На правах рукописи

Игнатьева Дарья Олеговна

Магнитофотонные наноструктуры с оптическими резонансами поверхностных и волноводных мод

Специальность 01.04.07 – физика конденсированного состояния

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Москва - 2020

Работа прошла апробацию в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Крымский федеральный университет имени В. И. Вернадского»

Научный консультант

Белотелов Владимир Игоревич

доктор физико-математических наук, профессор РАН, доцент физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

Ведущая организация

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Защита состоится 15.04.2021 в 10:00 на заседании диссертационного совета ЛФИ.01.04.07.005 по адресу: 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок д. 9.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Московского физико-технического института (национального исследовательского университета) https://mipt.ru/education/post-graduate/soiskateli-fiziko-matematicheskie-nauki.php

Работа представлена «08» декабря 2020 г. в Аттестационную комиссию федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Московский физико-технический институт (национального исследовательского университет)» для рассмотрения советом по защите диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, доктора наук в соответствии с п.3.1 ст. 4 Федерального закона «О науке и государственной научно-технической политике».

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Вторая половина XX века ознаменовалась бурным развитием магнитооптики, связанным с исследованием новых магнитных материалов и магнитооптических эффектов, проявляющихся при взаимодействии оптического излучения и спиновой системы магнитного материала, и определяющихся составом этих веществ и их структурой: кристаллической ячейкой и упорядочением и взаимодействием спинов магнитных атомов. В то же время, в последние десятилетия появились уникальные технологические возможности по созданию наноструктурированных магнитных материалов, таких, как фотонные кристаллы [1–4], гибридные магнитофотонные [5,6] и магнитоплазмонные структуры [7–9], за счет возбуждения оптических резонансов в которых достигается локализация оптического излучения в магнитных пленках и наблюдается более эффективное взаимодействие света и намагниченности, приводящее к существенному усилению существующих магнитооптических эффектов и появлению новых.

В данной работе предлагается подход, в котором наноструктурирование магнитных материалов и возбуждение оптических мод в них используется не просто для усиления магнитооптических эффектов, а для «конструирования» различных сценариев взаимодействия оптического излучения и спиновой подсистемы. В результате возбуждения оптических резонансов в структуре становится возможным наблюдение эффектов, которые в гладких пленках и кристаллах бы не проявлялись, по сути – появляется возможность управления оптическим и магнитооптическим откликом структуры, осуществляемого не за счет выбора нового магнитного материала, а за счет изменения характера взаимодействия света и намагниченности, обусловленного особенностями оптических мод: их поляризацией, локализацией, дисперсией и добротностью.

Актуальность поиска новых магнитооптических эффектов в первую очередь объясняется широким спектром практических применений магнитных материалов, обусловленным следующими преимуществами. Намагниченность ферромагнетика может модулироваться на частотах до десятков гигагерц [10,11], для материалов с антиферромагнитной структурой эти частоты достигают терагерц [12–14]. При этом существуют различные способы управления намагниченностью материала, свободные от джоулевских потерь, в том числе полностью оптическое переключение намагниченности [15–18], оптическое возбуждение спиновых волн [19–21]. На базе магнитных структур конструируются элементы магнонной логики [22,23] – альтернативы традицион-

1

ным на сегодняшний день технологиям записи и обработки информации. В то же время измерение магнитооптических эффектов, проявляющихся в магнитных пленках под действием высокочастотных сильных магнитных полей, используется в магнитометрах [24–26] и дает возможность регистрировать слабые магнитные поля, что важно для таких приложений как магнитная кардиография, магнитная энцефалография и ряда других. Чувствительность магнитооптических резонансов к показателю преломления материалов, может быть использована для создания магнитоплазмонных сенсоров [27], более точных, чем сенсоры, основанные на плазмонном резонансе [28]. Таким образом, с точки зрения всех перечисленных приложений, большое значение имеет создание магнитных наноструктур, в которых имелась бы возможность достигать эффективного и локального взаимодействия оптического излучения и намагниченностью.

Цель работы

Основная цель работы состоит в разработке и изучении магнитных наноструктур с новыми типами взаимодействия спиновой подсистемы материала и оптического излучения, реализуемого за счет возбуждения оптических резонансов поверхностных и волноводных мод.

В традиционной магнитооптике наблюдаемые магнитооптические эффекты обусловлены внутренней структурой самого вещества: его составом и упорядочением спинов магнитных атомов. Предлагаемый в данной работе подход позволяет наблюдать новые типы магнитооптического взаимодействия не за счет поиска новых магнитных материалов, а за счет возбуждения различных типов оптических мод в магнитных наноструктурах. Использование свойств оптических мод: их локализации, дисперсии, поляризации позволяет, по сути, «конструировать» новые типы магнитооптических взаимодействий и дает возможность наблюдать принципиально новые магнитооптические эффекты, которые невозможно наблюдать в аналогичных однородных магнитных материалах. Данный подход существенно расширяет возможности магнитооптики и открывает новые возможности для эффективного и локального взаимодействия фотонов и спинов, что крайне важно, в частности, для сверхбыстрого управления магнитным порядком.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

• разработать новый тип плазмонных и фотонно-кристаллических структур, позволяющих адресно воздействовать фемтосекундными лазерными импульсами на намагниченность выбранных магнитных слоев GdFeCo, разделенных тонкими, порядка десятков нанометров, диэлектрическими слоями;

- разработать новый тип магнитофотонных кристаллов, в которых возможно возбуждение поверхностных мод на границе магнитного материала и внешней среды; теоретически и экспериментально исследовать резонансное усиление магнитооптического экваториального эффекта Керра в них; выявить применимость таких структур для сенсорики;
- исследовать усиление магнитооптического экваториального эффекта Керра в одномерных плазмонных и диэлектрических решетках при возбуждении локализованных плазмонов, поверхностных плазмонполяритонов или волноводных мод, а также влияние гибридизации этих мод на магнитооптический отклик; выявить возможность усиления экваториального эффекта Керра при слабом поглощении в структуре.
- исследовать новый тип диэлектрических наноструктур с двумерной периодичностью, в которых за счет возбуждения волноводных мод наблюдаются интенсивностные магнитооптические эффекты, отсутствующие в гладкой феррит-гранатовой пленке;
- исследовать новые невзаимные поляризационные и интенсивностные эффекты, проявляющиеся в структурах с различными типами нарушения пространственной инверсии.

Научная новизна

Научная новизна полученных результатов состоит в следующем:

- 1. предложен и исследован новый тип плазмонной двухслойной структуры с GdFeCo, позволяющей в зависимости от поляризации воздействующего на неё фемтосекундного лазерного импульса адресно переключать намагниченность только одного из двух слоев;
- 2. предложена и исследована новая многослойная структура на основе чирпированного фотонного кристалла для адресного воздействия на выбранный один из слоев GdFeCo фемтосекундным импульсом, при этом выбор адресуемого слоя осуществляется путем изменения длины волны оптического импульса;
- 3. впервые обнаружено усиление на два порядка величины магнитооптического экваториального эффекта Керра в магнитофотонных кристаллах с поверхностными электромагнитными модами и предложено использование таких структур в качестве сенсоров с большей чувствительностью, чем у традиционных оптических плазмонных сенсоров;

- 4. впервые предложено использование магнитофотонных кристаллов с поверхостными модами для детектирования слабых пиков поглощения, присущих многим органическим веществам в ближнем ИК-диапазоне;
- 5. исследовано влияние взаимодействие плазмонных и волноводных мод в новом типе гибридных структур, поддерживающих возбуждение локализованных плазмонов, поверхностных плазмон-поляритонов и волноводных мод, на резонансы экваториального эффекта Керра: выявлены условия усиления и подавления этого эффекта;
- исследованы резонансы экваториального эффекта Керра в новом типе структур, представляющем собой одномерные решетки, протравленные в тонкой феррит-гранатовой пленке и впервые продемонстрировано сочетание высокой добротности, прозрачности и магнитооптического отклика в таких структурах;
- 7. предсказан и продемонстрирован новый магнитооптический эффект экваториальный магнитофотонный интенсивностный эффект, возникающий в феррит-гранатовом наноструктурированном материале с двумерной периодичностью, и проявляющийся в линейной по намагниченности модуляции интенсивности прошедшего излучения, наблюдаемой как для p-, так и для s-поляризации падающего света;
- 8. впервые предсказан поляризационный эффект при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов на границе оптически активных (хиральных) сред и выявлены условия нарушения локализации при превышении порогового значения коэффициента гирации
- впервые предсказан невзаимный поляризационный эффект при возбуждении поверхностного плазмон-поляритона на границе металла и изотропного или анизотропного магнитоэлектрического материала аксионного типа.

Научная и практическая значимость

Полученные в диссертации результаты имеют фундаментальное значение для дальнейшего развития области магнитофотоники наноструктур, обусловленное новизной предлагаемых подходов, которые позволяют путем возбуждения оптических резонансов в наноструктурах не только на порядки усиливать известные магнитооптические эффекты, но и наблюдать новые магнитооптические эффекты, принципиально невозможные в сплошных гладких материалах. Прикладная значимость исследуемых эффектов обусловлена перспективами применения магнитных наноструктур в различных устройствах, таких как: магнитооптические невзаимные элементы (изоляторы, циркуляторы и др.) интегральной оптики, магнитооптические модуляторы оптических сигналов, магнитооптические биосенсоры, магнитометры, устройства записи и обработки информации.

В Главе 2 предложен принципиально новый подход, позволяющий осуществлять селективное полностью оптическое переключение намагниченности в многослойных магнитных наноструктурах, в которых магнитные слои разделены тонкими, порядка 100-500 нм, диэлектрическими материалами. Селективное перемагничивание в многослойных структурах невозможно при использовании обычных технологий магнитной записи, в том числе, недавно появившейся технологии термомагнитной записи HAMR (heat-assisted magnetic recording), в которых магнитная записывающая головка и оптическое излучение неминуемо воздействовали бы одновременно на все слои наноструктуры. Таким образом, предложенный подход, основанный на многослойных наноструктурах с оптическими резонансами, открывает принципиально новые возможности для создания трехмерных устройств записи информации, в которых плотность записи возрастает кратно количеству используемых магнитных слоев.

В Главе 3 предложены новые типы высокочувствительных магнитофотонных сенсоров, основанных на фотонно-кристаллических структурах с поверхностными волнами. Созданные магнитофотонные сенсоры успешно применялись на практике для детектирования газов на основе их показателя преломления. Автор участвовал в проекте по созданию сенсоров «электронный нос», основанных на описанных в данной Главе структурах. Также планируется дальнейшая разработка сенсоров для абсорбционной спектроскопии – детектирования гармоник поглощения, лежащих в ближнем ИК-диапазоне. С одной стороны, амплитуда этих гармоник поглощения крайне мала в ближнем ИК-диапазоне и потому важной является высокая чувствительность предложенных фотонно-кристаллических структур. С другой стороны, ближний ИК-диапазон более интересен с практической точки зрения в виду доступности большего количества источников и приемников излучения, чем в дальнем ИК-диапазоне.

Предложенные в Главе 4 и Главе 5 феррит-гранатовые наноструктуры, обладающие одновременно высокой прозрачностью, высокой добротностью магнитооптических резонансов, на два порядка большей величиной магнитооптической модуляции по сравнению с гладкими пленками, наиболее перспективны для применения в магнитометрии: преимущества наноструктурированных феррит-гранатовых пленок позволяют на порядок повысить пространственное разрешение магнитометра, сохраняя его высокую чувствительность к сверхнизким магнитным полям порядка сотен пикотесла.

В Главе 5 описан фундаментально новый механизм интенсивностного магнитооптического эффекта в экваториальной конфигурации, наблюдаемый в обеих поляризациях прошедшего через структуру света и принципиально невозможный в гладких структурах.

Исследования, представленные в Главе 6, имеют прежде всего фундаментальное значение с точки зрения выявления влияния различных типов нарушения пространственной симметрии на свойства оптического излучения в наноструктурах. Возбуждение плазмонных резонансов в таких структурах и продемонстрированная чувствительность поляризационных и дисперсионных свойств плазмонов к типу симметрии дают новые оптические инструменты для исследования большого класса материалов (оптически активные, киральные среды, магнитоэлектрические кристаллы, топологические изоляторы, наноструктуры с искусственным нарушением симметрии) и наблюдения в них фазовых переходов, сопровождаемых изменением группы симметрии.

Достоверность результатов

Достоверность представленных в диссертационной работе результатов обеспечивается применением апробированных теоретических и численных методов. Достоверность результатов подтверждается соответствием теоретических результатов данным проведенных экспериментов, а также теоретическим расчетам и экспериментальным данным, полученным в работах других авторов.

Личный вклад

Личный вклад автора состоит в том, что все изложенные в диссертации оригинальные результаты получены автором, либо при его определяющем участии. Автором осуществлялась постановка задач, разработка теоретических подходов и численных моделей, проектирование и оптимизация параметров образцов перед их созданием, постановка экспериментов, анализ экспериментальных данных и обсуждение полученных результатов, а именно:

В Главе 2 непосредственно автором была выдвинута идея многослойных структур для селективного перемагничивания, автор являлся руководителем проекта РФФИ 18-32-20225, в рамках которого выполнялись все представленные в диссертации экспериментальные и теоретические исследования. Все теоретические результаты получены лично автором, кроме рис.2.8-2.10 в диссертации, для которых автор делал предварительные расчеты, а дальнейшая оптимизация структур выполнялась соавторами в рамках выполнения гранта. Экспериментальные измерения и изготовление образцов были проведены соавторами по проекту автора.

Глава 3 описывает несколько типов сенсорных магнитофотонных структур, идея создания которых появилась в обсуждении с В.И. Белотеловым и С.К. Секацким, а структур, описанных в п.3.7, – выдвинута непосредственно автором. Автор выполнял проектирование структур, которые затем были изготовлены соавторами. Все представленные в главе аналитические и численные результаты получены лично автора (рис.3.13 выполнен соавторами в рамках выполнения гранта РНФ 18-72-00233 под руководством автора). Автором также осуществлялось общее руководством экспериментальными исследованиями и лично ею проводился анализ полученных соавторами экспериментальных данных, в т.ч. определение характеристик резонансов, сенсорных структур, и их сравнительный анализ.

Представленные в Главах 4-5 исследования выполнены под руководством автора: ею лично выполнены все теоретические расчеты и аналитическое описание структур, а экспериментальные результаты получены студентами и аспирантами кафедры фотоники и физики микроволн (в т.ч. Вороновым А.А., чьим руководителем является автор) на изготовленных соавторами структурах при непосредственном участии автора в выборе параметров образцов и конфигураций измерений.

В Главе 6 представлены теоретические результаты, выполненные лично автором и соответствующие его личному вкладу в опубликованные работы [A19-A26]. Конфигурации, рассматриваемые в работах [A19-A26] другими соавторами, в диссертацию не вошли.

Апробация основных результатов

Результаты диссертационной работы докладывались на следующих международных и российских конференциях: International Conference on Coherent and Nonlinear Optics ICONO (Казань, 2010), International Symposium «Terahertz Radiation: Generation and Application» (Новосибирск, 2010), VIII Международная конференция «Лазерная физика и оптические технологии» (Беларусь, Минск, 2011), Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» (Москва, 2010, 2012, 2014, 2016, 2018, 2020), «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия» (Казань, 2010); Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» (2011,2013,2015,2017,2019); Школа по метаматериалам и наноструктурам (Санкт-Петербург, 2011); 11-th International Conference on Laser and FiberOptical Networks Modeling LFNM (Украина, Харьков, 2011); International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics META (Сингапур, 2014; Южная Корея, Сеул, 2017); 20th International Conference on Magnetism ICM2015 (Испания, Барселона, 2015); 22nd International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces (ICMFS2015); IX Международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика 2015» (Санкт-Петербург, 2015); International conference Days on Diffraction (2015); International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics «METAMATERIALS» (Великобритания, 2015, Греция, 2016, Италия, 2019); Progress in Electromagnetics Research Symposium Proceedings «PIERS» (Чехия, 2015; Италия, 2019); The European Magnetic Sensors and Actuators Conference (EMSA) (Италия, 2016); International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO (Анапа, 2016; Сочи, 2018; онлайн 2020); 8th International Conference on Surface Plasmon Photonics (SPP8) (Тайвань, 2017); 2017 IEEE International Magnetics Conference INTERMAG (Ирландия, 2017); The Joint European Magnetic Symposia JEMS (Германия, 2018); 11th International Conference of Electrical, Transport, and Optical Properties on Inhomogeneous Media (ETOPIM11) (Польша, 2018); в том числе в виде приглашенных докладов на конференциях: ЕТОРІМ11 (Польша, 2018); Волны-2019 (Москва, 2019); МЕТА-2019 (Португалия, 2019).

Материалы диссертации также представлялись на семинарах кафедры фотоники и физики микроволн, кафедре физики колебаний, кафедре квантовой электроники физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова, семинарах Российского квантового центра (Москва) и Крымского федерального университета имени В.И. Вернадского (Симферополь).

Публикации

Основные результаты диссертации изложены в 26 статьях в научных изданиях, индексируемых в Web of Science u/или Scopus, из них 11 Q1 научных журналах. Список работ автора приведен в конце работы.

Основные положения, выносимые на защиту

- 1. В двухслойной плазмонной структуре с тонкими слоями GdFeCo возможна резонансная поляризационно-селективная локализация света для адресного перемагничивания только одного выбранного слоя GdFeCo с помощью фемтосекундного лазерного импульса.
- 2. Чирпированный магнитофотонный кристалл с тонкими слоями GdFeCo

позволяет адресно перемагничивать под воздействием фемтосекундных лазерных импульсов заданный один слой GdFeCo, определяемый длиной волны излучения. Чирпирование фотонного кристалла также позволяет производить детектирование состояния намагниченности каждого из слоев путем измерения фарадеевского вращения прошедшего через него света только лишь на одной длине волны.

- 3. На поверхности магнитофотонных кристаллов могут возбуждаться квазиповерхностные моды, характеризующиеся высокой добротностью. При возбуждении таких мод наблюдается усиление магнитооптического экваториального эффекта Керра на несколько порядков величины по сравнению с гладкой пленкой того же магнитного материала. Высокая чувствительность спектрального положения магнитооптического резонанса к действительной и мнимой частям показателя преломления внешней среды, а также его значительная амплитуда делает такие магнитофотонные структуры перспективными для сенсорных применений.
- 4. Одновременное возбуждение и гибридизация распространяющихся плазмон-поляритонных или волноводных мод с локализованными плазмонами в композитной структуре с феррит-гранатовой пленкой, в которую вкраплены наночастицы золота, и поверх которой нанесена золотая решетка, позволяет изменить величину экваториального эффекта Керра на порядок величины. В зависимости от параметров структуры возможны как усиление, так и подавление экваториального эффекта Керра, причем это изменение за счет гибридизации мод более, чем на порядок превышает экваториальный эффект Керра при возбуждении только локализованного плазмона.
- 5. В одномерных перфорированных феррит-гранатовых пленках происходит возбуждение волноводных мод ТМ и ТЕ типа. Резонансы волноводных мод обладают высокой добротностью Q > 100 и вызывают усиление интенсивности света внутри такой пленки более, чем в 20 раз. При возбуждении ТМ-моды происходит усиление экваториального эффекта Керра на два порядка величины, при этом сохраняется высокая прозрачность структуры T > 40%.
- 6. В магнитной метаповерхности, представляющей собой субволновую волноводную решетку с двумерной периодичностью, наблюдается нечетная по намагниченности магнитооптическая модуляция коэффициента пропускания структуры в экваториальной конфигурации, проявляющаяся, в отличие от экваториального эффекта Керра, не только для p-, но и для s-поляризации падающего света, и резонансно усиливающаяся при возбуждении как TM-, так и TE-мод.

- 7. В оптически активных (хиральных) плазмонных структурах собственная поляризация поверхностного плазмон-поляритона приобретает линейные по коэффициенту гирации ТЕ-добавки, величина которых линейно возрастает с ростом поперечной координаты (т.е. при погружении в диэлектрик). При превышении порогового значения коэффициента происходит делокализация поверхностного плазмон-поляритона.
- 8. В магнитоэлектрических плазмонных структурах аксионного типа, как изотропных, так и с анизотропией оптических и магнитоэлектрических свойств, эллипс собственной поляризации поверхностного плазмонполяритона приобретает невзаимный наклон относительно направления распространения, причем в изотропном случае этот наклон не зависит от поперечной координаты, а в анизотропном случае может изменять как величину, так и знак в направлении, перпендикулярном направлению распространения плазмон-поляритона.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации составляет 223 страницы.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

Глава 1 является обзорной по оптическим и магнитооптическим свойствам исследуемых в диссертации магнитных материалов. В Главе представлен обзор работ по усилению магнитооптических эффектов при возбуждении различных типов мод в структурах, а также приводятся примеры применения таких структур в магнитометрии и сенсорике. Главы 2-6 содержат оригинальные научные результаты по следующим направлениям.

Глава 2 «Многослойные планарные структуры с GdFeCo для селективного полностью оптического переключения намагниченности» посвящена исследованию возможности селективной локализации излучения в планарной структуре с несколькими тонкими слоями GdFeCo для полностью оптического перемагничивания выбранного слоя. Оптомагнитные эффекты, в частности, возможность полностью оптического переключения намагниченности в материале GdFeCo, перспективны для создания новых технологий записи информации. Несомненным преимуществом оптомагнитных эффектов являются характерные временные масштабы порядка десятков пикосекунд, на которых они проявляются, что перспективно для значительного увеличения скорости записи информации. Недостатком таких структур является низкое латеральное разрешение, которое обусловлено дифракционным пределом, и которое существенно уменьшает плотность записи. В то же время, для структур с полностью оптическим управлением намагниченности открывается новая возможность, связанная с перестраиваемой локализацией излучения внутри такой структуры.

Если путем подбора параметров структуры в многослойной структуре будут реализованы оптические резонансы, причем в каждом слое GdFeCo резонансные условия будут выполняться для различных параметров лазерного излучения: частоты ω , угла падения θ или поляризации Ψ , то свет будет локализоваться преимущественно в одном из слоев, определяемых $\{\omega, \theta, \Psi\}$. Изменяя один или несколько параметров лазерного излучения $\{\omega, \theta, \Psi\}$, таким образом можно переключаться между различными слоями планарной структуры и адресно воздействовать на намагниченность выбранного слоя. В силу того, что эффект полностью оптического переключения намагниченности является пороговым, для адресного воздействия достаточно разницы в 5-10% в величине энергии, локализованной в перемагничиваемом и остальных слоях структуры.

В диссертационной работе предложены два типа структур, обеспечивающих селективное переключение намагниченности по изложенному выше принципу: плазмонная и фотонно-кристаллическая структуры.

Раздел 2.2 описывает возможность селективного переключения намагниченности в плазмонной многослойной структуре с GdFeCo. Мнимая часть диэлектрической проницаемости металла GdFeCo на длине волны 800 нм велика, однако действительная часть диэлектрической проницаемости отрицательна: $\varepsilon_{GdFeCo} = -5.91+19.17i$ [29], и поэтому сам по себе этот ферримагнитный металл поддерживает возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов (ППП). При выполнении условий фазового согласования волнового вектора падающего света и ППП (при помощи призмы или решетки), в GdFeCo возможно возбуждение ППП р-поляризованным светом (как и в других материалах), причем постоянная распространения плазмона β близка к волновому вектору объемной волны в диэлектрике $\beta \approx k_0 \varepsilon_d$, где ε_d – диэлектрическая проницаемость диэлектрика. Таким образом, если создать многослойную структуру, в которой слои GdFeCo будут чередоваться с диэлектриками с различными показателями преломления, то перестраивая параметры оптического излучения можно достигать выполнения условий резонанса ППП в выбранном слое GdFeCo, граничащим с соответствующим диэлектриком. Возбуждение ППП в одном из слоев приводит к резонансному увеличению его термического нагрева фемтосекундным лазерным импульсом, и перемагничиванию при превышении порогового значения интенсивности лазера.

Для последующей экспериментальной демонстрации предложенного плазмонного механизма селективного воздействия была выбрана двухслойная структура, в которой ППП возбуждался на границе GdFeCo/воздух (рис. 1a). Параметры структуры: призма (SiO₂) / подложка (SiO₂) / Si₃N₄ (5 нм) /Gd_{26.0}Fe_{64.8}Co_{9.2} (10 нм) / Si₃N₄ (80 нм) /Gd_{27.0}Fe_{63.9}Co_{9.1} (10 нм) / Si₃N₄ (10 нм). Тонкий слой Si₃N₄ толщиной 5 нм был нанесен на стеклянную подложку в технологических целях; другой тонкий слой Si₃N₄ толщиной 10 нм необходим только для защиты GdFeCo от окисления. Оба этих слоя оказывают незначительное влияние на распределение электромагнитного поля. С другой стороны, слой Si₃N₄ толщиной 80 нм играет важную роль как для оптических, так и для магнитных свойств структуры. Наличие такого слоя между двумя магнитными пленками GdFeCo с одной стороны, препятствует обменному взаимодействию спиновых подсистем пленок и уменьшает магнитодипольное взаимодействие между ними, обеспечивая таким образом независимость состояний намагниченности этих слоев. С другой стороны, слой Si₃N₄ толщиной 80 нм также играет важную роль для оптических свойств структуры, позволяя падающим импульсам p- и s-поляризации на длине волны 800 нм создавать совершенно разные распределения электромагнитного поля внутри структуры, и таким образом, перераспределять поглощенную оптическую энергию между двумя слоями GdFeCo (рис. 16,в). Селективность достигалась за счет поляризационного ограничения на условия возбуждения ППП: в р-поляризации возбуждается ППП в нижнем слое GdFeCo, и, соответственно, свет преимущественно взаимодействует с нижним слоем, а в s-поляризации ППП не возбуждается, и s-поляризованный свет преимущественно взаимодействует с верхним слоем GdFeCo (рис. 16).

Чтобы различить четыре различных состояния намагниченности двух слоев: с взаимно параллельным (↑↑ и ↓↓) или антипараллельным (↓↑ и ↑↓) упорядочением намагниченностей пленок $Gd_x(FeCo)_{100-x}$ с помощью обычного магнитооптического микроскопа, магнитные слои были специально нанесены с немного различающимися концентрациями гадолиния, а именно x = 26(x = 27) в верхнем (нижнем) слое. Для таких составов значения коэрцитивных полей различаются практически в два раза [30,31], а пороговая энергия полностью оптического переключения практически одинакова [32].

Для выявления роли ППП были проведены расчеты (рис. 2), имитирую-



Рис. 1. Двухслойная плазмонная структура с GdFeCo для селективного перемагничивания. (а) Схематическое изображений структуры и поляризационной селективности локализации энергии. (б,в) Распределение нормированной величины амплитуды электрического поля $|e|^2$ (штрих-пунктирная линия) и парциального δA (сплошная линия) и полного A поглощения в структуре на длине волны 800 нм, угол падения $\theta = 59^{\circ}$, поляризация падающего света р (рис. б) или s (рис. в).

щие экспериментальные измерения, в которых параметры структуры и длина волны лазера накачки считались фиксированными, в то время как угол падения света мог изменяться в достаточно больших пределах. Была расчитана угловая зависимость амплитуды поля на границе $|e|^2$, поглощенной энергии в верхнем слое $\mathrm{Gd}_{26}(\mathrm{FeCo})_{74}$ и нижнем слое $\mathrm{Gd}_{27}(\mathrm{FeCo})_{73}$ для падающих р- и s-поляризованных импульсов. Также были расчитаны угловые спектры коэффициента отражения, и аналогичные измерения для коэффициента отражения были проведены экспериментально, что позволило сопоставить используемые модели и изготовленную структуру: довольно хорошее согласие этих спектров подтверждает корректность остальных расчетов (распределения поля, поглощения), которые в эксперименте не могли быть измерены непосредственно.

В соответствии с расчетами (рис. 2), если угол падения превышает ~ 50°, поглощение р-поляризованного света в нижнем слое $Gd_{27}(FeCo)_{73}$ больше, чем в верхнем слое $Gd_{26}(FeCo)_{74}$. Таким образом, в области $\theta > 50°$ реализуется необходимое условие для поляризационно-селективного переключения намагниченности. В полном соответствии с теоретическими предсказаниями, в эксперименте наблюдалось селективное переключение намагниченности при воздействии единичного фемтосекундного импульса в отсутствие внешнего магнитного поля, при этом выбор переключаемого слоя GdFeCo осуществлялся поляризацией импульса. Эксперименты были проведены для



Рис. 2. Угловые спектры двухслойной плазмонной структуры с GdFeCo для селективного перемагничивания. (а) Рассчитанная угловая зависимость поглощенной оптической энергии в верхнем (штриховая линия) и нижнем (пунктирная линия) слое GdFeCo при падении р-поляризованного (красные линии) или s-поляризованного (синие линии) света. (б) Рассчитанные (тонкие сплошные линии) и экспериментально измеренные (жирные сплошные линии) угловые спектры отражения падающего р-поляризованного (красный) и s-поляризованного (синий) света. Также показана рассчитанная амплитуда $|e|^2$ на нижней поверхности нижнего слоя Gd₂₇(FeCo)₇₃ при падении р-поляризованного (красный) и s-поляризованного (синяя штрих-пунктирная линия) света. Область зеленого цвета показывает диапазон углов, где поглощение р-поляризованного света в нижнем слое Gd₂₇(FeCo)₇₃ больше, чем в верхнем слое Gd₂₆(FeCo)₇₄ (соответствующая поляризационно-селективному переключению намагниченности). Стрелки указывают углы, при которых поляризационно-селективное полностью оптическое переключение намагниченности экспериментально наблюдалось (черные стрелки) и не наблюдалось (серый цвет).

нескольких углов падения света через призму (отмечены стрелками на рис. 2) в диапазоне от 34° до 67° , и переключение нижнего слоя р-поляризованным импульсом наблюдалось для углов от 53° до 67° (черные стрелки). Для углов падения между 34° и 47° , верхний слой $\mathrm{Gd}_{26}(\mathrm{FeCo})_{74}$ переключался лазерным импульсом вне зависимости от его поляризации (серые стрелки). Помимо подтверждения роли поверхностных плазмон-поляритонов в селективном переключении намагниченности в исследуемой структуре, такая угловая зависимость также демонстрирует устойчивость эффекта селективного переключения: данный эффект может наблюдаться в диапазоне углов падения шириной не менее 30° .

Для возбуждения ППП требуется достаточно большое количество металла: толщина гладкого слоя металла должна составлять, по крайней мере, порядка 10 нм, в результате чего нерезонансное поглощение достигает порядка $A \sim 20\%$ в каждом из слоев. Таким образом, на практике возможно

создать многослойную структуру с плазмонным механизмом селективности перемагничивания, имеющую порядка 3-4 гладких слоев GdFeCo. Поэтому более перспективным подходом является использование структур, где резонансы определяются параметрами диэлектрических, а не металлических слоев.

В разделе 2.3 для селективной локализации предложено использование магнитофотонного кристалла специального типа – чирпированного магнитофотонного кристалла (ЧМФК), т.е. фотонного кристалла, геометрические параметры которого немного варьируются с изменением номера слоя [33–35]. Выбранный ЧФМК состоит из чередующихся слоев TiO₂ с толщинами 48 нм, 61 нм, 75 нм, 83 нм со слоями SiO₂ толщиной 270 нм, 292 нм, 317 нм, 330 нм. Варьируя длину волны фемтосекундных импульсов накачки, воздействующих на структуру, можно добиться того, что свет достигнет только заранее заданной пары слоев, в то время как расположенные далее слои практически не будут подвергаться воздействию импульса из-за выполнения в них условий эффективного отражения (соответствующих наличию запрещенной зоны в бесконечных фотонных кристаллах с теми же параметрами) на этой длине волны. При этом, отразившись от слоев ЧФМК, в которых реализованы условия эффективного отражения на выбранной длине волны, излучение будет интерферировать внутри прозрачных для излучения слоев. Различие суммарных оптических толщин каждой пары слоев за счет чирпа при этом позволяет достичь существенно различных распределений интенсивности поля внутри них на разных длинах волн, что и лежит в основе селективного воздействия на слои GdFeCo, внедренные внутрь слоев TiO₂, которые в этом случае могут быть тонкими или перфорированными.

Для каждого из четырех слоев можно выбрать длину волны, когда энергия лазерного импульса в этом слое значительно превышает энергию в других слоях. В частности, на длинах волн 644 нм, 686 нм, 832 нм и 994 нм свет в основном локализуется внутри первого, второго, третьего и четвертого слоя GdFeCo рассматриваемого ЧМФК, соответственно, в то время как в остальных слоях энергия в 1.5 и более раз ниже. Учитывая, что перемагничивание GdFeCo – это пороговый по величине энергии воздействия эффект, рассмотренный чирпированный МФК позволяет оптически перемагничивать каждый из слоев независимо при помощи фемтосекундных импульсов на одной из четырех длин волн. Данный подход может быть применен и к ЧМФК с большим числом слоев GdFeCo.

Кратко обсудим метод считывания состояния намагниченности магнитных слоев в многослойной структуре с несколькими магнитными слоями. Существуют различные сложные методы измерения намагниченности с разрешением по глубине, например, с помощью рентгеновских лучей [36]. Однако с точки зрения простоты практического применения гораздо более привлекателен метод, основанный на измерении поляризационного магнитооптического эффекта, Керра или Фарадея. Селективное считывание намагниченности при помощи измерения полярного эффекта Керра на нескольких длинах волн было экспериментально продемонстрировано в работе [31]. Число длин волн, на которых необходимо производить измерения в предложенном в работе [31] подходе, равно числу различных слоев GdFeCo в структуре – что представляет сложность для масштабирования на структуры с большим числом слоев.

В данной работе предлагается более простой метод, основанный на измерении магнитооптического эффекта Фарадея (аналогичная методика может применяться и для полярного эффекта Керра) на одной длине волны лазерного диода. Существенно неоднородное распределение электромагнитного поля внутри всех типов рассматриваемых структур с оптическими резонансами приводит к тому, что вклады $S_j = \frac{\Phi_j}{\sum_k |\Phi_k|}$ в суммарный угол Фарадеевского вращения $\sum_{k} |\Phi_{k}|$ от различных магнитных слоев оказываются также различны (Ф_k – угол фарадеевского вращения линейно поляризованного света, проходящего через структуру с намагниченным только k-м слоем GdFeCo). Условием того, чтобы 2^N возможным состояниям намагниченности многослойной структуры соответствовали бы 2^N различных значения угла Фарадеевского вращения на выбранной длине волны являются: 1) вклад от каждого из слоев должен быть различен: $S_j \neq S_{k \neq j}$ 2) вклады от нескольких слоев должны быть различны для всех различных комбинаций слоев $\{j_1, j_2, \dots\}$ и $\{k_1, k_2, \dots\}$: $\sum_{j=j_1, j_2, \dots} S_j \neq \sum_{k_1, k_2, \dots} S_k$, где под «различием» понимается разница, превышающая экспериментальную точность измерения угла Фарадея. Численные оценки, полученные из рассчитанных зависимостей $S_j(\lambda)$ показывают, что в ЧМФК много длин волн, на которых условия 1-2 оказываются выполнены. В частности, на длине волны $\lambda = 1.083$ мкм $S_1 = 0.55, S_2 = 0.19,$ $S_3 = 0.04, S_4 = 0.21,$ что обеспечивает однозначную идентификацию состояния намагниченности в структуре по эффекту Фарадея в ней.

Итак, предложенные многослойные структуры с GdFeCo позволяют как производить адресную полностью оптическую запись магнитной информации в каждом из слоев без воздействия на другие слои, так и полностью оптическое (магнитооптическое) считывание состояния намагниченности в каждом из слоев по отдельности, а потому может быть использован в качестве элементарной ячейки для устройств записи информации. Результаты данной главы представлены в работах [A1, A2].

Глава 3 «Магнитные фотонно-кристаллические структуры с высокодобротными резонансами поверхностных волн» посвящена исследованию усиления экваториального эффекта Керра при возбуждении поверхностных волн в фотонных кристаллах (ФК) и чувствительности оптических и магнитооптических резонансов к вариациям действительной и мнимой части показателя преломления исследуемой среды для использования таких структур в качестве сенсоров. В фотонных кристаллах могут возбуждаться поверхностные волны, удерживаемые даже в полностью диэлектрической структуре, с одной стороны, за счет запрещенной зоны фотонного кристалла, а с другой стороны – за счет эффекта полного внутреннего отражения от внешней среды. Различные подходы к описанию таких мод представлены в **разделе 3.2**.

Преимуществом полностью диэлектрических фотонных кристаллов перед плазмонными структурами является значительная добротность оптических резонансов и возможность управления спектральным и угловым положением резонансов путем подбора параметров слоев фотонного кристалла. Возбуждение поверхностных волн в фотонных кристаллах соответствует выполнению условия равенства оптических импедансов $Z = \frac{E_{tan}}{H_{tan}}$ для фотонного кристалла и внешней среды [37], за счет чего положение резонанса существенно зависит от параметров внешней среды и может быть использовано для измерений ее показателя преломления, как это схематично показано на рис. 3. В разделе 3.3 теория оптических импедансов развита и для случая экваториальной намагниченности одного из слоев фотонного кристалла, показано, что экваториальная намагниченность влияет на импеданс слоев для р-поляризованного излучения, вызывая таким образом смещение резонанса при перемагничивании структуры. С точки зрения поверхностных мод, такое смещение соответствует появлению невзаимной, линейной по намагниченности, добавки к постоянной распространения поверхностной моды ТМ-типа.

В разделах 3.4, 3.5, 3.6 исследованы особенности поверхностных мод, возбуждаемых на границе исследуемой среды и фотонных кристаллов с магнитными материалами: прозрачными диэлектриками (висмут-замещенным и цериевым гранатом) и тонкими пленками металлов (Co), а также влияния на них показателя преломления внешней среды, для нескольких типов Φ K, содержащих магнитные слои из диэлектрика феррита-граната или кобальта. Среди рассмотренных структур (сравнение всех структур представлено в разделе 3.6), с точки зрения ширины резонансов, амплитуды магнитооптических эффектов и чувствительности к показателю преломления внешней среды, наилучшими характеристиками обладает Φ K с ферритом-гранатом без металлического покрытия. В соответствии с численной оптимизацией, был изготовлен фотонный кристалл, содержащий 16 слоев пентаоксида тантала Ta₂O₅ толщиной 119 нм, чередующихся со слоями кварца SiO₂ толщи-



Рис. 3. (а) Схема магнитной фотонно-кристаллической структуры для сенсорных измерений. (б) Влияние погрешностей изготовления ФК структуры на резонансные свойства: относительное изменение интенсивности квазиповерхностной моды в структуре при учете погрешностей изготовления: δw и δn – максимальные случайные отклонения толщин слоев и показателей преломления от заданных.

ной 164 нм. На фотонный кристалл был нанесен слой висмут-замещенного феррита-граната Bi_{2.1}Dy_{0.9}Fe_{3.9}Ga_{1.1}O₁₂ толщиной 125 нм, после чего произведен отжиг образца при температуре 600°С, в присутствии атмосферы, в течение 10 минут. Произведение такого отжига необходимо для перевода феррита-граната в ферромагнитную фазу, однако было выявлено изменение спектров пропускания фотонного кристалла, происходящее вследствие отжига, и существенно зависящее от условий произведения отжига (температура, длительность, атмосфера). Оптимизация параметров фотонного кристалла проводилась с учетом построенной теоретической модели изменения диэлектрической проницаемости слоев ФК.

Важным вопросом с точки зрения практического применения высокочувствительных структур со сверхузкими резонансами является устойчивость характеристик резонансов в этой структуре по отношению к различным погрешностям изготовления. Чтобы детально исследовать влияние погрешностей изготовления на резонансные свойства, было проведено дополнительное численное моделирование рассматриваемых структур, в которых искусственно вводились отклонения параметров структуры от заданной. В серии расчетов толщины w_j и показатели преломления n_j слоев структуры получали произвольные добавки $\delta w_j, \delta n_j$, задаваемые случайным образом для каждого слоя в интервале $-\delta w... + \delta w$ и $-\delta n... + \delta n$. На рис. Зб показана относительная величина I/I_0 интенсивности квазиповерхностной волны в структуре с погрешностями изготовления, нормированная на интенсивность поверхностной волны в структуре без погрешностей I_0 , для различных значений δw и δn , усредненная по 100 различным структурам, отклонения в которых сгенерированы случайным образом. При обеспечении точности напыления слоев до $\delta w < 10$ нм, а точности показателей преломления $\delta n < 0, 15$ ед, интенсивность квазиповерхностной моды уменьшается менее чем в 2 раза по сравнению с идеальным случаем.

Наличие магнитооптических материалов в структуре приводит к появлению экваториального эффекта Керра (ЭЭК) δ , состоящего в изменении интенсивности отраженного света I для двух противоположных направлений намагниченности образца в экваториальной конфигурации $\mathbf{M}_{+,-}$:

$$\delta = 2 \frac{I(\mathbf{M}_{+}) - I(\mathbf{M}_{-})}{I(\mathbf{M}_{+}) + I(\mathbf{M}_{-})}.$$
(1)

Экспериментальные и теоретические расчеты показываются значительное усиление ЭЭК вблизи резонанса, связанного с возбуждением моды (до 17%, что примерно на 4 порядка выше, чем ЭЭК в той же гладкой гранатовой пленке $\delta \sim 2 \cdot 10^{-2}$ %).

Аппроксимация спектров отражения лоренцевской формой линии позволяет оценить по измеренным и рассчитанным угловым спектрам параметры возбуждаемой моды: спектральное положение резонанса θ_{res} определяется действительной частью постоянной распространения β : $\operatorname{Re}[\beta]$ = $k_0 n_{prism} \sin \theta_{res}$, в то время как ширина резонанса $\Delta \theta$ определяет мнимую часть постоянной распространения $\text{Im}[\beta] = 0.5k_0 n_{prism} \Delta \theta \cos \theta_{res}$, связанную с длиной пробега моды соотношением $L_{prop} = \frac{1}{2Im[\beta]}$, и учитывает как потери на поглощение, так и радиационные потери на вытекание излучения в призму. Длина пробега возбуждаемой поверхностной волны может быть оценена как 140 мкм и существенно превышает ширину возбуждающего ее лазерного пучка (w = 30 мкм), вследствие чего, как в оптическом, так и в магнитооптическом спектрах наблюдаются интерференционные осцилляции. Осцилляции вызванны интерференцией излучения, отраженного от структуры, с переизлученным в результате возбуждения поверхностной волны [38]; они характерны для подобных структур и обычно отсутствуют только при возбуждении поверхностных волн коллимированными пучками с угловой шириной менее ширины резонансов $\Delta \theta$.

Результаты численного моделирования и экспериментальных измерений МФК с ферритом-гранатом приведены на рис. 4.

Фотонно-кристаллическая магнитная структура обладает очень высокой чувствительностью S к свойствам внешней среды: $S = \frac{\partial \eta}{\partial n} = \frac{\partial \eta}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial n}$, где η – измеряемая величина (отражение R, ЭЭК δ в рассматриваемой конфигура-



Рис. 4. Угловые спектры (а) коэффициента отражения (б) ЭЭК при возбуждении поверхностной электромагнитной моды в структуре с фотонным кристаллом и ферритомгранатом при контакте с воздухом (серые, черные линии) и гелием (красные, темнокрасная линии): экспериментальные (красная, серая линии) и численно рассчитанные (черная, темно-красная линии) результаты.

ции). При этом величина $\frac{\partial \theta}{\partial n}$ практически не зависит от добротности мод, возбуждаемых в структуре: угол, соответствующий резонансу, определяется постоянной распространения моды $\theta = \arcsin[\beta/(n_{prism}k_0)]$ (более того, он имеет одинаковую зависимость как для оптического, так и для связанного с ним магнитооптического резонанса). В то же время величина $\frac{\partial \delta}{\partial \theta}$ усиливается как за счет усиления абсолютной величины экваториального эффекта Керра δ , так и за счет значительного уменьшения ширины резонанса: в обычных плазмонных структурах ширина резонанса составляет порядка 10°, в то время как применение фотонного кристалла позволило уменьшить эту величину на два порядка до 0.05°. Проведен теоретический анализ усиления ЭЭК, наблюдаемого в структуре, и выявлено, что на его усиление влияет как изменение дисперсии поверхностной моды при перемагничивании структуры $\Delta\beta_M$, так и непосредственно характеристики оптического резонанса: его ширина и глубина. Отметим при этом, что в итоге зависимость чувствительности S от ширины магнитооптического резонанса является нелинейной: уменьшение $\Delta \theta$ одновременно увеличивает и саму величину δ , и ее производную $(1/\delta_{max}) \cdot (\partial \delta/\partial \theta).$

Ещё одной важной характеристикой сенсорной структуры является минимальная детектируемая вариация показателя преломления исследуемого вещества Δn , которая для детектирования на основании измерения величины A (коэффициента отражения или ЭЭК в данном случае) с уровнем шума A_N , рассчитывается как $\Delta n_A = A_N \cdot (\partial A/\partial n)^{-1}$. Величина Δn принципиально зависит не только от характеристик самой структуры и возбуждаемых в ней резонансов, но и от конкретной реализации экспериментальной схемы измерения, используемого оборудования и т.д. Поэтому такая величина хорошо описывает качество изготовленного сенсора в целом, но не совсем корректна для сравнения применения различных подходов к созданию самих структур с поверхностными модами. Для такого сравнения часто используют величину, называемую добротностью сенсора (дословно – фактор качества от англ. figure of merit FOM): FOM = $\frac{\partial \theta_A}{\partial n} \cdot \frac{1}{\Delta \theta_A}$.

Параметры рассматриваемой магнитофотонной структуры: ширина оптического резонанса: $\Delta \theta_R = 0.05^\circ$, что соответствует добротности $Q_R = 890$, а магнитооптический резонанс имеет $\Delta \theta_{\delta} = 0.02^{\circ}$ и большую добротность $Q_{\delta} = 2200$. При изменении показателя преломления исследуемого газа происходит сдвиг резонанса на $\partial \theta / \partial n = 39^\circ$, что дает чувствительность к изменению коэффициента преломления исследуемой среды $\partial R/\partial n = 7.2 \cdot 10^4\%$ при фиксированном угле $\theta_R = 44.13^\circ$ для коэффициента отражения и чувствительность $\partial \delta / \partial n = 2.4 \cdot 10^5 \%$ при $\theta_{\delta} = 44.15^\circ$ для магнитооптических измерений. Таким образом, минимальное изменение показателя преломления, которое может детектироваться в режиме оптических и магнитооптических измерений составляет $\Delta n_R = 7 \cdot 10^{-6}, \ \Delta n_\delta = 7 \cdot 10^{-8}.$ Факторы качества для данной структуры составляют $\text{FOM}_{R} = 780$ и $\text{FOM}_{\delta} = 1950$ для оптического и магнитооптического резонанса, соответственно. Представленные на рис. 4 данные моделирования учитывали различные экспериментальные аспекты, такие как изменения диэлектрических проницаемостей при отжиге, внесение дополнительных потерь за счет рассеяния на неоднородностях золотой пленки, отклонение толщин нанесенных слоев от оптимальных значений за счет погрешностей изготовления и т.д. В то же время эти параметры существенно зависят от технологии изготовления образцов, и вносимые погрешности могут быть значительно уменьшены при совершенствовании технологий. Поэтому важно не только исследовать и сравнить характеристики реально изготовленных образцов, но также и провести анализ потенциала сенсорных «идеальных» образцов, в которых влияние погрешностей изготовления не учитывается, а толщины и показатели преломления слоев в точности равны заданным оптимальным значениям. Полученные характеристики «идеальных» образцов являются предельными, максимальными значениями, которые принципиально достижимы с использованием предложенных структур. В таком «идеальном» магнитофотонном кристалле резонансы имеют меньшую ширину: $\Delta \theta_R = 0.007^\circ$ и $\Delta \theta_{\delta} = 0.001^\circ$ и большую добротность $Q_R = 6.2 \cdot 10^3$, $Q_{\delta} = 4.3 \cdot 10^4$ и фактор качества FOM_R = 5500 и FOM_{δ} = 39000. Чувствительность также оказывается выше как для оптических $\partial R / \partial n = 3.7 \cdot 10^5$,

так и для магнитооптических $\partial \delta / \partial n = 15 \cdot 10^5 \%$ измерений, что дает порог измерения, равный $\Delta n_R = 1.3 \cdot 10^{-6}$, $\Delta n_\delta = 1 \cdot 10^{-8}$.

В разделе 3.6 проведено сравнение и анализ основных характеристик, измеренных для всех реально изготовленных сенсорных структур, а также рассчитанных для «идеальных» образцов с оптимальными параметрами (все характеристики собраны в Таблицу 3.1). Характерные значения ключевых сенсорных параметров для обычных плазмонных сенсоров: $\partial R/\partial n = 5 \cdot 10^3$ %, FOM_R = 10, $\Delta n_R = 1 \cdot 10^{-6}$. В то же время, экспериментально продемонстрированные значения для фотонно-кристаллической структуры с ферритом гранатом составляют $\partial \delta/\partial n = 2.4 \cdot 10^5$ %, FOM_{δ} = 1950, $\Delta n_{\delta} = 7 \cdot 10^{-8}$, и при совершенствовании технологии изготовления образцов могут быть улучшены ещё более, вплоть до теоретически полученных для «идеальных» структур $\partial \delta/\partial n = 15 \cdot 10^5$ %, FOM_{δ} = $3.9 \cdot 10^4$, $\Delta n_{\delta} = 1 \cdot 10^{-8}$. Таким образом, подтверждается преимущество полностью диэлектрической фотонно-кристаллической структуры с ферритом-гранатом, и наглядно демонстрируется рост чувствительности при использовании магнитооптических измерений в сенсорике.

В разделе 3.7 приводятся исследования применимости полностью диэлектрических фотонно-кристаллических структур для детектирования слабых резонансов поглощения. Высокая добротность резонансов в фотоннокристаллических структурах с поверхностными волнами делает описанные структуры перспективными не только для сенсорных измерений, основанных на действительной части показателя преломления, но также может применяться для детектирования слабых пиков поглощения. Линии поглощения, характерные для многих органических веществ и молекул, обычно лежат в среднем ИК-диапазоне. Они хорошо детектируются, но для этого требуется достаточно дорогое оборудование. В то же время, исследования показывают [39, 40], что те же переходы имеют гармоники (обертоны), лежащие в ближнем ИК диапазоне (1-2 мкм), однако, соответствующие весьма малым значениям коэффициента экстинкции $n'' \sim 10^{-4}$. Детектирование таких пиков поглощения, с одной стороны, представляет сложность в виду их малой величины, а с другой стороны, представляет большой практический интерес, так как в ближнем ИК-диапазоне гораздо больший выбор более дешевых источников и приемников оптического излучения.

Параметры фотонного кристалла подобраны так, чтобы спектральное положение резонанса поверхностной моды перекрывало диапазон, в котором находятся резонансы поглощения исследуемого вещества. Для детального исследования был выбран N-метилолакриламид (NMA) в качестве анализируемого вещества, поскольку NMA имеет очень маленький пик поглощения с величиной коэффициента экстинкции $n'' = 10^{-4}$ на длине волны 1,495 мкм [39,40] (показатель преломления $n_{NMA} = 1.5712$ на той же длине волны). Резонансы поверхностной моды в фотонно-кристаллической структуре без потерь очень чувствительны к небольшим пикам поглощения в анализируемом веществе, поскольку они являются единственным источником поглощения (в отличие от плазмонных структур, где обязательно присутствуют потери, связанные с поглощением в металле). Наличие поглощения на определенных частотах приводит к появлению соответствующих узких провалов в спектрах отражения сенсора на базе ФК-структуры, которые полностью исчезают, если поглощение нулевое.

Расчеты показывают, что дальнейшее улучшение чувствительности структуры к показателю поглощения может быть достигнуто за счет измерения магнитооптического экваториального эффекта Керра при включении в структуру магнитных диэлектрических слоев, в частности, слоев цериевого граната, который на телекоммуникационных частотах демонстрирует одновременно высокий магнитооптический отклик q = 0.0066 [41] и низкое поглощение до 0.5 дБ/см [42]. Важной особенностью магнитооптических эффектов является тот факт, что они сильно зависят от диэлектрических свойств материалов, включая поглощение. В частности, экваториальный магнитооптический эффект Керра (ЭЭК), проявляющийся на границе двух сред, становится равным нулю в отсутствие поглощения. Поэтому именно ЭЭК перспективен для использования в сенсорике слабых пиков поглощения. Для магнитного фотонного кристалла были подобраны следующие параметры: число слоев составляло 20 пар, толщины и материалы слоев Ta₂O₅ $(n_{Ta_2O_5}=2.0591, d_{Si}=255$ нм) / Si $(n_{Si}=3.4804, d_{Si}=373$ нм), последний слой – церий-замещенный феррит-гранат (CeYIG, $n_{CeYIG} = 4.95$) толщиной 50 нм, к которому приложено внешнее магнитное поле в экваториальной конфигурации. Наблюдаемый резонанс в спектре ЭЭК δ обладает высокой чувствительностью до $\partial \delta / \partial n'' = 10^7 \%$ к мнимой части показателя преломления, в то время как аналогичная чувствительность для немагнитной структуры на порядок ниже.

Приведенные в данном разделе результаты опубликованы в работах [A3–A12].

Глава 4 «Магнитооптические эффекты в одномерных плазмонных и полностью диэлектрических решетках» посвящена исследованию магнитооптической модуляции интенсивности в одномерных решетках, содержащих висмут-замещенный феррит-гранат. Значительное усиление магнитооптических эффектов в наноструктурированных материалах по сравнению с гладкими магнитными пленками было продемонстрировано в ряде работ. С точки зрения простоты изготовления и возможности усиления экваториального эффекта Керра наибольший интерес представляют магнитоплазмонные структуры, в которых магнитный материал сочетается с металлической решеткой или наночастицами, и, таким образом, возбуждаются поверхностные плазмон-поляритоны и наблюдается значительное резонансное усиление экваториального эффекта Керра. Существует несколько типов мод, которые могут наблюдаться в таких структурах: это поверхностные плазмонполяритоны на верхней и нижней гранях решетки, а также локализованные плазмоны и волноводные моды. В **разделе 4.2** проводится исследование структуры, в которой могут возбуждаться все перечисленные типы мод, что позволяет систематизировать особенности магнитооптических эффектов в таких металл-диэлектрических структурах, а также выявить особенности магнитооптических эффектов, возникающие при одновременном возбуждении сразу двух типов мод.

Для наблюдения эффектов взаимодействия и гибридизации различных оптических мод была изготовлена магнитоплазмонная структура, состоящая из композитного материала, представляющего собой золотые наночастицы разного диаметра ($D_{NP} = 55, 65, 78$ нм), вкрапленные в тонкий слой граната толщиной 100 нм, находящийся на подложке гадолиний-галиевого граната (ГГГ). На композитный материал нанесены золотые решетки высотой 80 нм с воздушным зазором 90 нм и различным периодом (P = 550, 510 нм), позволяющие возбуждать как поверхностные плазмон-поляритонные, так и волноводные моды в композитном слое. В магнитооптическом спектре экваториального эффекта Керра такой структуры были выявлены следующие особенности. Как и в других структурах, ЭЭК равен нулю при нормальном падении – это ограничение возникает из-за симметрии структуры относительно зеркального отображения. Однако близкий к нулю ЭЭК при больших углах падения также наблюдается на краю первой зоны Бриллюэна: $k_0 \sin \theta = \pi/P$, так как в этом случае в рассматриваемой структуре возбуждаются одновременно два поверхностных плазмон-поляритона (разными дифракционными порядками m = 2 и m = -3), распространяющиеся в противоположные стороны и имеющие противоположный знак модуляции постоянной распространения, и характеризующиеся противоположным знаком ЭЭК в оптическом спектре. Ещё одна особенность структуры состоит в следующем. Локализованный плазмон слабо проявляется в спектрах ЭЭК, однако, при его взаимодействии с бегущим поверхностным плазмоном наблюдается значительное изменение магнитооптического отклика структуры. В зависимости от направления распространения поверхностного плазмона, ЭЭК может как усиливаться, так и ослабевать при одновременном возбуждении сразу локализованного

и поверхностного плазмонного резонанса. Одновременное возбуждение бегущего плазмона и волноводной моды также приводит к увеличению ЭЭК.

Существенный недостаток магнитоплазмонных структур заключается в необходимости включения в структуру гладких или перфорированных металлических слоев, в результате чего, по сравнению с гладкими пленками, существенно падает пропускание структуры, а возбуждаемые плазмонные резонансы имеют малую добротность. В разделе 4.4 данной главы предлагается новый подход, состоящий в том, что тонкая, порядка нескольких сотен нанометров, прозрачная магнитная диэлектрическая пленка ферритаграната на немагнитной подложке перфорируется периодическим образом. В исследованных структурах толщина феррит-гранатовой пленки составляла h = 225 нм и h = 300 нм, а травление одномерных решеток произведено на глубину $h_1 = 225$ нм в обоих случаях. В оптическом диапазоне частот показатель преломления феррита-граната составляет $n_{BIG} \sim 2.25$, и важно, что это сравнительно высокое значение превышает показатель преломления подложки из гадолиний-галиевого граната (ГГГ) $n_{GGG} \sim 1.95$, на которой обычно выращиваются пленки ферритов-гранатов. Это позволяет возбуждать волноводные моды внутри феррит-гранатовой пленки толщиной порядка сотен нанометров, нанесенной на ГГГ-подложке. При перфорации феррит-гранатовой пленки в виде одномерной периодической структуры с периодом P, волноводные моды могут возбуждаться при выполнении условий синхронизма:

$$k_0 \cdot \sin \theta + m \cdot G = \pm \beta_0, \tag{2}$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число падающего света, λ – длина волны падающего света в свободном пространстве, θ – угол падения, m – порядок дифракции, $G = 2\pi/P$ – вектор обратной решетки, $\beta_0 = 2\pi n_{\beta_N}/\lambda$ – волновое число волноводной моды, n_{β_N} – эффективный показатель преломления волноводной моды. Теоретический анализ показывает, что в обеих структурах могут возбуждаться TM₀- и TE₀-поляризованные моды (индекс соответствует номеру моды m) в области прозрачности феррита-граната ($\lambda > 500$ нм). Подробнее рассмотрено возбуждение ТМ-мод, так как именно они возбуждаются р-поляризованным светом и только на них может усиливаться экваториальный эффект Керра, равный нулю в s-поляризации. Отметим, что усиление электромагнитного поля внутри феррит-гранатовой перфорированной структуры делает описанные структуры перспективными не только для прямой, но и для обратной магнитооптики (в данных пленках наибольший вклад вносят эффект фотоиндуцированной анизотропии и обратный эффект Коттона-Муттона), в которой интенсивное лазерное излучение фемтосекундного лазера накачки используется для отклонения вектора намагниченности от равновесного положения, влекущее за собой его прецессию во внешнем магнитном поле.

Таким образом, перфорированный слой феррита-граната играет двойную роль: он представляет собой и волноведущий слой, по которому распространяется волноводная мода, и элемент связи, преобразующий падающее излучения в моду за счет дифракции на решетке.



Рис. 5. (а),(в) Расчетные и (б),(г) экспериментальные спектры (а),(б) пропускания и (в),(г) экваториального эффекта Керра, полученные для частично протравленной структуры с параметрами P = 500 нм, W = 200 нм, $h_2 = 75$ нм.

Возбуждение волноводных мод хорошо видно в спектрах пропускания структуры (рис. 5а,б). Добротность резонансов в спектре пропускания, полученных в частично протравленных решетках, составляет до $Q = \lambda/\Delta\lambda = 120$,

что почти на порядок больше, чем в аналогичных плазмонных решетках. Такие высокодобротные резонансы делают структуру очень чувствительной к внешним воздействиям, в том числе вызванным приложением внешнего магнитного поля. Приводится аналитическое описание изменения добротности резонансов с изменением угла падения света, показывающее как возможность увеличения, так и ее убывания при наклонном падении.

Использование только диэлектрических материалов в структуре обеспечивает высокие значения коэффициента пропускания решеток ($T \sim 70\%$) в видимой и ближней ИК области спектра, а резонансы проявляются в виде хорошо выраженных провалов до $\Delta T \sim 30\%$ по величине. Отметим, что из-за высокого Френелевского коэффициента отражения на границе ГГГ/воздух коэффициент пропускания, полученный экспериментально и численно, близок к теоретическому пределу T = 80% для любых структур на ГГГподложках. Экспериментальные спектры резонансов, связанных с волноводными модами как в спектрах пропускания, так и в спектрах ЭЭК, хорошо согласуются с численным моделированием (рис. 5). Отметим, что как и в других резонансных структурах, максимумы ЭЭК соответствуют склону резонансной кривой коэффициента пропускания, а не его центру. Эта особенность позволяет одновременно достичь как высокого коэффициента пропускания $T \sim 60\%$, так и ЭЭК $\delta \sim 0.9\%$.

Механизм усиления ЭЭК при возбуждении волноводных мод в перфорированной решетке аналогичен описанному выше для фотонных кристаллов. Приводится аналитическое описание, расчетные и экспериментальные зависимости формы резонанса ЭЭК (знакопостоянная U-форма, или знакопеременная S-форма) от параметров решетки, определяющих соотношение между действительной и мнимой частью постоянной распространения и ее магнитооптическим изменением. Важной особенностью диэлектрических магнитных решеток является то, что спектральное положение резонанса можно контролировать путем выбора геометрических параметров решетки: высоты решетки, ширины воздушных зазоров и др. При этом наиболее оптимальный способ управления положением резонанса заключается в изменении периода Р структуры (см. (2)): $\lambda = (n_{\beta_N}/m) \cdot P$. Таким образом, в структурах с различным периодом Р волноводные моды могут эффективно возбуждаться на любой длине волны в диапазоне прозрачности феррита-граната $\lambda > 500$ нм. В этом состоит ещё одно отличие от плазмонных структур на основе ферритгранатовых пленок, где резонансная длина волны ограничивается ещё и за счет диэлектрической проницаемости золота (условие $|\varepsilon_{Au}| \gg \varepsilon_{BIG}$, что соблюдается при $\lambda > 700$ нм). Эта разница между плазмонными и полностью диэлектрическими структурами также важна для практического применения

подобных структур, так как с увеличением длины волны магнито-оптический отклик феррит-граната (коэффициент гирации) уменьшается. Поэтому длинноволновый резонанс ЭЭК имеет меньшую амплитуду по сравнению с коротковолновым резонансом, возбуждаемым тем же дифракционным порядком той же решетки.

Представленные в данном разделе результаты опубликованы в работах [A13–A17].

Глава 5 «Модуляция интенсивности в субволновых ферритгранатовых наноструктурах с двумерной периодичностью» посвящена новому магнитооптическому эффекту, проявляющемуся благодаря сложной форме дисперсионных кривых двумерной структуры, зависящих от выбранного пространственного направления и поляризации света, в результате чего внутри двумерной структуры направление распространения моды и ее поляризация могут существенно отличаться от направления волнового вектора и поляризации падающего света. Численно и теоретически исследования были проведены для следующей структуры: массив наностолбиков из феррита-граната высотой H = 225 нм и диаметром D = 200 нм, расположенных в узлах квадратной решетки с субволновым периодом P = 390 нм, находящихся на тонком (h = 75 нм) гладком подслое феррита-граната, эпитаксиально выращенном на подложке из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). Схематично сама структура и процесс возбуждения волноводных мод при дифракции на решетке изображены на рис. 6а. Сочетание одновременно волноводных мод и двумерной периодичности дает возможность наблюдения новых магнитооптических эффектов, запрещенных в гладких пленках того же материала. С этой точки зрения исследуемая структура может быть названа «магнитной метаповерхностью» (MM).

Ввиду двумерной периодичности магнитной метаповерхности направление распространения волноводной моды, определяемое постоянной распространения β может быть почти произвольным в плоскости пленки в зависимости от угла падения θ и длины волны лазерного излучения λ , в соответствии со следующим условием согласования:

$$\mathbf{k}_{\tau}^{inc} + l_x \mathbf{G}_x + l_y \mathbf{G}_y = \boldsymbol{\beta} \tag{3}$$

где $\mathbf{k}_{\tau}^{inc} = k_0 \sin \theta \mathbf{e}_x$ – проекция волнового вектора падающего света на плоскость образца, l_x и l_y – номера эванесцентных дифракционных порядков, возбуждающих моду, а \mathbf{G}_x и \mathbf{G}_y – вектора обратной решетки вдоль двух ортогональных направлений периодичности $|\mathbf{G}_x| = |\mathbf{G}_y| = 2\pi/P$ в данной структуре. Используемая система координат представлена на рис. 6: оси x, y соответствуют направлениям периодичности решетки, ось z направлена по нормали к образцу; плоскость падения света соответствует xz плоскости. В дальнейшем волноводную моду, возбуждаемую дифракционными порядками l_x и l_y , будем обозначать как (l_x, l_y) . Угол, под которым будет распространяться соответствующая мода, определяется из (3) соотношением:

$$\varphi = \pm \arctan\left(\frac{l_y}{l_x \pm \frac{P}{\lambda}\sin\theta}\right). \tag{4}$$



Рис. 6. Магнитная метаповерхность. (а) Схематичное изображение структуры и возбуждения волноводных мод. (б) Схематическое изображение возникновения экваториального магнитофотонного интенсивностного эффекта для волноводных мод с волновым вектором, направленным под углом φ к плоскости падения (показано для TE-мод, возбуждаемых рполяризованным светом).

Важной особенностью двумерной магнитной метаповерхности является то, что как ТМ-, так и ТЕ-моды, распространяющиеся в плоскости пленки под углом к плоскости падения (с $l_y \neq 0$), могут возбуждаться как р-, так и s-поляризованным падающим светом, поскольку как р-, так и s-поляризации содержат ненулевые проекции электромагнитного поля на собственные векторы поляризации ТМ- и ТЕ-мод, причем моды с $+l_y$ и $-l_y$ всегда возбуждаются одновременно из-за симметрии структуры относительно плоскости падения. Количественно эффективность возбуждения моды η определяется проекцией вектора электромагнитного поля падающей волны на вектор собственной поляризации моды. Таким образом, для света, поляризованного под углом ψ к плоскости падения, и выполнения условия возбуждения мод (3) для моды с поляризацией Ψ , бегущей под углом φ к плоскости падения

$$\eta = \eta_0 \cos^2(\psi - (\Psi + \varphi)), \tag{5}$$

где η_0 – коэффициент, определяемый параметрами структуры и постоянный для каждой из мод.



Рис. 7. Спектры пропускания, полученные (б,г) в эксперименте и (в,е) в численном моделировании. Рисунки (а,г) иллюстрируют положения ТМ и ТЕ мод, рассчитанные в приближении пустой решетки, для каждой из поляризаций падающего света.

На рис. 7 приведены расчетные и экспериментально измеренные спектры пропускания магнитной метаповерхности и магнитооптической модуляции, определяемой формулой (1) для I = T – коэффициента пропускания структуры при ее перемагничивании в экваториальной относительно плоскости падения конфигурации $\mathbf{M} = \pm M_y \mathbf{e}_y$.

Волноводные моды, распространяющиеся в плоскости падения – это (1,0)моды в данной структуре, имеющие постоянную распространения β , направленную вдоль оси и строго перпендикулярную внешнему магнитному полю – абсолютно аналогичны волноводным модам в одномерных решетках, рас-



Рис. 8. Спектры магнитооптической модуляции пропускания структуры при экваториальной относительно плоскости падения света ориентации намагниченности, полученные (б,д) экспериментально и (в,е) в численном моделировании. Рисунки (а,г) иллюстрируют спектральное положение мод разных порядков с разной поляризацией.

смотренных в Главе 4.

Ситуация, когда возбужденная мода распространяется под углом φ к плоскости падения, определяемым по формуле (4), более сложна. Как было отмечено выше, волноводные моды с $+\varphi$ и $-\varphi$ всегда возбуждаются одновременно, с равными друг другу амплитудами в отсутствие магнитного поля. Кроме того, как р-, так и s-поляризации падающей волны могут возбуждать как TM-, так и TE-моды. Кроме того, важно, что «экваториальное» относительно плоскости падения направление **M** (т.е. перпендикулярное плоскости падения) в действительности имеет как поперечную, M_t , так и продольную, M_l , компоненты относительно направления распространения моды: $\mathbf{M} = M_t \mathbf{e}_{\perp} + M_l \mathbf{e}_{\parallel}$. Вклады от обеих компонент магнитного поля существенно влияют на возникающую в этой конфигурации магнитооптическую модуляцию интенсивности прошедшего света – экваториальный магнитофотонный интенсивностный эффект (ЭМИЭ).

Наличие продольной намагниченности $M_l = M \sin \varphi$ приводит к тому, что компоненты E_x, E_z и E_y света, распространяющегося в магнитной метаповерхности, становятся связанными друг с другом. Волноводные собственные моды метаповерхности более не имеют чистой TM ($E_y = 0$) или TE $(E_x = E_z = 0)$ поляризации, как в немагнитном случае: они приобретают небольшие ТЕ- или ТМ-поляризованные дополнительные компоненты, пропорциональные M_l, и более строго могут называться «квази-TM» и «квази-ТЕ» модами. При этом в линейном по M_l приближении постоянная распространения каждой из мод не изменяется. Из-за появления компонент, индуцированных продольной намагниченностью, тангенциальная составляющая электромагнитного поля $E_{\tau}^{wg} = \{E_x, E_y\}$ распространяющейся волноводной моды больше не является перпендикулярной (для квази-ТЕ) или параллельной (для квази-TM) постоянной распространения β_i . Небольшие дополнительные компоненты ортогональной поляризации, индуцированные намагниченностью, наклоняют E_{τ}^{wg} на угол α (см. рис. 6б) по отношению к его направлению в немагнитном случае. Поскольку векторы тангенциальной составляющей поляризации падающего света $E_{ au}^{inc}$ и поляризации собственной моды $E_{ au}^{wg}$ ориентированы под некоторым углом друг к другу (φ или $\pi/2 - \varphi$ для соответствующих мод), этот дополнительный наклон E_{τ}^{wg} приводит к изменению угла между этими векторами (угол становится равным $\psi - (\Psi + \varphi + \alpha)$). При этом индуцированное магнитным полем изменение поляризации волноводной моды одинаково относительно поляризации падающего света для обеих мод с $+\beta_y$ и $-\beta_y$. Это приводит к изменению эффективности возбуждения падающим р- или s-поляризованным светом квази-TM или квази-TE мод, следовательно, зависит от угла между ними, и изменяется при приложении магнитного поля:

$$\Delta \eta = \eta(+M_l) - \eta(-M_l) = \sin(2\alpha)\sin(2(\psi - \Psi + \varphi)).$$
(6)

что, в свою очередь, изменяет коэффициент пропускания магнитной метаповерхности линейно по намагниченности структуры. Рис. 6б наглядно иллюстрирует этот нечетный по намагниченности эффект. Количественные оценки могут быть сделаны путем расчета угла поворота поляризации прошедшего света в меридиональной конфигурации намагниченности: полученные оценки угла $\alpha \sim 0.05^{\circ}$ соответствуют изменению эффективности возбуждения $\Delta \eta / \eta \sim 0.26\%$, что близко к экспериментально полученному значению

ЭМИЭ $\delta \approx 0.3\%$.

Поперечная составляющая намагниченности $M_t = M \cos \varphi$ также влияет на резонансы магнитооптической модуляции. Для мод (0,1) это влияние очень мало, поскольку направление распространения (0,1) мод соответствует большим углам φ , и, соответственно, малым значениям M_t . Однако для (±1,±1) мод значения M_t существенно выше. Из-за преобразования поляризации внутри магнитной метаповерхности обе поляризации приобретают ТМ-компоненты, так что наличие M_t приводит к небольшому сдвигу резонанса волноводных мод как квази-ТМ, так и квази-ТЕ типа.

Хотя этот механизм, очевидно, более сложный, чем «чистый» ЭЭК, усиливаемый ТМ-поляризованными модами, экспериментальные спектры магнитооптической модуляции (рис. 8) показывают хорошее согласие с этой качественной теорией. Действительно, резонансы ЭМИЭ для всех мод (0,1) имеют U-образную форму, как и следовало ожидать от модуляции глубины резонанса, вызванной магнитным полем. В противоположность им, резонансы ЭМИЭ для $(l_x \neq 0, l_y)$ изменяют свое положение при перемагничивании за счет M_t , и имеют S-образную форму. Этот эффект отчетливо виден для мод $(-1, \pm 1)$: как квази-ТМ, так и квази-ТЕ мода проявляется S-образным резонансом в спектре ЭМИЭ, причем эти резонансы противоположных знаков, поэтому суммарный ЭМИЭ уменьшается в области между двумя резонансами. Для мод $(+1, \pm 1)$ ситуация противоположная: S-образные резонансы ЭМИЭ имеют одинаковый знак в области между двумя модами, и это приводит к значительному усилению отклика ЭМИЭ для промежуточных длин волн и углов между этими двумя резонансами.

Результаты, представленные в данной главе, опубликованы в работе [A18].

Глава 6 «Интенсивностные и поляризационные эффекты в наноструктурах с нарушенной пространственной инверсией» посвящена анализу свойств собственных волн в таких структурах и влиянию нарушения симметрии на оптический отклик таких структур.

В разделе 6.2 проведено рассмотрение собственных мод плазмонных структур, в которых диэлектрический материал обладает оптической активностью (или хиральностью), т.е. характеризуется нарушением симметрии относительно зеркального отражения. Показано, что наличие хиральности приводит к тому, что поле плазмона содержит две парциальные компоненты:

$$\mathbf{E}_{j}(x,z) = \left(\mathbf{E}_{d1}\exp(-\gamma_{d1}|z|) + \mathbf{E}_{d2}\exp(-\gamma_{d2}|z|)\right)e^{i(\omega t - \beta x)},\tag{7}$$

где \mathbf{E}_j – амплитуда электрического поля (парциальные амплитуды в случае диэлектриков), а постоянная распространения β и коэффициент локализации γ_j связаны следующими соотношениями $\beta^2 - \gamma_{d1,2}^2 = k_{d1,2}^2, \ \beta^2 - \gamma_m^2 = k_m^2$, где

 $k_j = k_0 n_j$ – волновые числа в соответствующей среде с показателем преломления n_j , индексы 1, 2 соответствуют двум (право- и лево- поляризованным) собственным волнам в хиральной среде.

При учете малости коэффициента α , описывающего естественную оптическую активность, в большинстве материалов (типичные величины αk_0 составляют $10^{-3} \dots 10^{-5}$ [43]), для аналитического описания электромагнитного поля плазмона может быть применено линейное по $\frac{\alpha k_0}{\sqrt{\varepsilon_d}} \ll 1$ приближение. В рамках этого приближения, постоянная распространения поверхностного плазмон-поляритона β не изменяется. В то же время собственная поляризация плазмона имеет все 6 ненулевых компонент электромагнитного поля: ТМ-компоненты E_x , E_z , H_y , соответствующие нехиральной среде, и TE-компоненты: E_y , H_x , H_z , пропорциональные коэффициенту гирации α . Поляризация остается эллиптической, однако хиральность приводит к наклону эллипса в направлении оси Oy. Важно, что наклон эллипса поляризации не зависит от направления распространения плазмона и одинаков для всех направлений.

Численный анализ дисперсионного уравнения для оптически активных материалов показывает, что существует критическое значение коэффициента гирации, такое, что при превышении этого значения $\alpha > \alpha_{cr} = \frac{2\varepsilon_d^3}{k_0(|\varepsilon_m|+\varepsilon_d)}$ локализованных плазмон-поляритонных волн на границе металла и хирального диэлектрика, не существует. Собственные волны металло-диэлектрической структуры с хиральностью в этом случае представляют собой сумму поверхностной и объемной компонент. В видимом и ближнем инфракрасном диапазонах нарушение локализации ППП достигается при очень больших значениях коэффициента гирации, которые могут быть достигнуты только в специальных метаматериалах с гигантской гиротропией $\alpha k_0 \sim \varepsilon$. Однако с ростом абсолютного значения диэлектрической проницаемости металла ε_m с длиной волны, значения α_{cr} уменьшаются, и для длин волн порядка 6-10 мкм и более соответствуют типичным значениями обычных однородных оптически активных веществ.

В разделе 6.3 проводится исследование распространения излучения в магнитных материалах с дополнительным нарушением симметрии относительно $x \to -x$ преобразования. Показано, что материал, обладающий симметрией относительно $y \to -y$ преобразования, асимметричный относительно $x \to -x$ преобразования, может быть сконструирован искусственно. Теоретически развито описание такого искусственного материала при помощи параметра асимметрии p, который определяется только геометрическими параметрами наноструктуры и ее диэлектрическими проницаемостями. Выведены формулы для собственных волн – решений уравнения Максвелла для

случая, когда такой материал обладает экваториальной намагниченностью с коэффициентом гирации g. Показано наличие невзаимности, описываемой показателем преломления $n_{\pm} = \sqrt{\varepsilon} \mp \frac{gp}{\varepsilon}$ и возникающей при распространении электромагнитной волны внутри такого материала. Наиболее важным свойством пластины из такого материала является магнитооптическая модуляция излучения, распространяющегося по нормали к пластине, и равная $\delta_T = -\frac{8k_0 dgp\varepsilon''}{|\varepsilon|^2}$. Физический смысл наличия или отсутствия магнитооптической модуляции в рассматриваемой системе проанализирован также в рамках теоремы взаимности.

Раздел 6.4 посвящен свойствам плазмонных структур, в которых диэлектрики обладают магнитоэлектрическими свойствами аксионного типа. Проявление магнитоэлектрического эффекта соответствует нарушению в материале пространственной и временной симметрии по отдельности, и одновременного сохранения симметрии относительно одновременной инверсии и пространства, и времени. Магнитоэлектрический эффект в кристаллах описывается тензором α_{ij} , причем его симметричная часть соответствует аксионному типу магнитоэлектрического эффекта (наблюдаемому, например, в кристалле Cr_2O_3 в отсутствие магнитного поля), а антисимметричная часть – тороидному эффекту, наблюдаемому в том же кристалле в результате спинфлоп эффекта. Анализ плазмонных свойств проведен для Cr_2O_3 , обладающим также анизотропным тензором диэлектрической проницаемости.

В линейном по α_{ii} приближении, магнитоэлектрическое взаимодействие не вносит линейных поправок ни в дисперсионное уравнение, ни в величину постоянной распространения β , ни в формулы для коэффициентов локализации γ_j . В этом проявляется также и отличие магнитоэлектрического эффекта от хиральной (оптически активной) среды, для которой коэффициент локализации плазмона в диэлектрике имел линейную добавку. Наличие анизотропии кристалла приводит к небольшим изменениям этих величин по сравнению с изотропным случаем. В плазмонных структурах, содержащих магнитоэлектрические материалы аксионного типа, эллипс поляризации поворачивается вокруг направления распространения плазмона. В то время как тензор магнитоэлектрической восприимчивости изотропен, направление наклона эллипса поляризации при этом строго зависит от направления распространения плазмона. Такой характер зависимости знака наклона эллипса от постоянной распространения приводит к тому, что одновременно возбуждаемые, например, в решеточном методе при нормальном падении света плазмоны с $+\beta$ и $-\beta$ постоянными распространения будут давать одинаковую величину МЭ-индуцированных ТЕ-компонент, в отличие, например, от меридиональной конфигурации намагниченности магнитоплазмонной структуры,

в которой аналогичные поляризационные TE-добавки для $+\beta$ и $-\beta$ плазмонов компенсируют друг друга. В общем случае, анизотропия оптических и магнитоэлектрических свойств кристалла Cr_2O_3 приводит к сложной форме зависимости поляризации ППП от поперечной координаты, однако качественно противоположный знак у добавок для $+\beta$ и $-\beta$ плазмонов сохранится. За счет наличия TE-добавок у ППП эффект невзаимного вращения от поверхности магнитоэлектрического кристалла будет усиливаться при добавлении плазмонного покрытия, в том числе, при нормальном падении. Для кристалла Cr_2O_3 это имеет практическую значимость, связанную с возможностью оптического наблюдения антиферромагнитных доменов с противоположной ориентацией вектора антиферромагнетизма, в том числе аналогичного магнитооптической микроскопии доменов в ферромагнитных пленках.

Результаты, представленные в данном разделе диссертации, опубликованы в работах [A19–A26].

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

В работе рассмотрены несколько типов ферро-, ферри- и антиферромагнитных материалов, несколько типов оптических мод в наноструктурах, и на их примерах продемонстрировано, как свойства собственных оптических мод магнитных наноструктур: локализация, дисперсия, поляризация, добротность и эффективность возбуждения – составляют фундамент для реализации новых видов магнитооптических взаимодействий.

Можно выделить следующие типы магнитооптического взаимодействия, продемонстрированные в данной работе и определяемые непосредственно свойствами оптических мод в наноструктурах.

- Локализация оптического излучения моды позволяет селективно воздействовать на один магнитный слой в многослойной структуре, и детерминированно полностью оптически переключать намагниченность выбранного слоя без воздействия на намагниченность других слоев, находящихся на расстоянии десятков нанометров от переключаемого. Поляризационные или дисперсионные свойства собственных мод обуславливают возможность адресации разных магнитных слоев в рамках одной наноструктуры, при изменении соответствующих параметров: длины волны, угла падения или поляризации фемтосекундного импульса.
- Локализация энергии оптического излучения в виде поверхностной волны на границе двух диэлектрических сред: магнитного материала, нанесенного на поверхность фотонного кристалла, и внешней среды с низким показателем преломления обуславливает чувствительность *дисперсии* такой поверхностной моды к намагниченности, что приводит к росту магнитооптического экваториального эффекта Керра на три порядка величины по сравнению с гладкой пленкой, и одновременно с этим – к действительной и мнимой части показателя преломления внешней среды.
- Влияние намагниченности на *дисперсию* волноводных мод в полностью диэлектрических решетках обуславливает значительное, на два порядка величины, усиление магнитооптического экваториального эффекта Керра при сохранении высокой прозрачности структуры и в отсутствие значительного усиления поглощения. В то же время в однородных магнитооптических материалах, экваториальный эффект Керра наблюдается только при наличии поглощения, и растет вместе с ростом поглощения в веществе.
- Магнитооптическая модификация собственной поляризации волноводных мод, сложная зависимость направления распространения моды в

структуре от параметров наноструктуры и света, а также влияние направления распространения моды и поляризации на эффективность ее возбуждения обуславливают возникновение в наноструктуре с двумерной периодичностью нового магнитооптического эффекта. В отличие от экваториального эффекта Керра, который наблюдается только в рполяризации, данный интенсивностный эффект может наблюдаться как в p-, так и в s-поляризации света, и полностью отсутствует в аналогичных магнитных пленках без наноструктурирования.

• Невзаимное, т.е. не зависящее от направления распространения, изменение собственной *поляризации* поверхностного плазмон-поляритона, возбуждаемого на границе оптически активных или магнитоэлектрических материалов, в объеме которых поворот поляризации является взаимным или не наблюдается вовсе.

Основные результаты, полученные в работе, заключаются в следующем:

- 1. В двухслойной плазмонной структуре с тонкими слоями GdFeCo возможна резонансная поляризационно-селективная локализация света для адресного полностью оптического перемагничивания только одного выбранного слоя GdFeCo при помощи фемтосекундного лазерного импульса, без воздействия на намагниченность других слоев.
- 2. Чирпированный магнитофотонный кристалл с тонкими слоями GdFeCo позволяет адресно перемагничивать под воздействием фемтосекундных лазерных импульсов заданный один слой GdFeCo, определяемый длиной волны излучения и параметрами диэлектрических слоев фотонного кристалла. Слои GdFeCo могут быть тонкими или перфорированными, что позволяет увеличить число слоев по сравнению с плазмонной структурой.
- 3. Предложен метод детектирования состояния намагниченности многослойной структуры, основанный на измерении вращения поляризации (за счет эффекта Фарадея или полярного эффекта Керра) излучения на одной фиксированной длине волны, в основе которого лежит влияние интерференции на магнитооптические вклады во вращение поляризации. Выявлены условия, при которых всем 2^N возможным состояниям намагниченности N-слойной структуры соответствуют 2^N различных значений поворота поляризации излучения, и показано выполнение этих условий для рассматриваемых структур.
- 4. На поверхности магнитофотонных кристаллов могут возбуждаться поверхностные моды, характеризующиеся высокой добротностью. При

возбуждении таких мод наблюдается усиление магнитооптического эффекта Керра на несколько порядков величины по сравнению с гладкой пленкой того же магнитного материала. Высокая чувствительность спектрального положения магнитооптического резонанса к показателю преломления внешней среды, а также его значительная амплитуда до нескольких десятков процентов, делают такие магнитофотонные структуры перспективными для сенсорных применений.

- 5. Оптические и магнитооптические резонансы в полностью диэлектрических фотонных кристаллах характеризуются высокой добротностью, и обладают высокой чувствительностью к поглощению внешней среды, что перспективно для измерения слабых резонансов в спектрах мнимой части показателя преломления.
- 6. Одновременное возбуждение и гибридизация распространяющихся плазмон-поляритонных или волноводных мод с локализованными плазмонами в композитной структуре с феррит-гранатовой пленкой, в которую вкраплены наночастицы золота, и поверх которой нанесена золотая решетка, позволяет изменить величину экваториального эффекта Керра на порядок величины. В зависимости от параметров структуры возможны как усиление, так и подавление экваториального эффекта Керра, причем это изменение за счет гибридизации мод более, чем на порядок превышает экваториальный эффект Керра при возбуждении только локализованного плазмона.
- 7. В одномерных перфорированных феррит-гранатовых пленках происходит возбуждение волноводных мод ТМ и ТЕ типа. Резонансы волноводных мод обладают высокой добротностью Q > 100 и вызывают усиление интенсивности света внутри такой пленки более, чем в 20 раз. При возбуждении ТМ-моды происходит усиление экваториального эффекта Керра на два порядка величины, при этом сохраняется высокая прозрачность структуры T > 40%.
- 8. Исследованы оптические свойства магнитной метаповерхности, представляющей собой субволновую волноводную решетку с двумерной периодичностью, в которой возбуждаются волноводные моды ТМ- и ТЕтипа. Выявлены особенности, состоящие в возбуждении мод, отличающихся от возбуждающего их падающего света поляризацией, и имеющих отличное от танценциальной компоненты волнового вектора направление распространения. Предложено аналитическое описание наблюдаемых резонансов волноводных мод: дисперсии, добротности, эффективности возбуждения.

- 9. В магнитной метаповерхности, представляющей собой субволновую волноводную решетку с двумерной периодичностью, наблюдается новый интенсивностный магнитооптический эффект, полностью отсутствующий в гладкой феррит-гранатовой пленке. Он состоит в нечетной по намагниченности магнитооптической модуляции коэффициента пропускания структуры в экваториальной конфигурации, в отличие от экваториального эффекта Керра проявляющейся не только для р, но и для s поляризации падающего света, и резонансно усиливающейся при возбуждении как ТМ-, так и ТЕ-мод.
- 10. В оптически активных (хиральных) плазмонных структурах собственная поляризация поверхностного плазмон-поляритона приобретает линейные по коэффициенту гирации ТЕ-добавки, величина которых линейно возрастает с ростом поперечной координаты (т.е. при погружении вглубь диэлектрика). Существует критическое значение оптической активности, при превышении которого происходит нарушение локализации поверхностного плазмон-поляритона.
- 11. В магнитных пластинах из материала с тензором диэлектрической проницаемости, асимметричным относительно x → -x преобразования, наблюдается магнитооптическая модуляция коэффициента пропускания при нормальном падении, запрещенная в симметричных структурах. Показано, что данная модуляция связана с наличием в пластине поглощения, и полностью отсутствует в непоглощающем материале. В магнитной пластине с таким типом тензора диэлектрической проницаемости экваториальный эффект Керра (модуляция коэффициента отражения) при нормальном падении равен нулю вне зависимости от поглощения.
- 12. В магнитоэлектрических плазмонных структурах аксионного типа, как изотропных, так и с анизотропией оптических и магнитоэлектрических свойств, эллипс собственной поляризации поверхностного плазмонполяритона приобретает невзаимный наклон относительно направления распространения, причем в изотропном случае этот наклон не зависит от поперечной координаты, а в анизотропном случае может изменять как величину, так и знак в перпендикулярном поверхности направлении.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Belotelov VI, Zvezdin AK. Magneto-optical properties of photonic crystals // JOSA B. 2005. T. 22, № 1. C. 286–292.
- 2. One-dimensional magnetophotonic crystals with magnetooptical double layers / VN Berzhansky, AN Shaposhnikov, AR Prokopov [и др.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2016. T. 123, № 5. C. 744–751.
- 3. Enhanced Faraday and nonlinear magneto-optical Kerr effects in magnetophotonic crystals / AA Fedyanin, OA Aktsipetrov, D Kobayashi [и др.] // Journal of magnetism and magnetic materials. 2004. Т. 282. C. 256–259.
- 4. Ultrafast Faraday rotation of slow light / AI Musorin, MI Sharipova, TV Dolgova [и др.] // Physical Review Applied. 2016. Т. 6, № 2. С. 024012.
- 5. Magneto-optical activity in high index dielectric nanoantennas / Nuno de Sousa, Luis S Froufe-Pérez, Juan José Sáenz [и др.] // Scientific reports. 2016. Т. 6. С. 30803.
- Magneto-optical response enhanced by Mie resonances in nanoantennas / Maria G Barsukova, Alexander S Shorokhov, Alexander I Musorin [и др.] // ACS Photonics. 2017. Т. 4, № 10. С. 2390–2395.
- 7. Maksymov Ivan S. Magneto-plasmonic nanoantennas: basics and applications // Reviews in Physics. 2016. T. 1. C. 36–51.
- Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals / VI Belotelov, IA Akimov, M Pohl [и др.] // Nature Nanotechnology. 2011. T. 6, № 6. C. 370–376.
- Magnetoplasmonic design rules for active magneto-optics / Kristof Lodewijks, Nicolò Maccaferri, Tavakol Pakizeh [и др.] // Nano letters. 2014. Т. 14, № 12. С. 7207–7214.
- Serga AA, Chumak AV, Hillebrands B. YIG magnonics // Journal of Physics D: Applied Physics. 2010. T. 43, № 26. C. 264002.
- Qin Huajun, Hämäläinen Sampo J, Van Dijken Sebastiaan. Exchange-torqueinduced excitation of perpendicular standing spin waves in nanometer-thick YIG films // Scientific reports. 2018. T. 8, № 1. C. 1–9.
- 12. Antiferromagnetic opto-spintronics / Petr Němec, Manfred Fiebig, Tobias Kampfrath [и др.] // Nature Physics. 2018. Т. 14, № 3. С. 229–241.
- Laser-induced ultrafast spin reorientation in the antiferromagnet TmFeO 3 / AV Kimel, A Kirilyuk, A Tsvetkov [и др.] // Nature. 2004. Т. 429, № 6994. C. 850–853.

- 14. Coherent terahertz control of antiferromagnetic spin waves / Tobias Kampfrath, Alexander Sell, Gregor Klatt [и др.] // Nature Photonics. 2011. T. 5, № 1. C. 31–34.
- 15. Nanoscale sub-100 picosecond all-optical magnetization switching in GdFeCo microstructures / Loïc Le Guyader, Matteo Savoini, Souliman El Moussaoui [и др.] // Nature communications. 2015. Т. 6. С. 5839.
- 16. Nanoscale spin reversal by non-local angular momentum transfer following ultrafast laser excitation in ferrimagnetic GdFeCo / CE Graves, AH Reid, T Wang [и др.] // Nature materials. 2013. T. 12, № 4. C. 293–298.
- 17. Ultrafast nonthermal photo-magnetic recording in a transparent medium / A Stupakiewicz, K Szerenos, D Afanasiev [и др.] // Nature. 2017. Т. 542, № 7639. С. 71–74.
- 18. Selection rules for all-optical magnetic recording in iron garnet / A Stupakiewicz, Krzysztof Szerenos, MD Davydova [и др.] // Nature communications. 2019. T. 10, № 1. С. 1–7.
- Freeman Mark R, Diao Zhu. Spintronics: All-optical spin-wave control // Nature Photonics. 2012. T. 6, № 10. C. 643.
- 20. Generation of spin waves by a train of fs-laser pulses: a novel approach for tuning magnon wavelength / IV Savochkin, M Jäckl, VI Belotelov [и др.] // Scientific reports. 2017. Т. 7, № 1. С. 1–10.
- 21. Directional control of spin-wave emission by spatially shaped light / Takuya Satoh, Yuki Terui, Rai Moriya [и др.] // Nature Photonics. 2012. T. 6, № 10. C. 662–666.
- 22. Chumak Andrii V, Serga Alexander A, Hillebrands Burkard. Magnon transistor for all-magnon data processing // Nature communications. 2014. T. 5, № 1. C. 1–8.
- 23. Magnon spintronics / Andrii V Chumak, Vitaliy I Vasyuchka, Alexander A Serga [и др.] // Nature Physics. 2015. Т. 11, № 6. С. 453–461.
- 24. Sensitive magnetometry based on nonlinear magneto-optical rotation / D Budker, DF Kimball, SM Rochester [и др.] // Physical Review A. 2000. T. 62, № 4. C. 043403.
- 25. Magnetoplasmonic crystals for highly sensitive magnetometry / Grigory A Knyazev, Pavel O Kapralov, Nikolay A Gusev [и др.] // ACS Photonics. 2018. Т. 5, № 12. С. 4951–4959.
- 26. Magnetic field sensor based on magnetoplasmonic crystal / Victor K Belyaev, Valeria V Rodionova, Andrey A Grunin [и др.] // Scientific Reports. 2020. T. 10, № 1. С. 1–6.

- 27. Magnetoplasmonics: combining magnetic and plasmonic functionalities / Gaspar Armelles, Alfonso Cebollada, Antonio García-Martín [и др.] // Advanced Optical Materials. 2013. Т. 1, № 1. С. 10–35.
- 28. Homola Jivi, Yee Sinclair S, Gauglitz Günter. Surface plasmon resonance sensors // Sensors and actuators B: Chemical. 1999. T. 54, № 1-2. C. 3–15.
- 29. Role of magnetic circular dichroism in all-optical magnetic recording / AR Khorsand, M Savoini, Andrei Kirilyuk [и др.] // Physical review letters. 2012. T. 108, № 12. C. 127205.
- 30. Ultrafast spin dynamics across compensation points in ferrimagnetic GdFeCo: The role of angular momentum compensation / CD Stanciu, AV Kimel, F Hansteen [и др.] // Physical Review B. 2006. T. 73, № 22. C. 220402.
- 31. Layer-sensitive magneto-optical spectroscopic study of magnetization dynamics in multilayered RE-TM structures / Yu Tsema, Matteo Savoini, Arata Tsukamoto [и др.] // Applied Physics Letters. 2016. Т. 109, № 17. С. 172403.
- 32. Role of electron and phonon temperatures in the helicity-independent alloptical switching of GdFeCo / Jon Gorchon, Richard B Wilson, Yang Yang [и др.] // Physical Review B. 2016. T. 94, № 18. C. 184406.
- 33. Shen Yun, Fu Jiwu, Yu Guoping. Rainbow trapping in one-dimensional chirped photonic crystals composed of alternating dielectric slabs // Physics Letters A. 2011. T. 375, № 43. C. 3801–3803.
- 34. Double rainbow trapping of light in one-dimensional chirped metallicdielectric photonic crystals / Yun Shen, Hailin Liu, Jiwu Fu [и др.] // JOSA B. 2011. T. 28, № 10. C. 2444–2447.
- 35. Mouldi A, Kanzari M. Design of an omnidirectional mirror using one dimensional photonic crystal with graded geometric layers thicknesses // Optik. 2012. T. 123, № 2. C. 125–131.
- 36. Fischer Peter, Fadley Charles S. Probing nanoscale behavior of magnetic materials with soft X-ray spectromicroscopy // Nanotechnology Reviews. 2012. T. 1, № 1. C. 5–15.
- 37. Konopsky Valery N. Plasmon-polariton waves in nanofilms on onedimensional photonic crystal surfaces // New Journal of Physics. 2010. T. 12, № 9. C. 093006.
- 38. Andaloro Richard V, Deck Robert T, Simon Henry J. Optical interference pattern resulting from excitation of surface mode with diverging beam // JOSA B. 2005. T. 22, № 7. C. 1512–1516.
- 39. Karabchevsky A, Kavokin AV. Giant absorption of light by molecular vibrations on a chip // Scientific reports. 2016. T. 6. C. 21201.

- 40. Katiyi Aviad, Karabchevsky Alina. Figure of merit of all-dielectric waveguide structures for absorption overtone spectroscopy // Journal of Lightwave Technology. 2017. T. 35, № 14. C. 2902–2908.
- 41. Optical and magneto-optical behavior of cerium yttrium iron garnet thin films at wavelengths of 200–1770 nm / Mehmet C Onbasli, Lukáš Beran, Martin Zahradník [и др.] // Scientific reports. 2016. Т. 6. С. 23640.
- 42. Magneto-optical properties of cerium-substituted yttrium iron garnet single crystals grown by traveling solvent floating zone method / Sadao Higuchi, Shunji Takekawa, Kenji Kitamura [и др.] // Japanese journal of applied physics. 1999. T. 38, № 7R. C. 4122.
- 43. Newham R. E. Properties of Materials: Anisotropy, Symmetry, Structure. Oxford: University Press, 2005.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- [A1] Plasmonic layer-selective all-optical switching of magnetization with nanometer resolution / DO Ignatyeva, CS Davies, DA Sylgacheva [и др.] // Nature communications. 2019. Т. 10, № 1. С. 1–7.
- [A2] Ignatyeva Daria, Belotelov Vladimir. Tunable optical addressing of layers in GdFeCo bilayer structure // Journal of Physics: Conference Series. 2018. T. 1092, № 1. C. 012183.
- [A3] Magneto-optical plasmonic heterostructure with ultranarrow resonance for sensing applications / Daria O Ignatyeva, Grigory A Knyazev, Pavel O Kapralov [и др.] // Scientific reports. 2016. Т. 6. С. 28077.
- [A4] Поверхностные высокодобротные моды в гетероструктурах "фотонный кристалл–пленка феррита-граната" для сенсорных применений / Дарья Олеговна Игнатьева, Павел Олегович Капралов, Григорий Алексеевич Князев [и др.] // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2016. Т. 104, № 10. С. 689–694.
- [A5] Surface plasmon resonance (SPR) to magneto-optic SPR / Conrad Rizal, Vladimir Belotelov, Daria Ignatyeva [и др.] // Condensed Matter. 2019. Т. 4, № 2.
- [A6] Comparison of the effects of surface plasmon resonance and the transverse magneto-optic Kerr effect in magneto-optic plasmonic nanostructures / Conrad Rizal, Pavel O Kapralov, Daria Ignatyeva [и др.] // Journal of Physics D: Applied Physics. 2019. T. 53, № 2. C. 02LT02.
- [A7] High-Q surface electromagnetic wave resonance excitation in magnetophotonic crystals for supersensitive detection of weak light absorption in the near-infrared / OV Borovkova, DO Ignatyeva, SK Sekatskii [и др.] // Photonics Research. 2020. Т. 8, № 1. С. 57–64.
- [A8] Enhancement of SPR-sensor sensitivity in magnetophotonic plasmonic heterostructures / DO Ignatyeva, AN Kalish, VI Belotelov [и др.] // Progress in Electromagnetics Research Symposium. 2015. C. 2296–2300.
- [A9] Enhancement of SPR-sensor sensitivity in garnet-based plasmonic heterostructures / DO Ignatyeva, SK Sekatskii, NE Khokhlov [и др.] // 2016 Progress in Electromagnetic Research Symposium (PIERS) / IEEE. 2016. C. 831–835.
- [A10] SPR sensor with ultranarrow magnetoplasmonic resonance / DO Ignatyeva, PO Kapralov, GA Knyazev [и др.] // 2016 10th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics (METAMATERIALS) / Ieee. 2016. C. 67–69.

- [A11] Ignatyeva DO, Kalish AN, Belotelov VI. Magnetic-field Induced SPP Nearfield Modulation in Magnotoplasmonic Heterostructures with Ultralongrange Propagating Modes // 2019 PhotonIcs & Electromagnetics Research Symposium-Spring (PIERS-Spring) / IEEE. 2019. C. 1486–1488.
- [A12] Magnetooptical surface plasmon resonance sensor based on dielectric Bragg mirror with metal cover / DO Ignatyeva, PO Kapralov, GA Knyazev [и др.] // 2015 9th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics (METAMATERIALS) / IEEE. 2015. C. 127–129.
- [A13] Resonances of the magneto-optical intensity effect mediated by interaction of different modes in a hybrid magnetoplasmonic heterostructure with gold nanoparticles / Anastasiya E Khramova, Daria O Ignatyeva, Mikhail A Kozhaev [и др.] // Optics Express. 2019. T. 27, № 23. C. 33170– 33179.
- [A14] Magneto-optics of subwavelength all-dielectric gratings / Andrey A Voronov, Dolendra Karki, Daria O Ignatyeva [и др.] // Optics Express. 2020. Т. 28, № 12. С. 17988–17996.
- [A15] All-dielectric nanophotonics enables tunable excitation of the exchange spin waves / Alexander I Chernov, Mikhail A Kozhaev, Daria O Ignatyeva [и др.] // Nano Letters. 2020.
- [A16] TMOKE enhancement in structured all-dielectric iron-garnet films with waveguide modes / AA Voronov, DO Ignatyeva, MA Kozhaev [и др.] // Journal of Physics: Conference Series. 2020. Т. 1461, № 1. С. 012189.
- [A17] Enhancement of Magnetooptical Effects in Nanostructured Iron-Garnet Meta-Surface / AA Voronov, DO Ignatyeva, Dolendra Karki [и др.] // 2019 Thirteenth International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena (Metamaterials) / IEEE. 2019. C. X–447.
- [A18] All-dielectric magnetic metasurface: advanced light control in dual polarizations combined with high-Q resonances / Daria O Ignatyeva, Andrey N Kalish, Galina Yu Levkina [и др.] // Nature Communications. 2020. C. 20–11054.
- of surface plasmon-polaritons A19 Control in magnetoelectric heterostructures / Daria 0 Ignatyeva, Andrev Ν Kalish, Venu Gopal Achanta [и др.] // Journal of Lightwave Technology. 2018. T. 36, № 13. C. 2660–2666.
- [A20] Polarization properties of surface plasmon polaritons at the boundary of topological insulators with the axion effect / DO Ignatyeva, AN Kalish, VI Belotelov [и др.] // Physics of Wave Phenomena. 2017. Т. 25, № 2. C. 119–123.

- [A21] Magnetoplasmonic structures with broken spatial symmetry for light control at normal incidence / OV Borovkova, H Hashim, DO Ignatyeva [и др.] // Physical Review B. 2020. T. 102, № 8. C. 081405.
- [A22] Transverse Magneto-Optical Intensity Effect in Non-symmetric Plasmonic Nanostructures / OV Borovkova, DO Ignatyeva, AA Vorono [и др.] // 2019 Thirteenth International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena (Metamaterials) / IEEE. 2019. C. X–071.
- [A23] Transformation of mode polarization in gyrotropic plasmonic waveguides / A N Kalish, D O Ignatyeva, V I Belotelov [и др.] // Laser Physics. 2014. T. 24, № 9. C. 094006.
- [A24] Surface plasmon polaritons at gyrotropic interfaces / Daria O Ignatyeva, Andrey N Kalish, Galina Yu Levkina [и др.] // Physical Review A. 2012. T. 85, № 4. C. 043804.
- [A25] Sukhorukov AP, Ignatyeva DO, Kalish AN. Terahertz and infrared surface wave beams and pulses on gyrotropic, nonlinear and metamaterial interfaces // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2011. T. 32, № 10. C. 1223.
- [A26] Поверхностные плазмон-поляритонные волны в оптически активных средах / ГЮ Лёвкина, ДО Сапарина (Игнатьева), АН Калиш [и др.] // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2010. Т. 74, № 12. С. 1778–1781.