метаматериалов могут найти применение при разработке функциональных элементов для управления параметрами света (поляризацией, интенсивностью, спектральным составом и т.д.), а также для создания оптических сенсоров и переключателей. Научная и практическая ценность работы состоит также в возможности применения развитых нелинейно-оптических методов, основанных на эффектах генерации ВГ, для комплексной диагностики структурных, морфологических, оптических и магнитных свойств наноматериалов. Показана применимость метода генерации магнитоиндуцированной ВГ для исследования нетривиаль-

ных состояний намагниченности на скрытых границах раздела магнитных пленок и в магнитных наноструктурах.

### **Положения, выносимые на защиту:**

1. При генерации второй гармоники в ферромагнитных наноструктурах наблюдаются вклады, обусловленные вихревым распределением и макроскопическим тороидным моментом намагниченности, а также градиентами намагниченности на интерфейсах.
2. Возбуждение локальных поверхностных плазмонов, решеточных плазмонных резонансов и бегущих плазмон-поляритонов в металлических наноструктурах приводит к усилению эффективности генерации второй гармоники, магнитооптического и магнитного нелинейно-оптического отклика.
3. В композитных гиперболических метаматериалах реализуется усиление магнитооптических эффектов в спектральной окрестности области, где действительная часть эффективной компоненты диэлектрической проницаемости близка к нулю.
4. В гиперболических метаматериалах наблюдается гигантское двулучепреломление, а также усиление эффективности генерации и скачок фазы второй гармоники при переходе от эллиптического к гиперболическому закону дисперсии.
5. Намагниченность пленки изотропного ферромагнитного металла приводит к возникновению анизотропии его квадратичного нелинейно-оптического отклика.
6. Метаповерхности на основе немагнитных хиральных наноструктур демонстрируют эффект циркулярного дихроизма в отклике второй гармоники, обусловленный локализацией электромагнитного поля в нанозементах. Величина и знак эффекта определяются как формой элементов и их расположением в массиве, так и азимутальной ориентацией структуры относительно плоскости поляризации регистрируемого сигнала ВГ.

### **Апробация работы**

Результаты, представленные в диссертационной работе, неоднократно обсуждались на российских и международных конференциях, основные из которых следующие:

1. Международная конференция “Moscow International Symposium on Magnetism” (Москва, Россия, 2014 г.)
2. Международная конференция “Frontiers in Optics: Laser science XXIV” (Тусон, США, 2014 г.)

3. Международный симпозиум “Нанофизика и наноэлектроника” (Нижний Новгород, Россия, 2015 г., 2016 г., 2017 г., 2018 г., 2020 г.)
4. “24th International Laser Physic Workshop (LPHYS’15)” (Шанхай, Китай, 2015 г.)
5. “25th International Laser Physic Workshop (LPHYS’16)” (Ереван, Армения, 2016 г.)
6. Международная конференция “METANANO-2017” (Владивосток, Россия, 2017 г.)
7. Международная конференция “METANANO-2018” (Сочи, Россия, 2018 г.)
8. Международная конференция “Frontiers in Optics: Laser science XXIX” (Вашингтон, США, 2019 г.);
9. “13th International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena” (Рим, Италия, 2019 г. )
10. Международная конференция “Metamaterials, Photonic crystals and Plasmonics (МЕТА-2019)” (Лиссабон, Португалия, 2019 г.)

### **Публикации**

Основные результаты диссертации изложены в **45** печатных работах, в том числе в **38** статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова, и **7** статьях в других рецензируемых научных изданиях. Список работ автора приведен в конце автореферата перед списком литературы.

### **Личный вклад автора**

Все изложенные в диссертационной работе оригинальные результаты получены автором лично либо при ее определяющем участии в “Лаборатории нелинейной оптики наноструктур и фотонных кристаллов” физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова. В опубликованных статьях основополагающий вклад принадлежит соискателю.

### **Обоснованность и достоверность результатов**

Результаты, представленные в диссертации, получены на основе многократно повторенных экспериментов, проведенных на современном научном оборудовании с использованием актуальных методов обработки опытных данных. Необходимые расчеты проведены на адекватно выбранных физических моделях анализируемых процессов, а также не противоречат данным других научных групп. Результаты исследований неоднократно обсуждены на семинарах и доложены на специализированных конференциях

по проблемам, связанным с тематикой работы. Большая часть материалов диссертации опубликована в ведущих международных и российских научных журналах. Это позволяет считать представленные результаты обоснованными и достоверными, а также полностью отвечающими современному мировому уровню исследований.

### Структура диссертационной работы

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. Объем работы составляет **293** страницы, включая **104** рисунка и **4** таблицы. Список литературы содержит **298** наименований.

### Содержание работы

Во **Введении** описывается актуальность диссертационной работы, формулируются ее цели и задачи, отмечается научная новизна и практическая значимость, формулируются выносимые на защиту положения, приводятся сведения о публикациях автора, апробации результатов работы и структуре диссертации.

В **Главе 1** приведен краткий обзор литературы, посвященной основным аспектам нелинейной оптики. Рассмотрены особенности оптического, магнитооптического и квадратичного нелинейно-оптического отклика метаматериалов и метаповерхностей, в том числе плазмонных, хиральных структур и искусственных сред, где возможна реализация режима гиперболической дисперсии.

В конце первой главы приведено описание экспериментальных схем и методик. Эксперименты по изучению генерации ВГ, описанные в диссертационной работе, были проведены на установке, где в качестве источника излучения накачки был выбран импульсный Ti:Sa лазер (длительность импульса 100 фс, частота повторения 80 МГц, средняя мощность излучения порядка 150 мВт). Длина волны излучения изменялась в диапазоне 720 - 900 нм, спектральная ширина линии на длине волны 800 нм составляла примерно 10 нм. Излучение накачки проходило оптические элементы, позволяющие устанавливать нужную линейную или круговую поляризацию зондирующего излучения. Далее свет при помощи линзы фокусировался на образец в области диаметром порядка 30-50 мкм. Фильтры, расположенные после образца, поглощали излучение накачки и выделяли прошедшее или отраженное от исследуемой структуры излучение второй гармоники. Оно проходило через призму Глана, определяющую поляризацию регистрируемого излучения, и посредством линзы фокусировалось на входное окно ФЭУ, работающего в режиме счета фотонов.

**Глава 2** посвящена изучению магнитоиндуцированной ВГ в тонких ферромагнитных пленках. Задачей исследования была разработка методов визуализации неоднородной намагниченности в композитных ферромагнитных пленках с помощью анализа их нелинейно-оптического отклика.

Характеризация магнитных свойств структур проводилась методами

линейной магнитооптики. Магнитооптические (МО) эффекты заключаются в трансформации поляризованного состояния (в геометрии Фарадея, меридионального или полярного эффектов Керра) или изменении интенсивности света (в геометрии Фохта или экваториального МО эффекта Керра) в результате его взаимодействия с намагниченным веществом [17]. Характеристикой интенсивностных эффектов при поперечном намагничивании является магнитный контраст, вычисляемый по формуле:

$$\rho_{\omega} = \frac{T(+H) - T(-H)}{T(+H) + T(-H)}, \quad (1)$$

где  $T(+H)$  и  $T(-H)$  - коэффициенты пропускания структуры, измеренные при противоположных значениях напряженности насыщающего магнитного поля  $\mathbf{H}$ .

В работе [18] экспериментально и теоретически было показано, что в средах с макроскопической намагниченностью (ферромагнетиках и парамагнетиках), возможна генерация магнитоиндуцированной второй гармоники. Намагниченность  $\mathbf{M}$  является аксиальным вектором, он не меняется при преобразованиях полярного базиса, следовательно, не нарушает инверсной симметрии среды. Поэтому магнитоиндуцированный квадратичный отклик возникает только в нецентросимметричных средах или на поверхностях и границах раздела центросимметричных сред [19]. Для однородно намагниченных сред нелинейная поляризация второго порядка может быть записана следующим образом:

$$\mathbf{P}_{2\omega} = \hat{\chi}^{(2)cr} : \mathbf{E}_{\omega} \mathbf{E}_{\omega} + \hat{\chi}^{(2)magn} : \mathbf{E}_{\omega} \mathbf{E}_{\omega} \mathbf{M}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{E}_{\omega}$  - напряженность электрического поля лазерного излучения. Первое слагаемое в (2) описывает кристаллографический вклад, а второе отличается от нуля только в присутствии намагниченности. Кристаллографический вклад описывается полярным тензором  $\hat{\chi}^{(2)cr}$  третьего ранга, магнитоиндуцированный вклад - аксиальным тензором (псевдотензором)  $\hat{\chi}^{(2)magn}$  четвертого ранга. Число ненулевых компонент  $\hat{\chi}^{(2)magn}$  зависит от кристаллографической симметрии поверхности образца [18]. Удобно рассматривать намагниченность как параметр, тогда последнее слагаемое в (2) можно записать как:

$$\hat{\chi}^{magn}(M) : \mathbf{E}_{\omega} \mathbf{E}_{\omega} = (\hat{\chi}^{odd}(M) + \hat{\chi}^{even}(M)) : \mathbf{E}_{\omega} \mathbf{E}_{\omega}, \quad (3)$$

тогда  $\hat{\chi}^{magn}(M)$  - тензор 3-го ранга. В простейшем случае можно ограничиться нечетными (линейными) по намагниченности компонентами  $\hat{\chi}^{odd}(M)$ , однако, как будет показано ниже, в ряде экспериментов необходимо учитывать четные (квадратичные) по  $M$  компоненты  $\hat{\chi}^{even}(M)$ .

В насыщающем магнитном поле характеристикой величины магнитоиндуцированного нелинейно-оптического отклика является магнитный контраст интенсивности ВГ, определяемый соотношением:

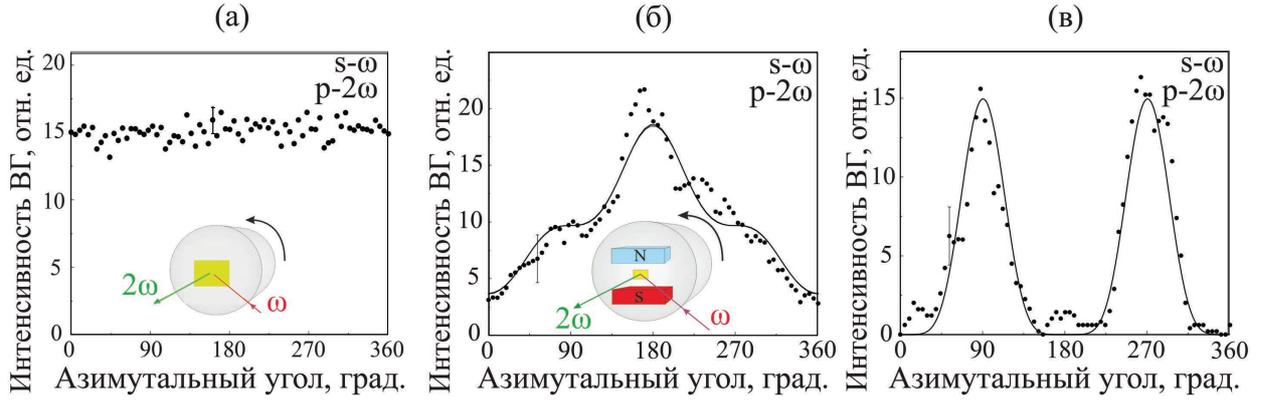
$$\rho_{2\omega} = \frac{I_{2\omega}(+H) - I_{2\omega}(-H)}{I_{2\omega}(+H) + I_{2\omega}(-H)}, \quad (4)$$

где  $I_{2\omega}(+H)$  и  $I_{2\omega}(-H)$  - интенсивности ВГ, измеренные при противоположных значениях внешнего магнитного поля.

Следует отметить, что величины МО эффектов в генерации ВГ, как правило, на 1-2 порядка превышают аналоги в линейном оптическом отклике, что обуславливает широкие возможности нелинейно-оптических методов для исследования намагниченных сред. При этом, если источник линейного МО отклика - “объем” магнитной среды на глубине проникновения света, то генерация магнитоиндуцированной ВГ происходит на поверхности и границах раздела. Таким образом, нелинейно-оптические методики могут быть эффективно использованы для исследования распределения магнитных моментов, магнитного упорядочения, определения направления осей легкого намагничивания, свойств наноструктур и скрытых интерфейсов.

В первом разделе второй главы представлены результаты исследования анизотропии ВГ (т.е. зависимости интенсивности квадратичного сигнала от азимутальной ориентации структуры,  $I_{2\omega}(\psi)$ ) в латерально изотропных пленках кобальта толщиной 10 нм, покрытых защитным слоем золота толщиной 0.5 нм. Было показано, что в размагниченной пленке генерация второй гармоники изотропна (рис. 1 (а)), однако, если образец поместить в постоянное магнитное поле (вставка на рис. 1 (б)), то генерация ВГ существенно анизотропна (рис. 1 (б)). Более того, наблюдается генерация  $s$ -поляризованной ВГ, которая, согласно симметрии тензора  $\hat{\chi}^{(2)cr}$ , запрещена в изотропных средах (рис. 1 (в)). Таким образом, наблюдается индуцированная внешним статическим магнитным полем анизотропия отклика ВГ. Вид зависимостей интенсивности ВГ от азимутального угла  $I_{2\omega}(\psi)$  определяется кристаллографическими и нечетными по намагниченности компонентами тензора квадратичной восприимчивости исследуемой структуры.

Во втором разделе второй главы исследуются мультислойные пленки состава CoFe (20 нм)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (2 нм)/CoFe (10 нм) (толщины соответствующих слоев приведены в скобках) на стеклянной подложке. Слои CoFe имеют разную коэрцитивность, поэтому в гистерезисе МО эффекта Керра (МОЭК) наблюдаются “ступеньки”, которые соответствуют перемагничиванию двух магнитных слоев с коэрцитивными силами  $H_{cI} = 93$  Гс и  $H_{cII} = 14$  Гс (рис. 2 (а)). Таким образом, для разных значений магнитного поля в структуре реализуемы четыре магнитных состояния - два с параллельными и два с антипараллельными магнитными моментами слоев. Интерес представляет изучение квадратичных по намагниченности вкладов в генерацию магнитоиндуцированной ВГ, в том числе слагаемого, пропорционального скалярному произведению намагниченностей слоев  $\mathbf{M}_I \mathbf{M}_{II}$  [20]. Кроме того, в антиферромагнитном состоянии исследуемой структуры возникает магнитный тороидный момент системы  $\mathbf{T} = [(\mathbf{M}_I - \mathbf{M}_{II}) \times \mathbf{n}]$ , где  $\mathbf{n}$  - единичный вектор нормали, направленный от верхней к нижней пленке.

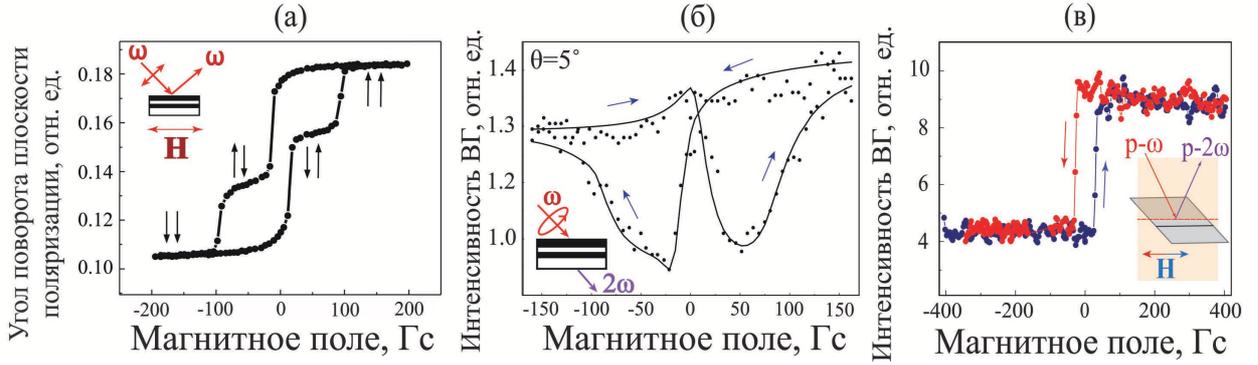


**Рис. 1.** Экспериментальные результаты исследования анизотропии интенсивности ВГ в пленках кобальт/золото (на вставках - схемы эксперимента): (а)  $I_{2\omega}(\psi)$  в размагниченной пленке; (б, в)  $I_{2\omega}(\psi)$  в пленке с фиксированной плоскостной намагниченностью. Поляризации излучения накачки и ВГ указаны в правом верхнем углу панелей.

ке. Торoidalный момент ориентирован перпендикулярно намагниченности и параллельно слоям. Отметим, что, хотя намагниченность является аксиальным вектором, торoidalный момент - реальный вектор, который может привести к появлению дополнительного вклада в нелинейно-оптический отклик на частоте второй гармоники.

Гистерезисы интенсивности второй гармоники при поперечном намагничивании таких структур имеют нетривиальную форму, зависящую от геометрии эксперимента - угла падения и поляризации лазерного излучения (рис. 2 (б)). Показано, что при циркулярно поляризованном излучении накачки возможно подавление линейного по намагниченности вклада в квадратичную поляризацию в выражении (3), поэтому для анализа экспериментальных данных необходимо учитывать также квадратичные по намагниченности компоненты тензора  $\hat{\chi}^{even}(M)$ , в том числе пропорциональные скалярному произведению намагниченностей двух ферромагнитных слоев. Таким образом было показано, что визуализация взаимодействия ферромагнитных слоев в мультислойных пленках, возможна нелинейно-оптическими методами, причем предпочтительно использование циркулярно поляризованного излучения накачки.

В третьем разделе второй главы приведены результаты исследования свойств границ раздела пленок ферромагнитного металла (кобальта) и тяжелых металлов с большим значением спин-орбитальной постоянной. Интерес представляет, в частности, возникновение дополнительного взаимодействия магнитных моментов на интерфейсах, известное как поверхностно-индуцированное взаимодействие Дзялошинского-Мория (ВДМ) [9]. ВДМ приводит к формированию нетривиальных магнитных состояний на границах раздела, как, например, хиральные распределения намагниченности и скирмионы [21], которые характеризуются отличным от нуля векторным произведением вида  $[\mathbf{M} \times \nabla \mathbf{M}]$ . В рамках феноменологического подхода было показано, что такое распределение намагничен-



**Рис. 2.** (а) Зависимость угла поворота плоскости поляризации от магнитного поля в геометрии меридионального эффекта Керра для трехслойной структуры CoFe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/CoFe (на вставке - схема эксперимента); (б) гистерезис интенсивности генерации ВГ в пленке CoFe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/CoFe для циркулярно поляризованного излучения накачки, угол падения 5°, синими стрелками показаны направления обхода; (в) гистерезис интенсивности  $p$ -поляризованной ВГ в структуре Ta/Co/Pt в меридиональной геометрии, ось легкого намагничивания параллельна внешнему магнитному полю.

ности приводит к появлению дополнительного вклада в нелинейную поляризацию на частоте ВГ [22]. Экспериментальное изучение соответствующих эффектов является сложной задачей, потому что, во-первых, речь идет не о поверхности, а о скрытых границах раздела, а во-вторых, нужно выявить слабые магнитные эффекты, индуцированные на поверхности, на фоне магнитооптического отклика гораздо более толстых окружающих пленок.

Исследованы двух- и трехслойные пленки на основе кобальта, тантала и платины. Выбор тяжелых металлов (Ta и Pt) обусловлен тем, что они имеют большие значения константы спин-орбитального взаимодействия, знак которых различен для тантала и платины, в связи с этим можно ожидать разный знак эффектов, возникающих за счет ВДМ. Во всех образцах проведены измерения  $p$ -поляризованного отклика ВГ при меридиональном намагничивании, когда, в силу симметрии тензора  $\hat{\chi}^{odd}(M)$ , магнитоиндуцированных изменений интенсивности генерации ВГ от однородно намагниченной пленки возникать не должно. Именно поэтому в такой геометрии можно обнаружить малый вклад в наблюдаемый квадратичный нелинейно-оптический отклик структур от нетривиальных состояний намагниченности на внутренних интерфейсах пленок, связанных с градиентом  $\mathbf{M}$  вдоль нормали к ним.

Наибольшая модуляция интенсивности  $p$ -поляризованной ВГ обнаружена в асимметричной структуре Pt/Co/Ta - на рис. 2 (в) приведена зависимость  $I_{2\omega}$  от напряженности меридионального магнитного поля  $\mathbf{H}$ . Наблюдается область перемагничивания при  $|\mathbf{H}| < 70$  Гс, а также, магнитный контраст  $|\rho_{2\omega}| \approx 30 - 35\%$  в насыщающем внешнем поле.

Проведенные исследования и симметричный анализ различных вкладов в генерацию ВГ позволили предположить, что наблюдаемые нечет-

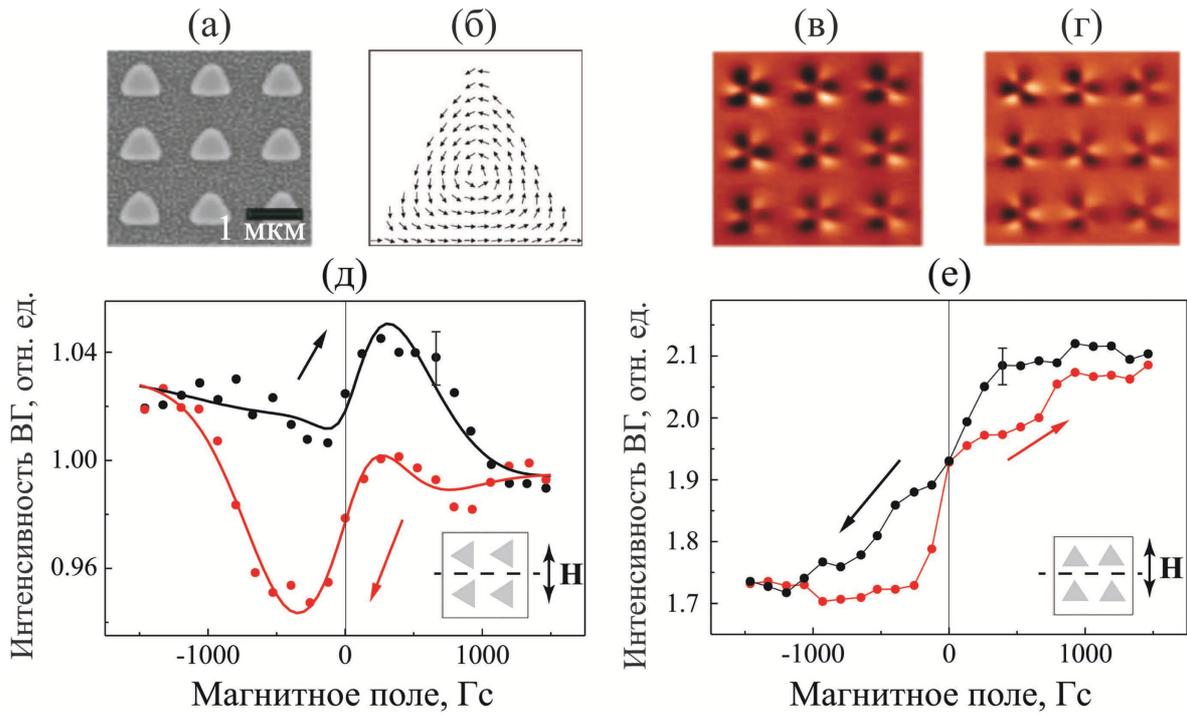
ные по намагниченности эффекты в квадратичном  $p$ -поляризованном нелинейно-оптическом отклике связаны с формированием нетривиальных магнитных состояний, характеризующихся сильным градиентом нормальной составляющей намагниченности вследствие ВДМ на интерфейсах ферромагнитного (Co) и тяжелого (Pt, Ta) металлов.

**Глава 3** посвящена исследованию ферромагнитных наноструктур, в которых реализуется неоднородное распределение намагниченности.

Хорошо известно, что в наноструктурах определенного размера возможно формирование остаточной вихревой намагниченности. При этом в частицах симметричной формы формирование вихря намагниченности, направленного *по* и *против* часовой стрелки равновероятно. В несимметричной частице вихрь равновесной остаточной намагниченности может определяться направлением приложенного к ней магнитного поля [23]. Гистерезис магнитооптического отклика частиц, в которых формируется вихревое распределение намагниченности, имеет характерный вид - поскольку магнитооптический отклик характеризует величину средней по области облучения намагниченности структуры, то в нулевом внешнем магнитном поле петля имеет нулевую ширину [24].

Исследуемая структура представляла собой массив наночастиц кобальта в форме треугольников со стороной 700 нм и толщиной 30 нм. Частицы расположены в узлах квадратной решетки со стороной  $1.4 \mu\text{m}$ . Методами магнитно-силовой микроскопии, а также с помощью расчетов было показано, что в таких наночастицах возможно возникновение вихревой намагниченности. При приложении магнитного поля вдоль основания треугольников в более 90% частиц формируются вихри остаточной намагниченности, направленные в одну и ту же сторону. Тогда макроскопический тороидный момент системы  $\mathbf{T} \propto \int [\mathbf{r} \times \mathbf{M}] dV$  ( $\mathbf{r}$  - радиус-вектор магнитного момента), оказывается не равен нулю и направлен вдоль нормали к метаповерхности. Если внешнее поле приложить вдоль высоты треугольников и выключить, то формируются вихри *по* и *против* часовой стрелки равновероятно и тогда макроскопический тороидный момент массива равен нулю. Традиционными методами линейной магнитооптики детектировать макроскопический тороидный момент затруднительно, однако можно выделить вклад  $\mathbf{T}$  в нелинейную поляризацию на удвоенной частоте. Задача состояла в том, чтобы разработать методику визуализации тороидного момента структуры методом магнитоиндуцированной ВГ.

Обнаружено, что оптимальным для этого является использование циркулярно поляризованного излучения накачки. На рис. 3 (д, е) представлены гистерезисы ВГ при намагничивании исследуемого массива вдоль основания и вдоль высоты треугольников. Видно, что они имеют качественно разный вид - дело в том, что при циркулярной поляризации лазерного излучения минимизируется вклад средней намагниченности в квадратичный отклик и на его фоне становится более заметен вклад тороидного момента в генерацию ВГ. Следовательно, нелинейно-оптические методики применимы для детектирования и исследования вихревого состояния намагничен-

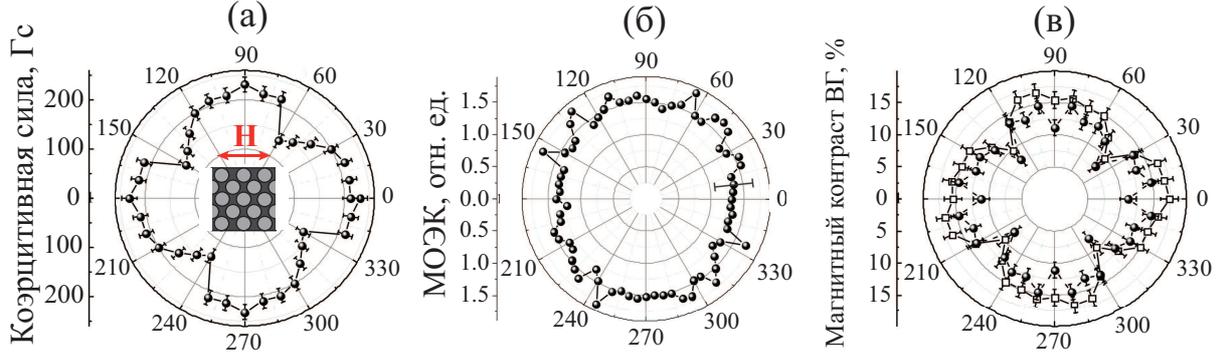


**Рис. 3.** (а) Изображение образца массива кобальтовых треугольных частиц в сканирующем электронном микроскопе; (б) рассчитанное распределение остаточной намагниченности в частице; (в), (г) изображения структуры в магнитно-силовом микроскопе после намагничивания вдоль основания и высоты треугольников, соответственно; (д), (е) гистерезисы интенсивности ВГ при *правой* циркулярной поляризации зондирующего излучения при намагничивании вдоль основания и высоты треугольников, соответственно (на схемах плоскость падения лазерного излучения ориентирована перпендикулярно плоскости рисунка и вдоль пунктирной линии).

ности.

Во втором разделе третьей главы представлены результаты исследования наноперфорированных пленок пермаллоя. Образцы представляли собой массивы круглых отверстий диаметром 420 нм в пленке пермаллоя ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ) толщиной 30 нм на кремниевой подложке, отверстия расположены в узлах квадратной решетки со стороной 600 нм. Азимутальные зависимости коэрцитивной силы, полученные методом линейной магнитооптики, нелинейной магнитооптики и при расчетах, аналогичны и однозначно указывают на наличие анизотропии магнитных свойств симметрии  $4m$ , что соответствует симметрии самой структуры. Ось легкого намагничивания ориентирована вдоль диагонали к квадратной решетке нанодоверстий ( $\psi \sim 0^\circ, 90^\circ$ ), при этом коэрцитивность максимальна; ось трудного намагничивания направлена вдоль стороны массива, при этом  $H_c$  минимальна.

Измеряемая величина линейного меридионального МОЭК пропорциональна средней намагниченности, ориентированной вдоль внешнего магнитного поля. В насыщении намагниченность (обозначим ее  $\mathbf{M}_{sat}$ ) направлена вдоль  $\mathbf{H}$ . Как видно из рис. 4 (б), величина МОЭК не зависит от  $\psi$ ,



**Рис. 4.** Экспериментальные данные для наноперфорированной пленки пермаллоя: (а) азимутальная зависимость коэрцитивной силы (на вставке - схема структуры в положении  $\psi = 0^\circ$ ), (б) азимутальная зависимость величины МО эффекта Керра в насыщающем магнитном поле, (в) азимутальная зависимость магнитного контраста интенсивности второй гармоники в насыщающем магнитном поле при  $p$ - (круглые точки) и  $s$ -поляризованном (квадратные точки) излучении накачки.

т.е.  $|\mathbf{M}_{sat}|(\psi) = const$ .

Было экспериментально показано, что генерация немагнитной ВГ изотропна, а величина магнитного контраста ВГ анизотропна и максимальна при намагничивании вдоль легкой оси (рис. 4 (в)). Анизотропия магнитного контраста ВГ в насыщающем магнитном поле наблюдается благодаря тому, что тензор  $\hat{\chi}^{(2)magn}$ , характеризующий магнитоиндуцированный отклик, имеет более высокий ранг (4-й), чем тензор  $\hat{\chi}^{(2)cr}$  (3-го ранга в электродипольном приближении). Таким образом, в генерации магнитоиндуцированной ВГ симметричные эффекты оказываются более значимыми, чем в немагнитном отклике или линейных МО эффектах.

В **Главе 4** приведены результаты исследования плазмонных структур различного дизайна. Локальные поверхностные плазмоны (ЛПП) – индуцированные светом коллективные колебания электронов проводимости вблизи поверхности металла, могут возбуждаться в изолированных металлических наночастицах или их массивах под действием оптического излучения [25]. Размеры частиц должны быть достаточно большими по сравнению с межатомным расстоянием, чтобы в них имелся свободный электронный газ в зоне проводимости, но много меньше длины волны света видимого диапазона. Электрическое поле световой волны  $\mathbf{E}_\omega$  индуцирует осциллирующий дипольный момент в частице. В резонансе локальное поле  $\mathbf{E}_\omega^{local}$  вблизи поверхности сферической металлической частицы с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_m$  в диэлектрике с проницаемостью  $\epsilon_d$  оказывается усиленным по сравнению с полем падающей световой волны:

$$\mathbf{E}_\omega^{local} = \frac{3\epsilon_d}{\epsilon_m + 2\epsilon_d} \mathbf{E}_\omega = L_\omega \mathbf{E}_\omega. \quad (5)$$

Коэффициент пропорциональности  $L_\omega$  между локальным электриче-

ским полем в частице и полем падающей световой волны называется фактором локального поля (ФЛП). Его конкретный вид зависит от формы и размеров частицы, диэлектрической проницаемости среды, расположения частиц и др.

В двумерных периодических массивах металлических плазмонных наночастиц с периодом порядка нескольких сотен нанометров наблюдается так называемый решеточный (дифракционный) плазмонный резонанс (РПР). Диполи, наведенные в периодически расположенных наночастицах металла полем световой волны, в определенных направлениях переизлучают синфазно, что приводит к многократному усилению рассеянного излучения по сравнению с откликом изолированной частицы. Спектральное положение РПР определяется периодом структуры [26].

На интерфейсе металл-диэлектрик может возбуждаться бегущая электромагнитная волна, которая называется бегущим поверхностным плазмон-поляритоном (ППП) [3]. Ее амплитуда экспоненциально спадает по обе стороны от границы раздела, а дисперсия ППП задается зависимостью  $\beta(\omega)$ :

$$\beta(\omega) = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}}, \quad (6)$$

где  $k_0$  - модуль волнового вектора падающего света,  $\epsilon_m$  и  $\epsilon_d$  - диэлектрические проницаемости металла и диэлектрика, соответственно. Волновой вектор ППП всегда больше волнового вектора электромагнитной волны в прилегающем слое диэлектрика, поэтому для возбуждения резонанса используются специальные призмные методы или нанесение периодической решетки на интерфейс.

В спектральной окрестности плазмонных резонансов различной природы интенсивность ВГ можно выразить через факторы локального поля  $L_\omega$ :

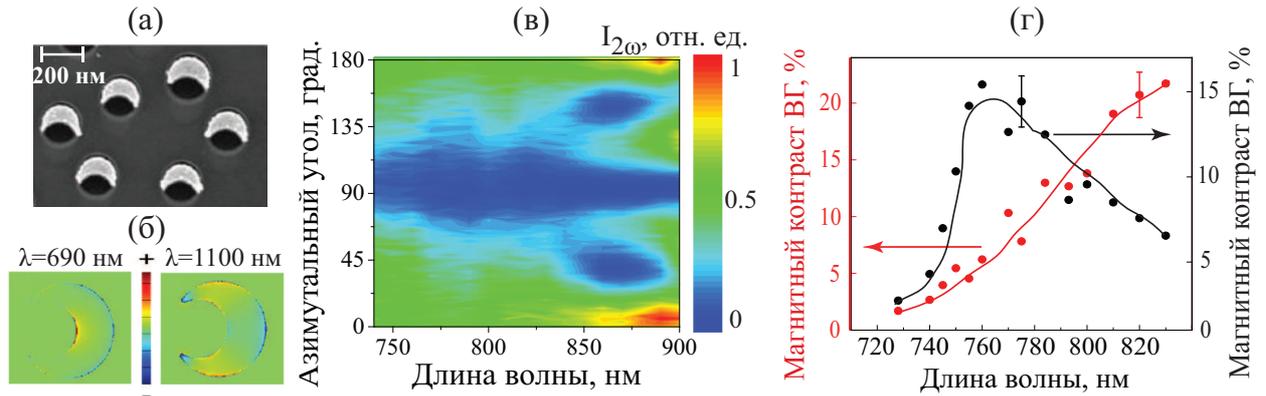
$$P_{2\omega} \propto \chi^{(2)} (E_\omega^{local})^2 \propto \chi^{(2)} L_\omega^2 (E_\omega)^2 \propto \chi^{(2)} L_\omega^2 I_\omega, \quad (7)$$

$$E_{2\omega}^{local} \propto L_{2\omega} P_{2\omega}, \quad (8)$$

$$I_{2\omega} \propto |E_{2\omega}^{local}|^2 \propto (\chi^{(2)})^2 L_{2\omega}^2 L_\omega^4 I_\omega^2, \quad (9)$$

т.е. интенсивность ВГ пропорциональна четвертой степени фактора локального поля на частоте накачки, а также квадрату ФЛП на удвоенной частоте из-за усиления поля, излучаемого источниками ВГ. Таким образом, плазмонные эффекты в квадратичном оптическом отклике могут быть существенно более выражены, чем в линейном, что дает дополнительные возможности диагностики наноструктур методами нелинейной оптики.

В четвертой главе исследовано 5 типов структур, в которых возбуждаются резонансы различной природы. Первый параграф посвящен оптическому отклику наноструктур при возбуждении ЛПП. В массивах золотых нанополумесяцев (рис. 5 (а)) возбуждаются локальные поверхностные плазмоны и наблюдается специфическая локализация электромагнитного

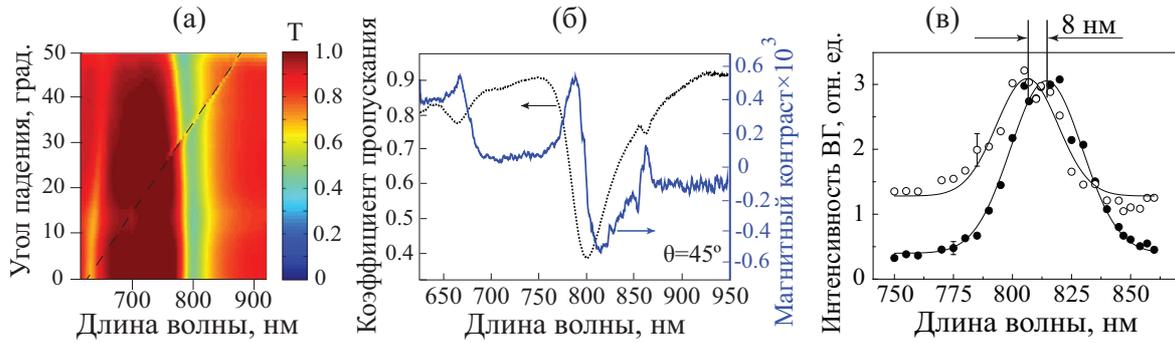


**Рис. 5.** (а) Изображение массива золотых наноструктур в форме полумесяцев в сканирующем электронном микроскопе, (б) рассчитанные распределения плотности электрического заряда на указанной резонансной длине волны, когда поляризация падающего света ориентирована поперек наноэлемента [27], (в) спектры интенсивности ВГ при различных азимутальных ориентациях структуры в массиве наночастиц в форме полумесяцев, когда плоскости поляризации излучения накачки и регистрируемой ВГ перпендикулярны (при  $\psi = 0^\circ$  падающее излучение поляризовано поперек наноэлемента); (г) спектры магнитного контраста интенсивности ВГ при  $p$ - (левая ось, красные точки) и  $s$ -поляризованном (правая ось, черные точки) излучении накачки для массива никелевых наностержней, угол падения  $45^\circ$ .

поля в наноэлементах (рис. 5 (б)). Показано, что распределение локального оптического поля в наноструктурах изменяется с длиной волны лазерного излучения, что проявляется в детектируемой анизотропии второй гармоники (рис. 5 (в)). Таким образом показана особая роль резонансного распределения локального оптического поля в формировании квадратичного нелинейно-оптического отклика.

В массивах никелевых наностержней (диаметр 20 нм, длина 175 нм, матрица - анодный оксид алюминия, стержни ориентированы перпендикулярно подложке) исследовалось усиление магнитного нелинейно-оптического отклика при возбуждении ЛПП. Такая структура сочетает в себе магнитные и плазмонные свойства, причем возможно возбуждение резонансов ЛПП в направлениях поперек и вдоль стержней, соответствующие длины волн, согласно расчетам, составляют  $\lambda_\perp \sim 380$  нм и  $\lambda_\parallel \sim 1150$  нм. Показано, что в линейных спектрах отражения эти резонансные особенности не детектируются, что связано, по-видимому, со значительными омическими потерями в никеле и низкой добротностью ЛПП резонансов. При этом в спектре магнитного контраста в геометрии экваториального МОЭК наблюдается усиление  $\rho_\omega$  вблизи  $\lambda_\perp$ , достигая значения  $6 \cdot 10^{-3}$ .

Спектры интенсивности кристаллографической (немагнитной) ВГ в области перестройки Ti:Sa лазера не показали резонансного усиления ВГ вблизи длины волны 760 нм, соответствующей поперечному резонансу ЛПП на удвоенной частоте накачки, по-видимому, также ввиду его низкой добротности. Поэтому были исследованы спектральные особенности маг-



**Рис. 6.** Экспериментальные данные для двумерного массива золотых нанодисков в пленке Bi:YIG с периодом 400 нм: (а) частотно-угловой спектр пропускания (пунктиром показан закон дисперсии волноводной моды), (б) спектры пропускания (черные кривые) и магнитного контраста (синие кривые) при угле падения  $p$ -поляризованного зондирующего излучения  $45^\circ$ , (в) спектры интенсивности ВГ, измеренные при противоположных направлениях поперечного магнитного поля,  $p$ -поляризованное излучение накачки, угол падения  $15^\circ$ .

нитоиндуцированной ВГ. Оказалось, что в случае  $s$ -поляризации лазерного излучения, обеспечивающего наибольшую эффективность возбуждения поперечного ЛПП в наностержнях, наблюдается усиление магнитного контраста интенсивности ВГ примерно на порядок в экваториальной геометрии эксперимента в окрестности  $\lambda = 2\lambda_\perp = 760$  нм (рис. 5 (г)). Эффект наблюдается за счет резонансного усиления именно магнитоиндуцированной компоненты поля на удвоенной частоте. При  $p$ -поляризованном излучении накачки спектры  $\rho_{2\omega}$  монотонны. Таким образом, предложен метод детектирования низкодобротного резонанса в металлических ферромагнитных наноструктурах путем регистрации магнитоиндуцированной ВГ.

Во втором параграфе четвертой главы приведены результаты исследования массивов золотых нанодисков высотой 30 нм и диаметром 100 нм, расположенных в узлах квадратной решетки с периодами 200, 300 и 400 нм, с нанесенным поверх слоем магнитного диэлектрика Bi:YIG толщиной 100 нм. Наличие РПП в данных структурах проявляется в виде минимума пропускания, спектральное положение которого не зависит от угла падения  $p$ -поляризованного зондирующего излучения (рис. 6 (а)) и зависит от периода массива. В массивах с периодами  $d = 300$  и 400 нм в исследуемом спектральном диапазоне наблюдается также высокодобротная особенность, положение которой смещается в длинноволновую область спектра при увеличении угла падения  $\theta$ . Согласно проведенным оценкам, ее можно интерпретировать как волноводную моду, возбуждаемую в диэлектрическом слое за счет наличия в структуре решетки золотых частиц как при  $p$ -, так и при  $s$ -поляризованном излучении накачки.

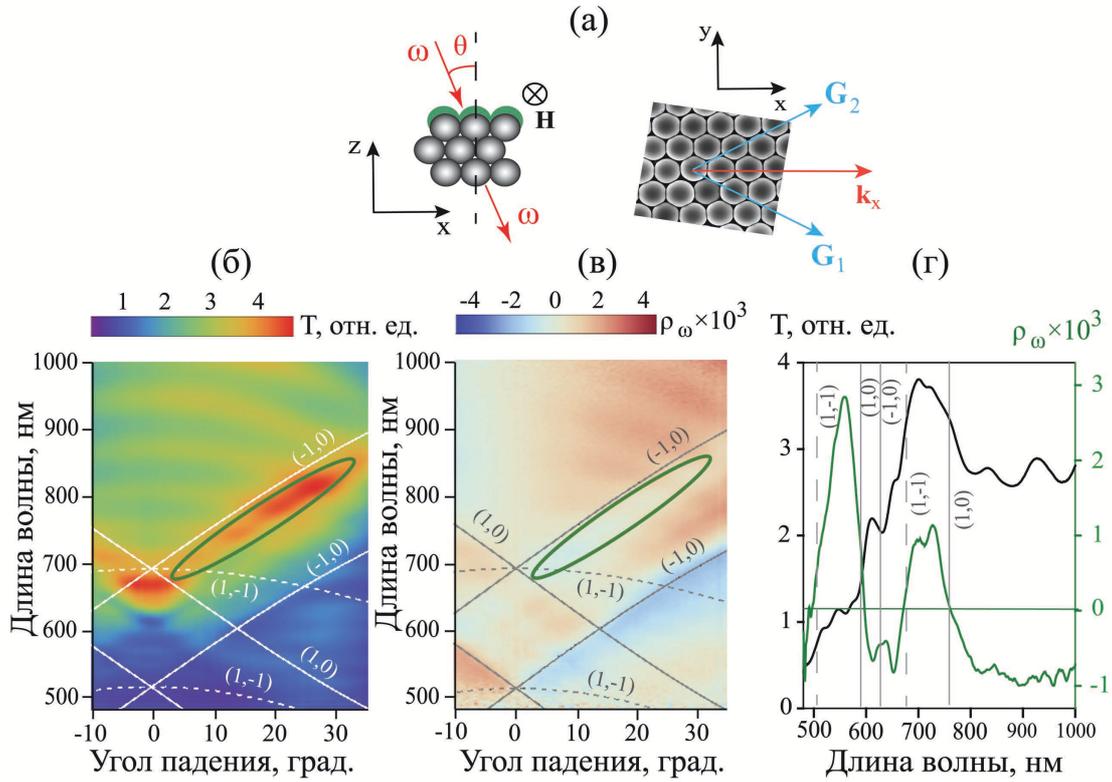
Магнитооптические измерения были проведены при приложении внешнего насыщающего магнитного поля в геометрии Фохта. На рис. 6 (б) приведен спектр магнитного контраста массива с периодом 400 нм, изме-

ренный при  $\theta = 45^\circ$ . Для удобства интерпретации он совмещен со спектром пропускания при том же угле падения. Видно, что в спектральной окрестности плазмонного резонанса ( $\lambda = 800$  нм) наблюдается возрастание  $\rho_\omega$ , сопровождающееся сменой знака магнитного контраста. Напомним, что линейный по намагниченности интенсивностный эффект в геометрии Фохта в пленке с симметричными границами наблюдаться не должен [17]. В исследуемых структурах границы пленки  $\text{Bi:YIG}$  несимметричны из-за наличия на интерфейсе с кварцем золотых нанодисков. Изменение знака магнитного контраста при возбуждении плазмонного резонанса связано с магнитоиндуцированным изменением диэлектрической проницаемости ферромагнетика  $\text{Bi:YIG}$ , определяющей резонансные условия возбуждения РПП.

Спектры интенсивности ВГ в исследуемых структурах, полученные при  $p$ -поляризованном излучении накачки и противоположных значениях насыщающего экваториального магнитного поля, представлены на рис. 6 (в) для угла падения  $\theta = 15^\circ$ . Обнаружено смещение резонансного максимума интенсивности ВГ, связанного с возбуждением РПП, примерно на 8 нм для полей разного знака. Все материалы структуры являются центросимметричными, поэтому в дипольном приближении основные нелинейные источники связаны с границами раздела. Причиной наблюдаемого спектрального поведения магнитоиндуцированной ВГ является наличие нескольких интерферирующих вкладов во ВГ, кристаллографических и магнитных: резонансных (от границ раздела  $\text{Au/Bi:YIG}$  и  $\text{Au/кварц}$ ) и нерезонансных (от интерфейсов  $\text{воздух/Bi:YIG}$  и  $\text{кварц/Bi:YIG}$ ). Как было экспериментально показано, относительная величина и сдвиг фаз между соответствующими полями на частоте ВГ существенно изменяются при перестройке длины волны излучения накачки в спектральной окрестности РПП, что и обуславливает спектральный сдвиг результирующих кривых  $I_{2\omega}(\lambda, \pm H)$ . Исследование особенностей генерации магнитоиндуцированной ВГ при возбуждении РПП было проведено впервые.

Третий раздел четвертой главы посвящен исследованию магнитооптических и нелинейно-оптических эффектов при возбуждении ППП в гетероструктурах опал/Со. Образцы представляли собой пленки опала, т.е., плотноупакованные гексагональные массивы сфер диоксида кремния, покрытые пленкой кобальта толщиной порядка  $10 \div 30$  нм. В таких структурах есть фотонная запрещенная зона, так как опал – это трехмерный фотонный кристалл, а также, на границах профилированной пленки кобальта наблюдается возбуждение ППП. Полученные композиты, в соответствии с общепринятой терминологией, называются гетерокристаллами или гетероструктурами (ГС) [28]. Исследовалась серия структур с различными диаметрами сфер диоксида кремния  $D$  от 250 до 640 нм, определяющими период двумерной решетки нанотверстий в металлической пленке.

Оптические эксперименты были проведены для такой азимутальной ориентации образцов, что проекция волнового вектора на структуру лежит вдоль биссектрисы угла между векторами обратной решетки (рис. 7 (а)). На рис. 7 (б) представлен частотно-угловой спектр пропускания одной



**Рис. 7.** (а) Схема эксперимента для исследования МО отклика ГС в геометрии Фохта. Экспериментальные данные для ГС на основе опала с диаметром сфер диоксида кремния 520 нм: (б) частотно-угловой спектр пропускания, нормированный на пропускание  $T(\theta, \lambda)$  референсной пленкой кобальта, (в) частотно-угловой спектр магнитного контраста в геометрии Фохта, (г)  $T(\lambda)$  (черная кривая) и  $\rho_\omega(\lambda)$  (зеленая кривая) при  $\theta = -10^\circ$ , серыми вертикальными прямыми показаны спектральные положения ППП. Пунктирными кривыми показаны дисперсионные зависимости ППП на границе раздела опал/SiO<sub>2</sub>, а сплошными кривыми - на интерфейсе SiO<sub>2</sub>/воздух.

из структур с периодом  $D = 520$  нм, он нормирован на спектр сплошной плоской пленки кобальта аналогичной толщины. На спектре видны области максимального пропускания, они имеют тот же наклон, что и рассчитанные по формуле (6) кривые дисперсии ППП, следовательно, увеличенное пропускание связано с резонансными эффектами. На рис. 7 (в) представлены спектры магнитного контраста, измеренные в геометрии Фохта при приложении насыщающего магнитного поля. Видно, что при возбуждении ППП  $\rho_\omega$  усиливается и меняет знак. Для удобства анализа экспериментальных данных на рис. 7 (г) также приведены спектры магнитного контраста и пропускания при фиксированном угле падения  $\theta = -10^\circ$ .

Анализируя данные, представленные на рис. 7, можно сделать следующие выводы. Во-первых, в исследуемой ГС аномальное пропускание достигает 110% (понятие аномального пропускания вводится для наноперфорированных металлических пленок как отношение пропускания  $T_{abs}$  к поверхностной плотности отверстий  $T_{eff}$  [29]). Во-вторых, есть спектральная область, где относительно велико и значение пропускания, и магнитного контраста (выделена темно-зеленым цветом на рис. 7 (б, в)), что важно для возможных приложений. И в-третьих, зависимость магнитного контраста от длины волны имеет резкие фронты вблизи ППП (лучше всего это видно на рис. 7 (г)), что может использоваться в различных устройствах для оптического переключения.

Для оптимизации свойств ГС было предложено дополнить исследуемые структуры пленкой серебра толщиной около 5 нм. Сочетание ферромагнетика (для гиротропии) и благородного металла (для возбуждения добротного плазмона) - традиционный прием для создания композитных структур, демонстрирующих резонансное усиление МО эффектов. Частотно-угловая спектроскопия коэффициента пропускания и магнитного контраста показала, что наличие в составе рассматриваемой гетероструктуры тонкой пленки серебра приводит к усилению МО отклика в 2 раза, при этом уменьшения резонансного пропускания структуры не наблюдается. Таким образом, оптимизация исследуемых гетероструктур в виде напыления благородного металла на их поверхность обеспечивает “выигрыш” в МО отклике без дополнительных потерь на поглощение света в структуре.

В последнем разделе четвертой главы задача состояла в исследовании спектрального поведения оптического отклика, а также интенсивности и фазы ВГ в геометрии “на пропускание” при возбуждении магнитодипольного резонанса. Изучаемые структуры представляли собой квадратные массивы трехслойных нанодисков Au/MgF<sub>2</sub>/Au (толщина каждого слоя - 30 нм, диаметр - около 140 нм, период структуры - 400 нм). Их спектры пропускания демонстрируют два минимума - на длинах волн около 640 и 780 нм. Расчеты показали, что коротковолновый минимум соответствует резонансным синфазным колебаниям токов в верхнем и нижнем золотых дисках, индуцированным в структуре внешним световым полем. На длине волны 780 нм колебания токов происходят в противофазе (см. вставку на рис. 8 (а)). Второй вариант соответствует возбуждению т.н. магнитоди-

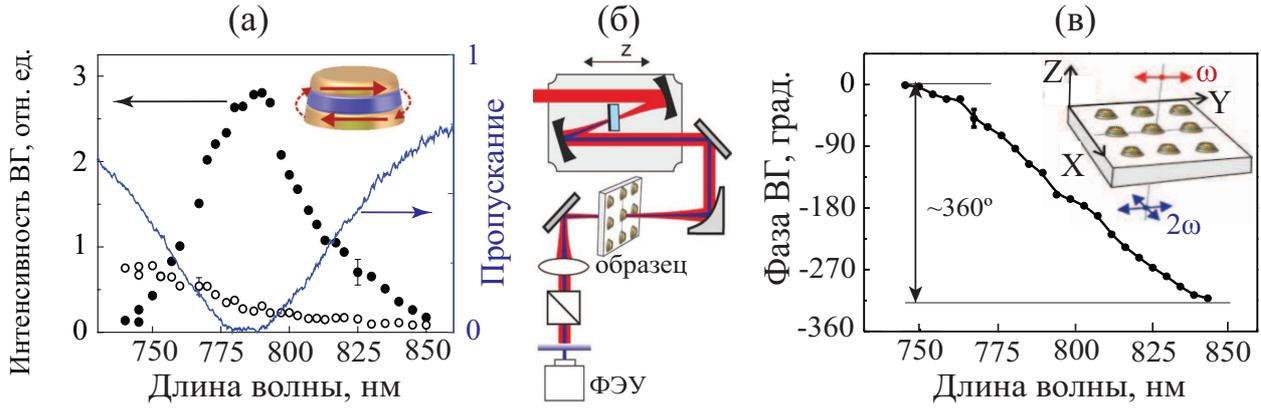
польного резонанса, т.е. наведению эффективного магнитного диполя в направлении, перпендикулярном плоскости осцилляции токов, и сильной локализации электромагнитного поля в структуре [30].

При нормальном падении света на структуру и параллельных ориентациях поляризацій излучения накачки и ВГ наблюдался выраженный максимум в окрестности длины волны 780 нм, соответствующей магнитодипольному резонансу (рис. 8 (а), заполненные символы). При ортогональных ориентациях поляризацій падающего и регистрируемого излучения интенсивность ВГ примерно на порядок меньше, а зависимость  $I_{2\omega}(\lambda)$  монотонно убывает, т.е. резонансные свойства не проявляются (рис. 8 (а), выколотые точки). Такие поляризационные свойства резонансной зависимости ВГ подтверждают наблюдение именно магнитодипольного резонанса.

Спектр фазы ВГ при возбуждении магнитодипольного резонанса был измерен методом интерферометрии, адаптированным для случая сильно сфокусированного фемтосекундного излучения титан-сапфирового лазера. Идея метода впервые была предложена в работе [31] и заключается в том, что сигнал ВГ от исследуемой структуры интерферирует с волной ВГ от референсного образца (эталоны), в качестве которого была выбрана пленка ИТО (Indium tin oxide), помещенная в фокус двух сферических зеркал (рис. 8 (б)). Эталон помещен на транслятор, так что в процессе измерения варьируется разность оптических путей на частоте накачки и ВГ между ИТО и исследуемой структурой, при этом измеряемой величиной является зависимость интенсивности ВГ от координаты эталона,  $z$ . Интерферограммы  $I_{2\omega}(z)$ , измеренные на разных длинах волн лазерного излучения, были аппроксимированы функцией вида  $I_{2\omega}(z) \sim \cos(2\pi z/d + \varphi)$ , где  $d$  – период, определяемый дисперсией воздуха, из аппроксимации были определены значения фазы на каждой длине волны  $\varphi(\lambda)$ . Физический смысл имеет не абсолютная величина фазы ВГ, а ее изменение при перестройке длины волны лазерного излучения вблизи резонансных особенностей исследуемых структур.

Обнаружено, что при возбуждении магнитодипольного резонанса наблюдается модуляция фазы ВГ почти на  $360^\circ$  (рис. 8 (в)). Вероятно, основной вклад в генерацию ВГ при нормальном падении лазерного излучения дает магнитодипольная компонента тензора квадратичной восприимчивости  $\chi_{yxx}^{emm}$  (координатные оси указаны на вставке на рис. 8 (в)). Фаза соответствующего фактора локального поля изменяется на  $180^\circ$  при прохождении длины волны накачки через резонанс (ФЛП для магнитного поля вводится аналогично выражению (5)), поэтому фаза поля на удвоенной частоте  $E_{2\omega}^{emm} \sim \chi_{yxx}^{emm} L_x^2(\omega) B_x^2$  меняется на  $360^\circ$  ( $B_x$  – компонента магнитного поля падающей волны). Это соответствует данным интерферометрии и также подтверждает резонансную природу наблюдаемых явлений. Следует отметить, что исследование особенностей нелинейно-оптического отклика подобных композитных наноструктур при возбуждении магнитодипольного резонанса проведено впервые.

**Глава 5** основана на результатах исследования оптических и



**Рис. 8.** Экспериментальные данные для массива трехслойных Au/MgF<sub>2</sub>/Au нанодисков: (а) спектры интенсивности ВГ при  $\theta = 0^\circ$ , параллельные (заполненные символы) и перпендикулярные (выколотые точки) плоскости поляризации накачки и ВГ, спектр пропускания структуры (синяя кривая, правая ось); (б) схема измерения фазы ВГ методом интерферометрии; (в) спектр фазы ВГ,  $\theta = 0^\circ$ , параллельные поляризации накачки и ВГ, на вставке - схема координатных осей.

нелинейно-оптических эффектов в хиральных двумерных и квазидвумерных наноструктурах. Проанализирована роль формы мета-атома и их расположения в массиве в формировании квадратичного оптического отклика метаповерхностей. Как известно, оптический отклик металлических планарных наноструктур обусловлен возбуждением в них локальных поверхностных плазмонов и, следовательно, концентрацией электромагнитного поля вблизи их поверхности в областях, называемых “горячие точки” (“hotspots”). В зависимости от формы наноструктуры и геометрии взаимодействия с излучением накачки “hotspots” формируются в разных частях плоских наноструктур, модифицируя их оптические свойства [32, 33]. Определить локализацию “hotspots” можно путем расчетов распределения электрического поля в мета-атомах (например, методом конечных разностей во временной области, FDTD), либо с помощью различных методов микроскопии.

Хиральные эффекты в квадратичном нелинейно-оптическом отклике проявляются как поворот плоскости поляризации ВГ относительно плоскости поляризации накачки и/или как циркулярный дихроизм ВГ, определяемый как [34]:

$$CD_{2\omega} = \frac{I_{2\omega}^{right} - I_{2\omega}^{left}}{I_{2\omega}^{right} + I_{2\omega}^{left}}, \quad (10)$$

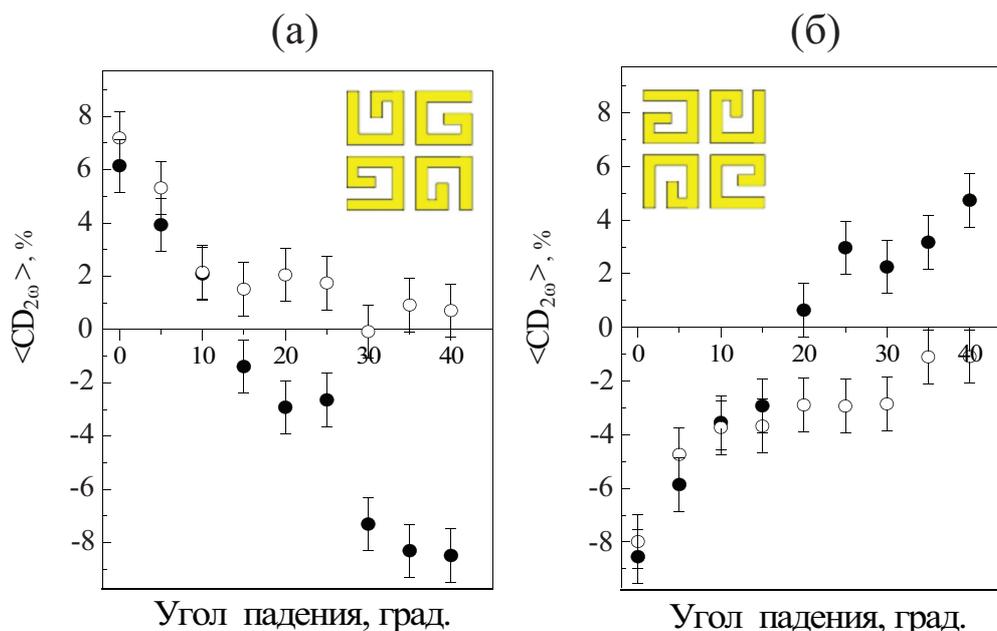
где  $I_{2\omega}^{right}$  и  $I_{2\omega}^{left}$  - интенсивности прошедшей или отраженной ВГ при *правой* и *левой* циркулярной поляризации излучения накачки. В ряде случаев целесообразно измерять циркулярный дихроизм *p*- или *s*- поляризованной ВГ, обозначаемый ниже как  $CD_{2\omega,p}$  и  $CD_{2\omega,s}$ . Тогда в формулу (10) следует подставить интенсивности ВГ соответствующей (*p*- или *s*-) поляризации.

В первом разделе пятой главы представлены результаты исследования массивов планарных золотых наноэлементов в форме запятых с латеральным размером примерно 200 нм и толщиной около 20 нм. Мета-атомы одинаково ориентированы, но хаотически расположены на стеклянной подложке. В спектрах пропускания структуры наблюдаются минимумы в области длин волн 600 и 840 нм. Обнаружено, что при перестройке длины волны лазерного излучения между резонансными особенностями структуры изменяется форма детектируемой анизотропии второй гармоники, что связано со специфическим распределением локального поля в наноэлементах. Наблюдаемая резонансная величина  $CD_{2\omega}$  достигает 60% на длине волны около 850 нм, что в несколько раз превышает циркулярный дихроизм в линейном отклике исследуемой метаповерхности, измеренный в работе [35].

Второй раздел пятой главы посвящен исследованию эффектов циркулярного дихроизма ВГ в планарных массивах золотых “G”-образных (или их зеркальных отображений, mirror-“G”-образных) элементов толщиной 25 нм, латеральным размером около 1 мкм и расстоянием между метаатомами 400 нм на стеклянной подложке (вставки на рис. 9 (а, б)). Дизайн “G”-образных наноэлементов был выбран как наиболее близкий к плоской спирали, ассоциирующей с хиральностью.

Нелинейно-оптические эксперименты проводились на длине волны 795 нм в геометрии “на пропускание”. В эксперименте облучалось более тысячи “G”- или mirror-“G”-образных наноструктур (диаметр сфокусированного светового пучка 50 мкм). Падающее излучение было циркулярно поляризовано, в прошедшем отклике выделялись  $p$ - и  $s$ -поляризованные компоненты.

Для изучения эффектов хиральности и анизотропии структуры на нелинейно-оптический отклик были измерены азимутальные зависимости интенсивности ВГ в энантиомерах при различных углах падения излучения накачки, из экспериментальных данных рассчитаны азимутальные зависимости циркулярного дихроизма ВГ. Они демонстрируют симметрию 4-го порядка, графики для энантиомеров являются зеркальными отображениями друг друга, а величина  $CD_{2\omega,p,s}$  достигает 60%. Далее для исключения влияния анизотропии на оптическую активность метаповерхностей вычислялась средняя величина интенсивности ВГ путем интегрирования азимутальных зависимостей  $CD_{2\omega}$  по углу  $\psi$ , получалась средняя величина циркулярного дихроизма  $\langle CD_{2\omega,p} \rangle$ ,  $\langle CD_{2\omega,s} \rangle$  (рис. 9 (а, б)). Для массива “G”-образных наноструктур величина  $\langle CD_{2\omega,s} \rangle$  уменьшается практически до нуля с увеличением угла падения  $\theta$ , составляя 8% при нормальном падении излучения накачки, в то время как для  $p$ -поляризованного отклика  $\langle CD_{2\omega,p} \rangle$  уменьшается до нуля и меняет знак примерно при  $\theta = 15 \div 20^\circ$ . Зеркально симметричные зависимости наблюдаются для массива mirror-“G” наноструктур. Таким образом, знак  $\langle CD_{2\omega} \rangle$ , усредненного по всем азимутальным углам, определяется типом энантиомера и существенно зависит от угла падения. Наблюдаемый эффект соответствует данным микроско-



**Рис. 9.** Зависимости усредненного по азимутальному углу циркулярного дихроизма ВГ от угла падения для  $p$ - (закрашенные символы) и  $s$ - (выколотые точки) поляризованной ВГ в массивах (а) “G”-образных и (б) mirror-“G”-образных наноструктур. На вставках - схемы элементарных ячеек массивов.

пии ВГ, приведенным для аналогичных структур в работе [33], где показано, что распределения “hotspots” при одной и той же поляризации зондирующего излучения в разных энантиомерах представляют собой зеркальные отображения друг друга.

Полученные результаты свидетельствует о сильном влиянии и анизотропии, и хиральности на формирование квадратичного нелинейно-оптического отклика. В одинаково ориентированных энантиомерах наблюдаются разные знаки  $CD_{2\omega}$ , что отражает чувствительность нелинейно-оптического метода генерации ВГ к хиральности планарных плазмонных структур.

В третьем параграфе пятой главы приведены результаты исследований “инвертированных” хиральных метаповерхностей - массивов квазидвумерных винтообразных отверстий различной симметрии в серебряной пленке субмикронной толщины. Такие структуры интересны тем, что сочетают в себе высокое (аномальное) пропускание и оптическую активность. Приведено детальное экспериментальное исследование линейного оптического отклика, а также, изучение эффектов анизотропии и хиральности в генерации ВГ.

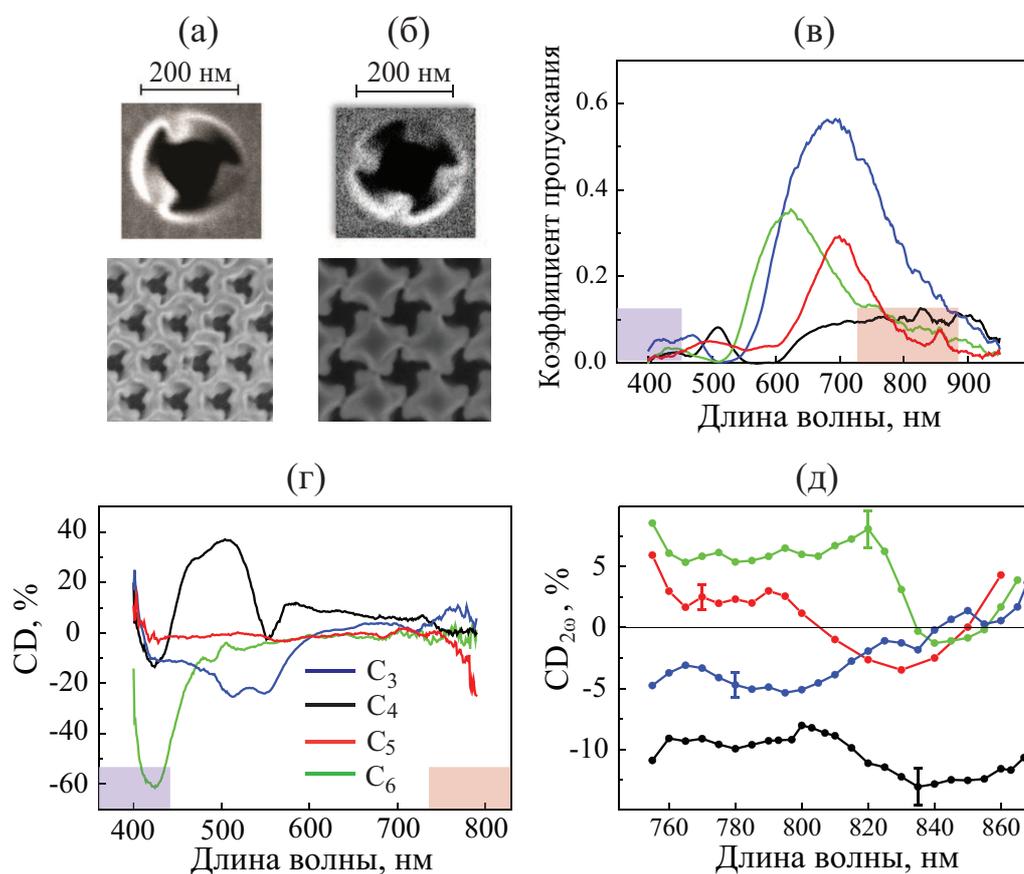
Исследовано четыре массива хиральных отверстий: массивы с вращательной симметрией 3-го и 6-го порядков (точечные группы симметрии  $C_3$  и  $C_6$ , соответственно), состоящие из отверстий симметрии  $C_3$  и  $C_6$ , располо-

женных в узлах треугольной решетки; массива с вращательной симметрией 4-го порядка (точечная группа симметрии  $C_4$ ), состоящего из отверстий симметрии  $C_4$ , расположенных в узлах квадратной решетки; и массива отверстий симметрии  $C_5$ , расположенных в узлах мозаики Пенроуза, и обладающего, как целое, вращательной симметрией 5-го порядка (точечная группа  $C_5$ ). Далее будем обозначать массивы по типу их точечной группы симметрии как  $C_3$ ,  $C_4$ ,  $C_5$  и  $C_6$ , соответственно. Сквозные части всех винтообразных наноотверстий имеют диаметр около 200 нм (рис. 10 (а, б)).

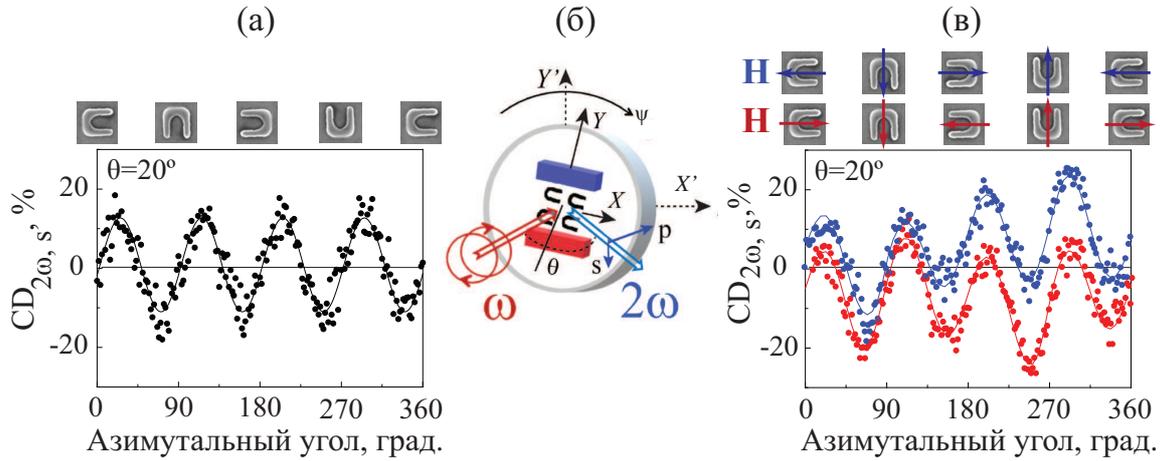
Спектры пропускания массивов хиральных наноотверстий представлены на рис. 10 (в) и демонстрируют области аномально большого пропускания света в оптическом диапазоне, причем добротность и спектральное положение максимума существенно зависят от симметрии массива. Наиболее сильно эффект проявляется для образца  $C_3$ , для которого  $T_{abs}$  возрастает до 60% в диапазоне длин волн 680-690 нм. В образце  $C_3$  удельная площадь отверстий составляет примерно  $T_{eff} \sim 20\%$ , поскольку 250-нанометровая пленка серебра непрозрачна, то можно оценить величину аномального пропускания как  $T_{abs}/T_{eff} \sim 300\%$ . Аналогичные оценки показали, что во всех исследуемых массивах хиральных наноотверстий наблюдается аномально высокое пропускание. Интерференция слабого фонового и сильного резонансного вкладов придаёт спектрам  $T_{abs}$  асимметричную форму типа резонанса Фано.

Спектры циркулярного дихроизма прошедшего через образцы оптического излучения ( $CD$ ) были рассчитаны аналогично формуле (10) с заменой интенсивности ВГ на линейное пропускание, соответствующие результаты представлены на рис. 10 (г). В образце  $C_5$  с упаковкой элементов в узлах мозаики Пенроуза циркулярный дихроизм практически отсутствует во всем исследуемом диапазоне длин волн. В других массивах наблюдается усиление  $CD$ , достигающего 60%. Хиральность в линейном оптическом отклике массивов наноотверстий имеет, по-видимому, плазмонную природу [36]. Интересен тот факт, что знак циркулярного дихроизма зависит от симметрии массива, в то время как в двумерных хиральных структурах (например, “G”-образных) его знак определяется направлением “закручивания” планарных элементов и противоположен для энантиомеров [6].

Нелинейно-оптические эксперименты были проведены в геометрии “на пропускание”, при нормальном падении излучения накачки. Показано, что при линейной поляризации лазерного излучения, сигнал ВГ от образцов является анизотропным. По данным, полученным при циркулярно поляризованном излучении накачки и детектировании полной интенсивности квадратичного нелинейно-оптического отклика, были вычислены спектры циркулярного дихроизма ВГ по формуле (10). Соответствующие результаты приведены на рис. 10 (д). Видно, что знак и величина циркулярного дихроизма второй гармоники существенно зависят от симметрии структуры, максимальное значение дихроизма (около 10-12%) наблюдается в образце  $C_4$ . Для остальных структур в исследуемом спектральном диапазоне циркулярный дихроизм ВГ один или два раза меняет знак, проходя через



**Рис. 10.** Результаты экспериментального исследования оптических свойств массивов хиральных нанотверстий в серебряной пленке: (а, б) изображения структур  $C_3$  и  $C_4$  в растровом электронном микроскопе; (в) спектры пропускания, (г) спектры циркулярного дихроизма (красным и фиолетовым прямоугольниками выделены области перестройки длины волны Ti:Sa лазера и соответствующей ВГ), (д) спектры циркулярного дихроизма ВГ. На всех графиках экспериментальные данные для структур  $C_3$ ,  $C_4$ ,  $C_5$  и  $C_6$  показаны синим, черным, красным и зеленым цветом, соответственно.



**Рис. 11.** (а) Азимутальные зависимости циркулярного дихроизма ВГ в массиве “U”-образных наноэлементов без приложения магнитного поля,  $\theta = 20^\circ$ ,  $s$ –отклик, (б) схема исследования эффектов магнитоиндуцированной наведенной хиральности в генерации ВГ, (в) азимутальные зависимости циркулярного дихроизма ВГ при фиксированных относительно структуры направлениях внешнего магнитного поля,  $\theta = 20^\circ$ ,  $s$ –отклик (данные, показанные синими и красными точками, измерены при приложении магнитного поля вдоль синей и красной стрелок, соответственно, как показано на схемах над панелью).

нулевое значение.

В исследуемых структурах расстояния между наноотверстиями сравнимы с их латеральным размером, следовательно, формирование оптического и нелинейно-оптического отклика массивов обусловлено коллективными резонансными эффектами. Важно отметить, что знак  $CD_{2\omega}$  может быть различен для массивов квазидвумерных наноотверстий одинакового направления “закручивания”, но разной симметрии, что ранее не наблюдалось в планарных структурах.

В четвертом параграфе пятой главы представлены результаты исследований генерации ВГ в зеркально-симметричных пермалловых ( $Ni_{80}Fe_{20}$ ) “U”-образных наноструктурах, где наблюдаются магнитоиндуцированные эффекты хиральности в нелинейно-оптическом отклике. “U”-образные наноэлементы имеют размер  $0.5 \text{ мкм} \times 0.8 \text{ мкм}$ , толщину  $50 \text{ нм}$ , расположены в узлах прямоугольной решетки с периодом около  $1 \text{ мкм}$  на кремниевой (100) подложке.

Элементы метаповерхности, как и массив в целом, обладают зеркальной симметрией, то есть возможно только наблюдение эффектов наведенной хиральности в геометрии, когда структура несимметрична относительно плоскости падения. Намагниченность может понижать симметрию поверхности, а, следовательно, в таких метаповерхностях возможно проявление магнитоиндуцированной хиральности, что до сих пор исследовано не было.

Были измерены азимутальные зависимости интенсивности зеркально отраженной  $p$ - и  $s$ -поляризованной ВГ при *правой* и *левой* циркулярной поляризации зондирующего излучения при  $\theta = 20^\circ$ , из которых вычислены азимутальные зависимости циркулярного дихроизма ВГ  $CD_{2\omega,p}$  и  $CD_{2\omega,s}$ . Из полученных графиков видно (рис. 11 (а)), что величина циркулярного дихроизма ВГ существенно зависит от азимутальной ориентации метаповерхности и достигает 15-20% при  $\psi \approx \pi/8 + \pi n/4$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ . Наблюдаемая симметрия 4-го порядка - это следствие как кристаллической структуры кремниевой подложки, так и  $4m$ -симметрии массива “U”-образных наноэлементов. Отклонения от симметрии четвертого порядка связаны с зеркальной симметрией мета-атомов, размеры которых сравнимы с длиной волны лазерного излучения. Усредненные по азимутальному углу значения  $\langle CD_{2\omega,s} \rangle$  и  $\langle CD_{2\omega,p} \rangle$  равны нулю, с точностью до экспериментальной погрешности, что указывает на то, что механизм наблюдаемого циркулярного дихроизма ВГ обусловлен наведенной хиральностью [37].

Для исследования магнитоиндуцированной ВГ структура была помещена в насыщающее статическое поле около 2 кГс, созданное постоянными NdFeB магнитами, и измерены азимутальные зависимости  $I_{2\omega,p,s}^{left,right}$ . Образец вращался вместе с магнитным полем (рис. 11 (б)). Сначала эксперименты были проведены в геометрии, когда магнитное поле перпендикулярно плоскости зеркальной симметрии структуры (как показано на схеме на рис. 11 (б)). Также наблюдается симметрия 4-го порядка, но среднее по азимутальному углу значение циркулярного дихроизма ВГ равно нулю.

На рис. 11 (в) представлены графики циркулярного дихроизма ВГ при двух противоположных ориентациях магнитного поля относительно структуры, параллельных оси ее зеркальной симметрии (синяя и красная стрелки, указывающие направление магнитного поля, на схемах над панелями соответствуют синим и красным экспериментальным точкам). Оказалось, что при  $\theta = 20^\circ$  средние значения циркулярного дихроизма ВГ составляют  $\langle CD_{2\omega,s}(+H) \rangle = (6 \pm 1)\%$  при номинальном положительном магнитном поле вдоль синей стрелки и  $\langle CD_{2\omega,s}(-H) \rangle = (-6 \pm 1)\%$  для ориентации магнитного поля вдоль красной стрелки.

Вышеприведенные эксперименты демонстрируют, что наличие статической намагниченности определенной ориентации относительно элементов симметрии структуры приводит к наблюдению эффектов хиральности в нелинейно-оптическом отклике. Намагниченность понижает симметрию поверхности структуры. Таким образом, структура, обладающая зеркальной симметрией, при приложении магнитного поля вдоль плоскости симметрии становится хиральной, что и приводит к ненулевому среднему циркулярному дихроизму ВГ, присущему только хиральным структурам. В случае, когда магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости симметрии “U”-образных наноэлементов, оно не понижает симметрию метаповерхности, поэтому хиральные магнитоиндуцированные компоненты не появляются, усредненный по азимутальному углу дихроизм ВГ равен нулю. Таким образом, впервые экспериментально показана возможность

возникновения эффектов магнитоиндуцированной хиральности в квадратичном нелинейно-оптическом отклике нехиральной метаповерхности.

**Глава 6** посвящена экспериментальному изучению оптического, магнитооптического и нелинейно-оптического отклика гиперболических метаматериалов. Это структуры, обладающие одноосной анизотропией (ось  $z$  – оптическая ось), в которых компоненты тензора диэлектрической проницаемости на оптических частотах поперек и вдоль оптической оси имеют разные знаки,  $\epsilon_{\perp}\epsilon_{\parallel} < 0$ , а изочастотная поверхность имеет вид однополостного или двуполостного гиперboloида [7, 8]. В таких структурах ранее были обнаружены эффекты отрицательной рефракции, усиления эффекта Парселла и др. [7]. Наиболее распространенные дизайны ГММ – мультислойные металл-диэлектрические пленки и массивы металлических наностержней в диэлектрической матрице.

Исследуемые структуры представляли собой массивы металлических наностержней в матрице анодного оксида алюминия, изготовленные электрохимическими методами. Было исследовано 4 типа образцов: (1) массив золотых наностержней в матрице анодного оксида алюминия (АОА), схема которого представлена на рис. 12 (а) (длина наностержней  $l = 580$  нм, диаметр  $d = 40$  нм, расстояние между осями пор  $a = 100$  нм, объемная доля металла  $f = 8\%$ ), (2) аналогичная структура, дополненная сплошной пленкой никеля толщиной около 15 нм (рис. 12 (б)), (3) массив бисегментированных наностержней Au/Ni в матрице АОА (длина сегментов золота и никеля 180 и 70 нм, соответственно,  $d = 30$  нм,  $a = 100$  нм, объемная доля металла  $f = 7\%$ ), (4) массив серебряных наностержней в матрице АОА ( $l = 430$  нм, диаметр  $d = 40$  нм,  $a = 100$  нм, объемная доля металла  $f = 14\%$ ). Эффективные компоненты тензора диэлектрической проницаемости структур были рассчитаны в рамках модели Максвелла-Гарнетта по формулам из работы [38], значения диэлектрической проницаемости материалов были взяты из [39]. Спектр действительной части  $\epsilon_{\perp}$  в массиве золотых наностержней демонстрирует полюс на длине волны около 540 нм (рис. 12 (в)), т.н. Epsilon-Near-Pole, ENP. Спектр  $Re(\epsilon_{\parallel})$  проходит через ноль в районе длины волны 820 нм - т.н., Epsilon-Near-Zero, ENZ. Таким образом, при  $\lambda > \lambda_{ENZ}$  находится область гиперболической дисперсии. В остальных исследуемых структурах спектры компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости качественно выглядят аналогично, спектральное положение ENP определяется выбором металла, а ENZ – объемной долей металла и длиной наностержней.

Используя спектры эpsilon, были рассчитаны спектры показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волны. Для обыкновенной волны  $Re(n_o)$  и  $Im(n_o)$  не зависят от угла падения света на структуру, демонстрируют усиление в области ENP, а вблизи ENZ - практически не зависят от длины волны и равны около 2 и 0.5, соответственно. Для необыкновенной волны результаты расчета  $Re(n_e)$  и  $Im(n_e)$  представлены на рис. 12 (г, д). В области ENZ наблюдается смена знака разности показателей преломления  $Re(n_e) - Re(n_o)$ . Важно также отметить, что в районе ENZ

разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного луча достигает 2-3, что недостижимо в природных материалах в оптическом диапазоне. Таким образом, ГММ могут быть использованы как ультратонкие преобразователи поляризации. Гигантское двулучепреломление в ГММ было экспериментально подтверждено методом эллипсометрии прошедшего через структуру оптического отклика.

Экспериментальный спектр пропускания ГММ демонстрирует два минимума на длинах волн, соответствующих ENP и ENZ, что связано с возбуждением локальных поверхностных плазмонов при колебаниях электронного газа в направлениях поперек и вдоль наностержней, соответственно (рис. 12 (е)).

В композитных структурах, состоящих из ГММ и сплошной пленки никеля, измерены частотно-угловые спектры магнитного контраста в геометрии Фарадея (рис. 12 (ж)). В процессе измерений перед детектором стоял анализатор, ориентированный под углом  $45^\circ$  к плоскости падения. Тогда, если пренебречь эллиптичностью регистрируемого излучения, магнитный контраст связан с фарадеевским вращением плоскости поляризации  $\alpha$  следующим образом:  $\rho_\omega \approx 2\alpha$ . В исследуемой композитной структуре обнаружено усиление МО эффекта и смена его знака вблизи точки ENZ. По-видимому, механизм следующий:  $p$ -поляризованный свет падает на пленку никеля, плоскость поляризации немного поворачивается за счет гиротропии никеля, а затем доворачивается за счет двулучепреломления в ГММ. Изменение знака магнитного контраста связано с тем, что разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного луча также меняет знак в этой спектральной области. Таким образом, на основе подобных композитных структур можно создавать магнитоуправляемые преобразователи поляризации.

В геометрии Фохта также наблюдается усиление и смена знака магнитного контраста вблизи ENZ (рис. 12 (з)). При поперечном намагничивании такое спектральное поведение МО отклика обусловлено магнитоиндуцированным сдвигом длины волны продольного плазмонного резонанса.

Аналогичные результаты были получены для магнитооптического отклика структур ГММ на основе бисегментированных Au/Ni наностержней.

Впервые были экспериментально исследованы эффекты генерации второй гармоники в ГММ. В образце массива золотых наностержней наблюдается усиление интенсивности генерации ВГ в области ENZ при  $p$ -поляризованном лазерном излучении и  $\theta \sim 15 - 20^\circ$  (рис. 12 (и)). Усиление нелинейно-оптических эффектов вблизи ENZ в ГММ может быть вызвано рядом механизмов, главным из которых является усиление поля накачки внутри структуры. Это свойство ГММ обусловлено тем, что, согласно граничным условиям, на границе воздух/ГММ нормальная компонента вектора электрической индукции должна быть непрерывна, т.е.  $E_{\omega,z}^{air} = \epsilon_{\parallel} E_{\omega,z}^{HMM}$ , где  $E_{\omega,z}^{air}$  и  $E_{\omega,z}^{HMM}$  - нормальные компоненты поля накачки в воздухе и в ГММ. Вблизи точки ENZ  $Re(\epsilon_{\parallel}) \sim 0$ , следовательно, резонансно возрастает  $z$ -компонента поля накачки  $E_{\omega,z}^{HMM}$ . Угловое положение максимума интен-

сивности ВГ определяется также поглощением света в структуре. Следует отметить, что в мультислойных металл/диэлектрических ГММ расчеты демонстрируют аналогичное поведение спектра интенсивности ВГ [40].

Спектроскопия фазы ВГ была проведена методом интерферометрии. Обнаружено, что спектры фазы ВГ (рис. 12 (к)) при  $p$ -поляризованном излучении накачки демонстрируют скачок фазы вблизи ENZ ( $\lambda = 820$  нм), величина которого зависит от угла падения  $\theta$ . Поскольку у эталона отсутствуют резонансы в исследуемом диапазоне, то наблюдаемые спектральные особенности связаны с ГММ. Показано, что скачок фазы, наблюдаемый в эксперименте (рис. 12 (к)), отражает значительные спектральные изменения  $Re(n_e)$  при переходе от эллиптического к гиперболическому режиму дисперсии при увеличении длины волны (рис. 12 (г)). Таким образом, скачок фазы ВГ может играть роль индикатора перехода между различными режимами дисперсии метаматериала.

В массиве серебряных наностержней в области перестройки титан-сапфирового лазера находятся и  $\lambda_{ENZ}$ , и  $2\lambda_{ENP}$ , что приводит к сильной дисперсии и волны накачки, и волны ВГ в исследуемом спектральном диапазоне. Было показано, что в таких структурах в процессе генерации  $p$ -поляризованной ВГ при  $p$ -поляризованном лазерном излучении важную роль играет выполнение условия фазового синхронизма,  $Re(n_e(\lambda, \theta)) = Re(n_e(\lambda/2, \theta))$ .

В **заключительной части** диссертационной работы сформулированы основные выводы по результатам работы и приведен список цитируемой литературы.

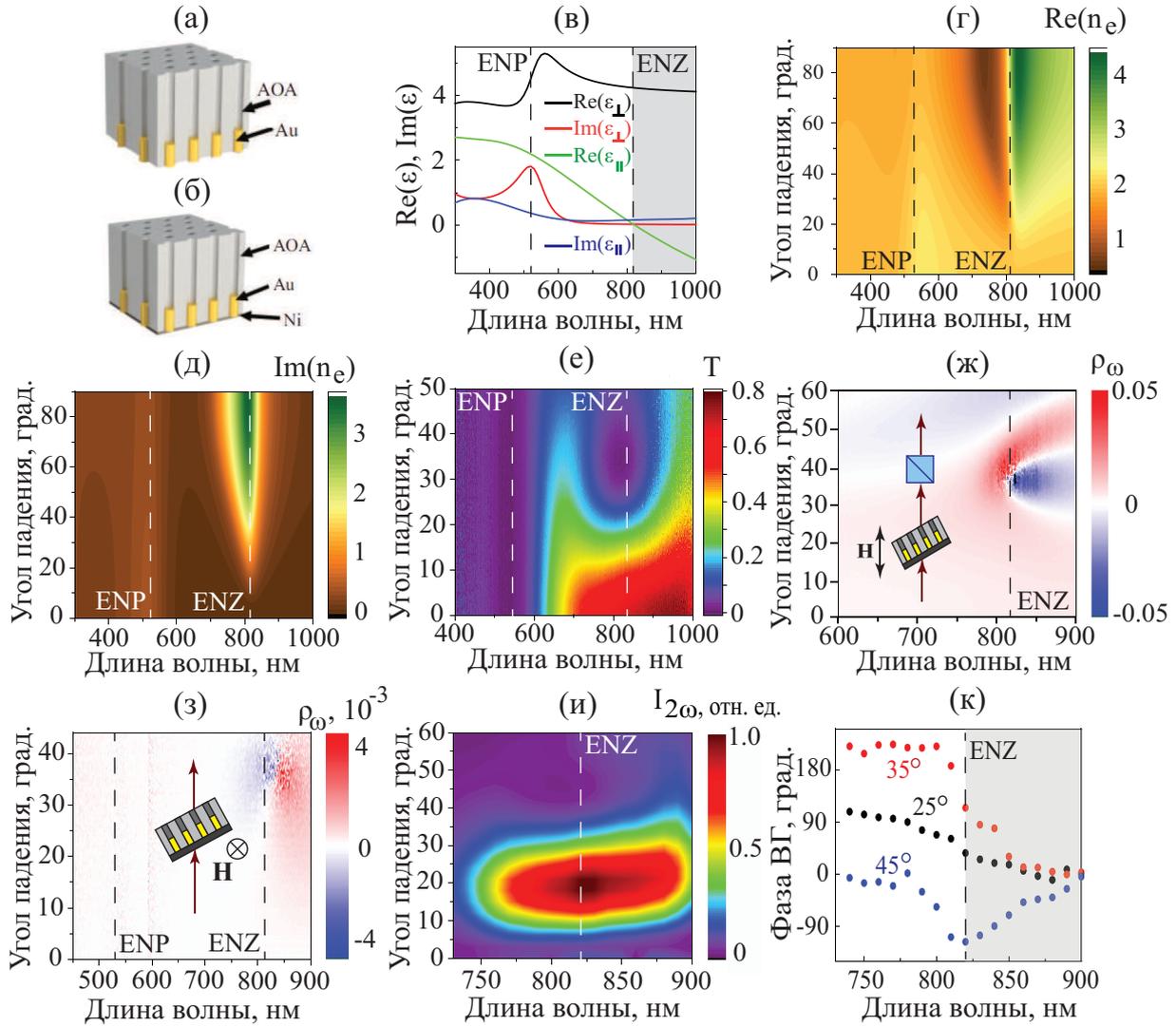
### Основные результаты и выводы

В рамках диссертационной работы получены следующие основные результаты:

1. Экспериментально продемонстрировано, что намагниченность структурно изотропных ферромагнитных пленок приводит к возникновению анизотропии интенсивности второй гармоники.

2. На основе генерации магнитоиндуцированной ВГ развиты нелинейно-оптические методы визуализации тороидного момента намагниченности, нетривиальных магнитных состояний, анизотропии магнитных свойств и низкодобротных плазмонных резонансов в субволновых наноструктурах:

- Экспериментально обнаружено, что в структуре (NiFe)CoFe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/CoFe наблюдаются дополнительные источники генерации ВГ, амплитуда которых пропорциональна скалярному произведению намагниченностей слоев. При использовании циркулярно поляризованного излучения накачки при малых углах падения зондирующего излучения относительная величина указанных эффектов достигает 10-20%.
- В многослойных пленках на основе кобальта и тяжелых металлов вы-



**Рис. 12.** (а, б) Схемы исследуемых структур ГММ; (в, г, д) расчеты оптических свойств массива золотых наностержней ( $d = 40$  нм,  $l = 580$  нм,  $f = 12\%$ ) в модели двухкомпонентной анизотропной эффективной среды: спектры компонент эффективной диэлектрической проницаемости (область гиперболической дисперсии выделена серым), частотно-угловые спектры  $Re(n_e)$  и  $Im(n_e)$ , соответственно; (е) экспериментальный частотно-угловой спектр пропускания ГММ при  $p$ -поляризованном излучении накачки; (ж, з) частотно-угловые спектры магнитного контраста для структуры, изображенной на панели (б), в геометрии Фарадея и Фохта, соответственно; (и, к) экспериментальные результаты исследования генерации ВГ в ГММ: частотно-угловой спектр интенсивности ВГ и спектр фазы ВГ при различных углах падения  $p$ -поляризованного лазерного излучения.

делен нечетный по намагниченности эффект в генерации оптической второй гармоники, запрещенный по симметрии для однородно намагниченных структур. Максимальная величина магнитного контраста интенсивности ВГ наблюдается в асимметричной пленке Pt/Co/Ta, превышает 30% и связана, по-видимому, с градиентами нормальной составляющей намагниченности.

- Исследован квадратичный нелинейно-оптический отклик системы треугольных наночастиц на основе ферромагнитных материалов, в которых реализуется вихревое состояние остаточной намагниченности. Обнаружен вклад в генерацию ВГ, пропорциональный макроскопическому тороидному моменту намагниченности, который наиболее явно проявляется при циркулярно поляризованном лазерном излучении, его величина достигает 20% от немагнитной составляющей ВГ.
- Методами линейной магнитооптики и магнитоиндуцированной ВГ детектирована ориентация осей легкого и трудного намагничивания в наноперфорированной пленке пермаллоя. Структура представляла собой квадратный массив круглых нанотверстий в субволновой пленке NiFe. Показано также, что в насыщающем магнитном поле величина магнитного контраста в линейном отклике изотропна, а в квадратичном наблюдается симметрия 4-го порядка. Таким образом продемонстрирована высокая чувствительность магнитного нелинейно-оптического отклика к симметрии и анизотропии магнитных свойств исследуемых структур.
- В массивах никелевых наностержней обнаружено увеличение магнитного контраста интенсивности ВГ до 15% вблизи длины волны накачки 760 нм при  $s$ -поляризации лазерного излучения, что обусловлено усилением локального оптического поля на частоте ВГ при возбуждении локальных поверхностных плазмонов. В немагнитном отклике ВГ, как и в оптических спектрах пропускания, резонансных особенностей в том же спектральном диапазоне не выявлено, что, по-видимому, связано с низкой добротностью плазмонного резонанса в ферромагнетике. Таким образом, экспериментально показано, что метод генерации магнитоиндуцированной ВГ позволяет исследовать слабые плазмонные резонансы в магнитных материалах, наблюдение которых другими методами затруднено.

3. Экспериментально показано, что в неупорядоченных массивах золотых планарных наноструктур в форме запятых и полумесяцев анизотропия интенсивности ВГ определяется не только симметрией элементов, но и картиной резонансного распределения оптического локального поля в них. Показано, что распределение локального поля в наноэлементах определяет амплитудные и фазовые соотношения между компонентами тензора квадратичной восприимчивости исследуемой метаповерхности, которые, в свою

очередь, определяют азимутальную анизотропию интенсивности квадратичного оптического отклика.

4. Обнаружены усиление и смена знака магнитного контраста линейного пропускания ( $\rho_\omega$ ) в геометрии Фохта при возбуждении решеточного плазмонного резонанса (РПР) и волноводной моды в 2D массивах золотых наночастиц в пленке граната. Величина  $\rho_\omega$  максимальна в структурах с наименьшим периодом и достигает  $3 \cdot 10^{-3}$ . Эффект наблюдается в результате магнитоиндуцированного сдвига спектрального положения решеточного плазмонного резонанса.

5. Методом спектроскопии интенсивности и фазы ВГ обнаружен магнитоиндуцированный сдвиг спектрального положения максимума резонансной кривой интенсивности ВГ примерно на 8 нм при возбуждении решеточного резонанса в 2D массивах золотых наночастиц в пленке граната. Эффект определяется спектральными зависимостями амплитуд и фаз резонансных и нерезонансных вкладов в отклике ВГ при возбуждении РПР.

6. Предложен дизайн и исследована серия гетероструктур, представляющих собой тонкие пленки кобальта на поверхности опала и сочетающих в себе магнитные, фотоннокристаллические и плазмонные свойства. Показано, что существуют частотно-угловые области, в которых наблюдаются одновременно и аномальное пропускание (достигающее 110-130%), и усиление поперечного магнитооптического эффекта (примерно на порядок, по сравнению с однородной пленкой кобальта той же эффективной толщины), обусловленные возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов. Показано, что наличие поверх кобальта тонкой пленки серебра увеличивает резонансный магнитооптический отклик в два раза.

7. Впервые проведена спектроскопия интенсивности и фазы ВГ в метаповерхности, представляющей собой массив трехслойных нанодисков Au/MgF<sub>2</sub>/Au, расположенных в узлах квадратной решетки. Обнаружено усиление интенсивности квадратичного нелинейно-оптического сигнала примерно на порядок и изменение фазы ВГ на 360° в области возбуждения магнитодипольного резонанса.

8. Впервые исследованы эффекты анизотропии и хиральности метаповерхностей в формировании их квадратичного нелинейно-оптического отклика:

- В массивах золотых “G”-образных наноэлементов обнаружена анизотропия циркулярного дихроизма интенсивности ВГ, достигающего десятков процентов, в то время как в линейном отклике дихроизм на 1-2 порядка меньше. Показано, что среднее по азимутальному углу значение циркулярного дихроизма ВГ имеет разный знак для энантиомеров, зависит от угла падения света на структуру и поляриза-

ции регистрируемого излучения. Наблюдаемые эффекты объяснены с помощью анализа симметрии компонент тензора квадратичной восприимчивости и обусловлены конкуренцией вкладов наведенной хиральности и асимметрией формы наноэлементов.

- В зеркально симметричных массивах “U”-образных пермаллоевых наноструктур впервые продемонстрирован эффект магнитоиндуцированной хиральности при генерации ВГ. Величина среднего по азимутальному углу циркулярного дихроизма интенсивности ВГ отлична от нуля только при намагничивании метаповерхности вдоль ее плоскости симметрии, меняет знак при изменении направления магнитного поля и в насыщающем поле достигает 6%.

9. Впервые экспериментально исследованы особенности оптического и нелинейно-оптического отклика квазидвумерной хиральной метаповерхности. Структуры представляли собой массивы винтообразных отверстий в серебряной мембране субволновой толщины, обладающие, как целое, вращательной симметрией 3-го, 4-го, 5-го и 6-го порядка. Показано, что исследуемые резонансные структуры сочетают в себе аномальное пропускание, достигающее 300%, и высокую оптическую активность, резонансная величина циркулярного дихроизма достигает десятков процентов. Обнаружено, что знак и величина циркулярного дихроизма как в линейном отклике, так и в нелинейно-оптическом, определяется вращательной симметрией массива.

10. Проведено детальное исследование оптических и магнитооптических эффектов в гиперболических метаматериалах на основе массивов металлических наностержней в диэлектрической матрице:

- Наблюдалось гигантское двулучепреломление в ГММ, обусловленное анизотропией оптических свойств и недостижимое в естественных средах. Такой эффект перспективен для создания на базе ГММ миниатюрных преобразователей поляризации электромагнитного излучения. Показано, что с помощью композитных магнитных ГММ такие устройства можно сделать магнитоуправляемыми.
- В ГММ наблюдалось резонансное усиление генерации второй гармоники на 1-2 порядка, обусловленное такими факторами как выполнение условия фазового квазисинхронизма и увеличение нормальной компоненты поля накачки в структуре в области ENZ. В спектральной области перехода от эллиптическому и гиперболическому режиму дисперсии наблюдается скачок фазы ВГ, достигающий 100-200°.

**Список публикаций автора по теме диссертации**

**Публикации в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова:**

A1. **Kolmychek I.A.**, Murzina T.V. *Magnetization-induced anisotropy of second harmonic generation in thin cobalt films* // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2011. Vol. 323. Pp. 2973–2976. **IF=3.097 (WoS)**

A2. Mamonov E.A., Murzina E.A., **Kolmychek I.A.**, Maydykovsky A.I., Valev V.K., Silhanek A.V., Ponizovskaya E., Bratkovsky A., Verbiest Th., Moshchalkov V.V., Aktsipetrov O.A. *Coherent and incoherent second harmonic generation in planar G-shaped nanostructures* // Optics Letters. 2011. Vol. 36, no. 18. Pp. 3681–3683. **IF=3.560 (WoS)**

A3. Mamonov E.A., Murzina T.V., **Kolmychek I.A.**, Maydykovsky A.I., Valev V.K., Silhanek A.V., Verbiest T., Moshchalkov V.V., Aktsipetrov O.A. *Chirality in nonlinear-optical response of planar G-shaped nanostructures* // Optics Express. 2012. Vol. 20, no. 8. Pp. 8518–8523. **IF=3.833 (WoS)**

A4. Мамонов Е.А., **Колмычек И.А.**, Майдыковский А.И., Мурзина Т.В. *Генерация второй оптической гармоники в планарных киральных наноструктурах* // Известия РАН. Серия Физическая. 2013. Т. 77, № 1. Стр. 78–81. **IF = 0.665 (РИНЦ)**

A5. Krutyanskiy V.L., **Kolmychek I.A.**, Gan'shina E.A., Murzina T.V., Evans P., Pollard R., Stashkevich A.A., Wurtz G.A., Zayats A.V. *Plasmonic enhancement of nonlinear magneto-optical response in nickel nanorod metamaterials* // Physical Review B. 2013. Vol. 87, no. 3. P. 035116. **IF=3.908 (WoS)**

A6. Крутянский В.Л., **Колмычек И.А.**, Лобанов С.В., Мурзина Т.В. *Спектроскопия квадратичного отклика системы магнитных наностержней* // Известия РАН. Серия физическая. 2013. Т. 77, № 1. Стр. 72–75. **IF = 0.665 (РИНЦ)**

A7. Krutyanskiy V.L., **Kolmychek I.A.**, Gribkov B.A., Karashtin E.A., Skorohodov E.V., Murzina T.V. *Second harmonic generation in magnetic nanoparticles with vortex magnetic state* // Physical Review B. 2013. Vol. 88, no. 9. P. 094424. **IF=3.908 (WoS)**

A8. Mamonov E.A., **Kolmychek I.A.**, Vandendriessche S., Hojeij M., Ekinici Y., Valev V.K., Verbiest T., Murzina T.V. *Anisotropy versus circular dichroism in second harmonic generation from fourfold symmetric arrays of G-shaped nanostructures* // Physical Review B. 2014. Vol. 89, no. 12. P. 121113. **IF=3.908 (WoS)**

A9. **Kolmychek I.A.**, Krutyanskiy V.L., Murzina T.V., Sapozhnikov M.V., Karashtin E.A., Rogov V.V., Fraerman A.A. *First and second order in magnetization effects in optical second-harmonic generation from a trilayer magnetic structure* // Journal of Optical Society of America B. 2015. Vol. 32, no. 2. Pp. 331–338. **IF=2.106 (WoS)**

A10. **Kolmychek I.A.**, Krutyanskiy V.L., Murzina T.V., Karashtin E.A., Sapozhnikov M.V., Fraerman A.A. *Optical second harmonic generation in*

*nanostructures with inhomogeneous magnetization* // Solid State Phenomena. 2015. Vol. 233-234. Pp. 595–598. **IF=0.493 (Scopus)**

A11. **Колмычек И.А.**, Шайманов А.Н., Барышев А.В., Мурзина Т.В. *Исследование магнитооптического отклика двумерных магнитных плазмонных структур на основе золотых нанодисков в слое феррит-граната* // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102, №. 1. Стр. 50–55. **IF=1.412 (РИНЦ)**

A12. **Kolmychek I.A.**, Bykov A.Y., Mamonov E.A., Murzina T.V. *Second harmonic generation interferometry in magnetic-dipole nanostructures* // Optics Letters. 2015. Vol. 40, no. 16. Pp. 3758–3761. **IF=3.560 (WoS)**

A13. Kruk S., Weismann M., Bykov A.Y., Mamonov E.A., **Kolmychek I.A.**, Murzina T.V., Panoiu N.C., Neshev D.N., Kivshar Yu.S. *Enhanced magnetic second harmonic generation from resonant metasurfaces* // ACS Photonics. 2015. Vol. 2, no. 8. Pp. 1007–1012. **IF=7.077 (WoS)**

A14. **Kolmychek I.A.**, Krutyanskiy V.L., Gusev K.S., Murzina T.V., Tahir N., Kurant Z., Maziewski A., Ding J., Adeyeye A.O. *Anisotropy of magnetic properties in 2D arrays of permalloy antidots* // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2016. Vol. 420. Pp. 1–6. **IF=3.097 (WoS)**

A15. **Kolmychek I.A.**, Shaymanov A.N., Baryshev A.V., Murzina T.V. *Magnetization-induced effects in second harmonic generation under the lattice plasmon resonance excitation* // Optics Letters. 2016. Vol. 41, no. 23. Pp. 5446–5449. **IF=3.560 (WoS)**

A16. **Колмычек И.А.**, Крутянский В.Л., Maziewski A., Tahir N., Adeyeye A., Мурзина Т.В. *Анизотропия магнитооптического отклика наноперфорированных пленок пермаллоя* // Физика твердого тела. 2016. Т. 58, № 11. Стр. 2153. **IF=0.984 (РИНЦ)**

A17. Mamonov E.A., Maydykovskiy A.I., **Kolmychek I.A.**, Magnitskiy S.A., Murzina T.V. *Polarization-resolved second harmonic generation microscopy of chiral G-shaped metamaterials* // Physical Review B. 2017. Vol. 96, no. 7. P. 075408. **IF=3.908 (WoS)**

A18. **Колмычек И.А.**, Мамонов Е.А., Мурзина Т.В. *Поляризационные эффекты при генерации оптической второй гармоники в киральных наноструктурах* // ЖЭТФ. 2018. Т. 154, №. 2. Стр. 429–444. **IF=1.125 (РИНЦ)**

A19. Помозов А.Р., **Колмычек И.А.**, Ганьшина Е.А., Волкова О.Ю., Леонтьев А.Л., Напольский К.С., Мурзина Т.В. *Оптические эффекты в магнитных гиперболических метаматериалах* // Физика твердого тела. 2018. Т. 60, №. 11. Стр. 2224–2228. **IF=0.984 (РИНЦ)**

A20. **Kolmychek I.A.**, Pomozov A.R., Leontiev A.A., Napolskii K.S., Murzina T.V. *Magneto-optical effects in hyperbolic metamaterials* // Optics Letters. 2018. Vol. 43, no. 16. Pp. 3917–3920. **IF=3.560 (WoS)**

A21. Leontiev A.P., Volkova O.Y., **Kolmychek I.A.**, Venets A.V., Pomozov A.P., Stolyarov V.S., Murzina T.V., Napolskii K.S. *Tuning the optical properties of hyperbolic metamaterials by controlling the volume fraction of metallic nanorods* // Nanomaterials. 2019. Vol. 9, no. 5. P. 739. **IF=5.719**

(WoS)

A22. **Kolmychek I.A.**, Pomozov A.R., Leontiev A.P., Napolskii K.S., Murzina T.V. *Magneto-optical effects in Au/Ni based composite hyperbolic metamaterials* // Physics of Metals and Metallography. 2019. Vol. 120, no. 13. Pp. 1266–1269. **IF=1.319 (WoS)**

A23. **Kolmychek I.A.**, Pomozov A.R., Novikov V.B., Leontiev A.P., Napolskii K.S., Murzina T.V. *Anomalous birefringence and enhanced magneto-optical effects in epsilon-near-zero metamaterials based on nanorods' arrays* // Optics Express. 2019. Vol. 27, no. 22. Pp. 32069–32074. **IF=3.833 (WoS)**

A24. **Kolmychek I.A.**, Dolgikh I.A., Zhou X., Adeyeye A.O., Murzina T.V. *Magnetization-induced chirality in second harmonic generation response of U-shaped permalloy nanostructures* // Physical Review B. 2019. Vol. 99, no. 4. P. 045435. **IF=3.908 (WoS)**

A25. **Kolmychek I.A.**, Mamonov E.A., Bochenkov V.E., Murzina T.V. *Second-harmonic generation in gold crescent- and comma-like nanostructures* // Optics Letters. 2019. Vol. 44, no. 22. Pp. 5473–5476. **IF=3.560 (WoS)**

A26. Мурзина Т.В., **Колмычек И.А.**, Гусев Н.С., Майдыковский А.И. *Гигантские магнитоиндуцированные эффекты при генерации второй гармоники в планарной анизотропной структуре Ta/Co/Pt* // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111, № 6. Стр. 333–337. **IF=1.412 (РИНЦ)**

A27. **Колмычек И.А.**, Мамонов Е.А., Ежов А.А., Рогов О.Ю., Артемов В.В., Горкунов М.В., Мурзина Т.В. *Генерация второй гармоники в массивах киральных нанотверстий в серебряной пленке* // ЖЭТФ. 2020. Т. 158, № 4. Стр. 646–644. **IF=1.125 (РИНЦ)**

A28. **Колмычек И.А.**, Радовская В.В., Лазарева К.А., Шалыгина Е.Е., Гусев Н.С., Майдыковский А.И., Мурзина Т.В. *Исследование границы раздела Co/Pt и Co/Ta методом генерации магнитоиндуцированной второй оптической гармоники* // ЖЭТФ. 2020. Т. 157, № 4. Стр. 661–668. **IF=1.125 (РИНЦ)**

A29. **Kolmychek I.A.**, Novikov V.B., Malysheva I.V., Leontiev A.P., Napolskii K.S., Murzina T.V. *Second-harmonic generation spectroscopy in gold nanorod-based epsilon-near-zero metamaterials* // Optics Letters. 2020. Vol. 45, no. 7. Pp. 1866–1869. **IF=3.560 (WoS)**

A30. **Kolmychek I.A.**, Malysheva I.V., Novikov V.B., Leontiev A.P., Napolskii K.S., Murzina T.V. *Phase-matched optical second harmonic generation in a hyperbolic metamaterial based on silver nanorods* // Physical Review B. 2020. Vol. 102, no. 24. P. 241405. **IF=3.908 (WoS)**

A31. Malysheva I.V., **Kolmychek I.A.**, Romashkina A.M., Leontiev A.P., Napolskii K.S., Murzina T.V. *Magneto-optical effects in hyperbolic metamaterials based on ordered arrays of bisegmented gold/nickel nanorods* // Nanotechnology. 2021. Vol. 32, no. 30. P. 305710. **IF=3.353 (WoS)**

A32. **Колмычек И.А.**, Малышева И.В., Новиков В.Б., Майдыковский А.И., Леонтьев А.П., Напольский К.С., Мурзина Т.В. *Оптические свойства гиперболических метаматериалов (Миниобзор)* // Письма в

ЖЭТФ. 2021. Т. 114, №. 11. Стр. 727–739. **IF=1.412 (РИИЦ)**

A33. Mamonov E., **Kolmychek I.**, Radovskaya V., Pashen'kin I., Gusev N., Maydykovskiy A., Temiryazeva M., Temiryazev A., Murzina T. *Interface driven effects in magnetization-induced optical second harmonic generation in layered films composed of ferromagnetic and heavy metals* // Materials. 2021. Vol. 14, no. 13. P. 3573. **IF=3.748 (WoS)**

A34. **Kolmychek I.A.**, Radovskaya V.V., Mamonov E.A., Maydykovskiy A.I., Sadovnikov A.V., Sheshukova S.E., Nikitov S.A., Temiryazeva M.P., Gusev N.S., Fraerman A.A., Murzina T.V. *Interface-induced optical effects in magnetic two- and three-layer films* // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2021. Vol. 528. P. 167780. **IF=3.097 (WoS)**

A35. Радовская В.В., Мамонов Е.А., Новиков В.Б., Копылов Д.А., **Колмычек И.А.**, Гусев Н.С., Пашенькин И.Ю., Мурзина Т.В. *Магнитоиндуцированный нелинейно-оптический отклик пленок на основе нанослоев тяжелых и ферромагнитного металлов* // Физика твердого тела. 2021. Т. 69, №. 9. Стр. 1268–1272. **IF=0.984 (РИИЦ)**

A36. **Kolmychek I.A.**, Lazareva K.A., Mamonov E.A., Skorokhodov E.V., Sapozhnikov M.V., Golubev V.G., Murzina T.V. *Size effects in optical and magneto-optical response of opal-cobalt heterostructures* // Materials. 2021. Vol. 14, no. 13. Pp. 3481–3491. **IF=3.748 (WoS)**

A37. **Kolmychek I.A.**, Mamonov E.A., Gusev N.S., Sapozhnikov M.V., Golubev V.G., Murzina T.V. *Resonant optical effects in composite Co/opal-based magnetoplasmonic structures* // Optics Letters. 2021. Vol. 46, no. 13. Pp. 3087–3090. **IF=3.560 (WoS)**

A38. **Колмычек И.А.**, Ромашкина А.М., Майдыковский А.И., Гусев С.А., Гусев Н.С., Сапожников М.В., Голубев В.Г., Мурзина Т.В. *Резонансное усиление поперечного магнитооптического эффекта в плазмонных гетероструктурах опал/кобальт/серебро* // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114, №. 8. Стр. 526–532. **IF=1.412 (РИИЦ)**

#### **Публикации в других рецензируемых научных изданиях:**

A39. **Kolmychek I.A.**, Dolgikh I.A., Zhou X., Adeyeye A.O., Murzina T.V. *Second harmonic generation in media with inhomogeneous magnetization* // AIP Conference Proceedings. 2017. Vol. 1874. P. 030019.

A40. Murzina T.V., **Kolmychek I.A.**, Maydykovskiy A.I., Mamonov E.A. *Nonlinear optics of resonant metamaterials* // AIP Conference Proceedings. 2019. Vol. 2136. Pp. 030006(1–4).

A41. Mamonov E., **Kolmychek I.**, Murzina T., Maydykovskiy A., Aktsipetrov O., Valev V., Verbiest Th., Silhanek A., Moshchalkov V. *Circular dichroism in optical second harmonic generated in reflection from chiral G-shaped metamaterials* // Journal of Physics Conference Series. 2012. Vol. 352. P. 012029.

A42. Pomozov A.R., **Kolmychek I.A.**, Novikov V.B., Leontiev A.P., Napolskii K.S., Murzina T.V. *Second harmonic generation in hyperbolic metamaterials* // Journal of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 1092, no. 1.

P. 012058.

A43. **Kolmychek I.A.**, Lazareva K.A., Radovskaya V.V., Maydykovskiy A.I., Temiryazeva M.P., Temiryazev A.G., Shalygina E.E., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A., Karashtin E.A., Gusev N.S., Fraerman A.A., Murzina T.V. *Nonlinear magneto-optical Kerr effect in Co/Pt and Co/Ta bilayer films* // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1389. P. 012105.

A44. Novikov V.B., **Kolmychek I.A.**, Pomozov A.R., Leontiev A.P., Napolskii K.S., Murzina T.V. *Magneto-optical properties of plasmonic hyperbolic metamaterials* // Journal of Physics: Conference Series. 2020. Vol. 1461. P. 012120.

A45. Malysheva I.V., **Kolmychek I.A.**, Leontiev A.P., Napolskii K.S., Murzina T.V. *Experimental study of nonlinear absorption in hyperbolic metamaterials based on ordered arrays of nanorods* // Journal of Physics: Conference Series. 2021. Vol. 2015, no. 1. P. 012086.

### Список использованной литературы

- [1] Ремнев М. А., Климов В. В. Метаповерхности: Новый взгляд на уравнения Максвелла и новые методы управления светом // *УФН.* — 2018. — Т. 188, № 2. — С. 169–205.
- [2] Minovich A. E., Miroshnichenko A. E., Bykov A. Y., Murzina T. V., Neshchev D. N., Kivshar Y. S. Functional and nonlinear optical metasurfaces // *Laser & Photonics Reviews.* — 2015. — Vol. 9, no. 2. — Pp. 195–213.
- [3] Kauranen M., Zayats A. Nonlinear plasmonics // *Nature Photonics.* — 2012. — Vol. 6, no. 11. — Pp. 737–748.
- [4] Yu N., Genevet P., Kats M. A., Aieta F., Tetienne J.-P., Capasso F., Gaburro Z. Light propagation with phase discontinuities: Generalized laws of reflection and refraction // *Science.* — 2011. — Vol. 334, no. 6054. — Pp. 333–337.
- [5] Aieta F., Genevet P., Kats M. A., Yu N., Blanchard R., Gaburro Z., Capasso F. Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelengths based on plasmonic metasurfaces // *Nano Lett.* — 2012. — Vol. 12, no. 9. — P. 4932–4936.
- [6] Kuwata-Gonokami M., Saito N., Ino Y., Kauranen M., Jefimovs K., Vallius T., Turunen J., Svirko Y. Giant optical activity in quasi-two-dimensional planar nanostructures // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 95. — P. 227401.
- [7] Poddubny A., Iorsh I., Belov P., Kivshar Y. Hyperbolic metamaterials // *Nat. Photonics.* — 2013. — Vol. 7. — Pp. 948–957.
- [8] Huo P., Zhang S., Liang Y., Lu Y., Xu T. Hyperbolic metamaterials and metasurfaces: Fundamentals and applications // *Adv. Opt. Mat.* — 2019. — Vol. 7, no. 14. — P. 1801616.

- [9] *Zutic I., Fabian J., Sarma S. D.* Spintronics: fundamentals and applications // *Rev. of Modern Physics.* — 2004. — Vol. 76. — P. 323.
- [10] *Martin J. I., Nogues J., Liu K., Vicent J. L., Schuller I. K.* Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties // *J. of Magn. Magn. Mat.* — 2003. — Vol. 256, no. 1. — Pp. 449–501.
- [11] *Berreman D.* Anomalous reststrahl structure from slight surface roughness // *Phys. Rev.* — 1967. — Vol. 163. — Pp. 855–864.
- [12] *Бломберген Н.* Нелинейная оптика. — Москва: Мир, 1966.
- [13] *Шен И.* Принципы нелинейной оптики. — Москва: Наука, 1989.
- [14] *Gridnev V. N., Pavlov V. V., Pisarev R. V., Kirilyuk A., Rasing T.* Second harmonic generation in anisotropic magnetic films // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Vol. 63. — Pp. 184407–184417.
- [15] *Petukhov A. V., Lyubchanskii I. L., Rasing T.* Theory of nonlinear magneto-optical imaging of magnetic domains and domain walls // *Phys. Rev. B.* — 1997. — Vol. 56, no. 5. — Pp. 2680–2687.
- [16] *Wokaun A., Bergman J. G., Heritage J. P., Glass A. M., Liao P. F., Olson D. H.* Surface second-harmonic generation from metal island films and microlithographic structures // *Phys. Rev. B.* — 1981. — Vol. 24. — P. 849.
- [17] *Звездин А., Котов В.* Магнитооптика тонких пленок. — Москва: Наука, 1988. — С. 191.
- [18] *Pan R. P., Wei H. D., Shen Y. R.* Optical second-harmonic generation from magnetized surfaces // *Phys. Rev. B.* — 1989. — Vol. 39. — Pp. 1229–1234.
- [19] *Pavlov V. V., Pisarev R. V., Kirilyuk A., Rasing T.* Observation of a transversal nonlinear magneto-optical effect in thin magnetic garnet films // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Vol. 78. — Pp. 2004–2007.
- [20] *Rzhevsky A. A., Krichevtsov B. B., Burgler D. E., Schneider C. M.* Interfacial magnetization in exchange-coupled Fe/Cr/Fe structures investigated by second harmonic generation // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 75. — P. 144416.
- [21] Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature / C. Moreau-Luchaire, C. Mouta, N. Reyren, J. Sampaio, C. A. F. Vaz, N. van Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot et al. // *Nat. Nanotechnology.* — 2016. — Vol. 11. — P. 444.

- [22] *Karashtin E. A., Fraerman A. A.* Spin current and second harmonic generation in non-collinear magnetic systems: the hydrodynamic model // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2018. — Vol. 30, no. 2. — P. 165801.
- [23] *Schneider M., Hoffmann H., Zweck J.* Magnetic switching of single vortex permalloy elements // *Appl. Phys. Lett.* — 2001. — Vol. 79, no. 19. — Pp. 3113–3115.
- [24] *Udalov O. G., Sapozhnikov M. V., Karashtin E. A., Gribkov B. A., Gusev S. A., Skorohodov E. V., Rogov V. V., Klimov A. Y., Fraerman A. A.* Nonreciprocal light diffraction by a lattice of magnetic vortices // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 86, no. 9. — P. 094416.
- [25] *Maier S.* Plasmonics: Fundamentals and Applications. — Springer, 2007.
- [26] *Шайманов А. Н., Хабаров К. М., Мерзликун А. М., Быков И. В., Барышев А. В.* Плазмонные резонансы 2D из металлических частиц внутри диэлектрического слоя: структурные и поляризационные особенности // *ЖЭТФ.* — 2017. — Т. 151, № 4. — С. 686–694.
- [27] *Bochenkov V. E., Sutherland D. S.* From rings to crescents: A novel fabrication technique uncovers the transition details // *Nano Lett.* — 2013. — Vol. 13, no. 3. — Pp. 1216–1220.
- [28] *Romanova A. S., Korovin A. V., Romanov S. G.* Effect of dimensionality on the spectra of hybrid plasmonic–photonic crystals // *Physics of the Solid State.* — 2013. — Vol. 55, no. 8. — Pp. 1725–1732.
- [29] *Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F. J., Lezec H. J., Pellerin K. M., Thio T., Pendry J. B., Ebbesen T. W.* Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 86, no. 6. — Pp. 1114–1117.
- [30] Resonant metasurfaces at oblique incidence: interplay of order and disorder / M. Albooyeh, S. Kruk, C. Menzel, C. Helgert, M. Kroll, A. Krysinski, M. Decker, D. N. Neshev, T. Pertsch et al. // *Scientific Reports.* — 2014. — Vol. 4. — P. 4484.
- [31] *Stolle R., Marowsky G., Schwarzberg E., Berkovic G.* Phase measurements in nonlinear optics // *Appl. Phys. B.* — 1996. — Vol. 63. — P. 491.
- [32] *von Cube F., Irsen S., Niegemann J., Matyssek C., Hergert W., Busch K., Linden S.* Spatio-spectral characterization of photonic meta-atoms with electron energy-loss spectroscopy // *Opt. Mater. Express.* — 2011. — Vol. 1, no. 5. — Pp. 1009–1018.
- [33] *Valev V. K., Smisdom N., Silhanek A., Clercq B. D., Gillijns W., Ameloot M., Moshchalkov V., Verbiest T.* Plasmonic ratchet wheels: Switching circular dichroism by arranging chiral nanostructures // *Nano Lett.* — 2009. — Vol. 9, no. 11. — Pp. 3945–3948.

- [34] Valev V. K., Baumberg J., Sibilica C., Denkova D., Verbiest T. Chirality and chiroptical effects in plasmonic nanostructures: fundamentals, recent progress, and outlook // *Advanced Materials*. — 2013. — Vol. 25. — Pp. 2517–2534.
- [35] Bochenkov V. E., Sutherland D. S. Chiral plasmonic nanocrescents: large-area fabrication and optical properties // *Opt. Express*. — 2018. — Vol. 26, no. 21. — Pp. 27101–27108.
- [36] Kondratov A. V., Gorkunov M. V., Darinskii A. N., Gainutdinov R. V., Rogov O. Y., Ezhov A. A., Artemov V. V. Extreme optical chirality of plasmonic nanohole arrays due to chiral Fano resonance // *Phys. Rev. B*. — 2016. — Vol. 93. — P. 195418.
- [37] Circular dichroism in the optical second-harmonic emission of curved gold metal nanowires / A. Belardini, M. C. Larciprete, M. Centini, E. Fazio, C. Sibilica, D. Chiappe, C. Martella, A. Toma, M. Giordano, F. B. de Monte // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 107, no. 25. — P. 257401.
- [38] Atkinson R., Hendren W. R., Wurtz G. A., Dickson W., Zayats A. V., Evans P., Pollard R. J. Anisotropic optical properties of arrays of gold nanorods embedded in alumina // *Phys. Rev. B*. — 2006. — Vol. 73. — P. 235402.
- [39] Palik E. D. Handbook of Optical Constants of Solids. — Academic, 2012.
- [40] Vincenti M. A., Kamandi M., de Ceglia D., Guclu C., Scalora M., Capolino F. Second-harmonic generation in longitudinal epsilon-near-zero materials // *Phys. Rev. B*. — 2017. — Vol. 96, no. 4. — P. 045438.