МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

УДК537.62, 538.955

Белотелов Владимир Игоревич

ПЛАЗМОННЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ И ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ С ПЕРЕСТРАИВАЕМЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

01.04.03 — радиофизика

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

МОСКВА – 2012

Работа выполнена на кафедре фотоники и физики микроволн физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

Официальные оппоненты: **Тиходеев Сергей Григорьевич**,
доктор физико-математических наук, профессор, Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН, заведующий лабораторией

Писарев Роман Васильевич,
доктор физико-математических наук, профессор, Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, заведующий лабораторией

Федянин Андрей Анатольевич,
доктор физико-математических наук, профессор, МГУ имени М.В. Ломоносова, заместитель декана

Ведущая организация: **Институт физики микроструктур РАН**

Защита диссертации состоится «14» февраля 2013 года в 16 часов на заседании диссертационного совета Д 501.001.67 на физическом факультете Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, г. Москва, ГСП-1, Ленинские Горы, МГУ, физический факультет, физическая аудитория имени Р.В. Хохлова.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан « » декабря 2012 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 501.001.67
кандидат физико-математических наук Королев А.Ф.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертационная работа В.И. Белотелова посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию взаимодействия оптического излучения с периодическими наноструктурами, оптические свойства которых могут быть модифицированы посредством внешнего воздействия: магнитного поля, интенсивного лазерного излучения или акустической волны. Одной из основных задач диссертации является разработка новых наноструктурированных материалов, в которых за счет специально подобранной структуры возникают резонансные явления, приводящие к существенному усилению оптических и магнитооптических эффектов, связанных с изменениями интенсивности и поляризации света. В работе представлены результаты исследований, выполненных автором на кафедре фотоники и физики микроволн физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова в период 2004-2012 г.г. по специальности 01.04.03 – радиофизика.

Актуальность работы связана с быстрым развитием современных телекоммуникационных технологий, для которых является критическим переход к передаче и обработке информации посредством электромагнитных волн оптического диапазона. Проведенные исследования в основном связаны с взаимодействием электромагнитного излучения с наноструктурами. В последнее десятилетие большое распространение получил подход, связанный с наноструктурированием оптических материалов. Он представляет собой новую парадигму в современной оптике, в рамках которой возникает возможность создавать материалы с заданными оптическими свойствами. Причем возникающие резонансы обусловлены в основном не электронной, а геометрической структурой материала. При этом большую роль играют электромагнитные моды материала, поскольку их возбуждение приводит к наиболее эффективному взаимодействию падающего излучения с наноструктурированным материалом, а, следовательно, и к наиболее выраженным резонансам различных оптических эффектов, в том числе, магнитооптических. Наряду с этим, в настоящее время существует необходимость модулировать с помощью периодических структур характеристики не только прошедшего или отраженного излучения в дальнем оптическом поле, но и собственных волн в ближнем оптическом поле. Это, в частности, важно для интегральной оптики, в которой информационные потоки передаются импульсами волноводных мод или поверхностных плазмон-поляритонов. Изучение взаимодействие оптического излучения с наноструктурированными материалами вблизи их резонансов имеет большую фундаментальную значимость. На данный момент оптика и магнитооптика периодических

структурированных сред, содержащих металлы и магнитные материалы, развита не достаточно. До сих пор мало исследовано, как магнитооптические эффекты, хорошо изученные для однородных пленок, модифицируются в структурированных материалах. Так же не вполне исследована взаимосвязь резонансных особенностей этих эффектов с возбуждением собственных волн структуры. В работе поднимается такой актуальный вопрос, как возможность управления электромагнитными модами в периодически структурированных материалах посредством внешнего магнитного поля или воздействия лазерным импульсом.

Целью диссертационной работы является изучение резонансных явлений, возникающих при взаимодействии оптического излучения с периодическими наноструктурами, содержащими металлические и магнитные материалы, и разработка новых наноструктурированных материалов для эффективного контроля электромагнитных волн в ближнем и дальнем оптических полях.

Научная новизна работы состоит в следующем:

- предложен и разработан новый наноструктурированный материал - магнитный плазмонный кристалл, позволяющий эффективно управлять поляризацией и интенсивностью света и поверхностными плазмон-поляритонами посредством внешнего магнитного поля;
- впервые исследовано резонансное усиление магнитооптических эффектов в магнитных плазмонных кристаллах и создана теория этого усиления;
- впервые созданы образцы магнитных плазмонных кристаллов и экспериментально обнаружено резонансное усиление в них экваториального эффекта Керра в 10^3 раз и эффекта Фарадея в 10 раз по сравнению с магнитными пленками без плазмонного слоя;
- предсказан и экспериментально продемонстрирован магнитооптический интенсивностный эффект, возникающий в плазмонных кристаллах за счет возбуждения волноводных мод в волноведущем слое, намагниченном меридионально, т.е. в плоскости пленки и вдоль направления распространения моды;
- создана теория резонансного увеличения эффекта Фарадея и других магнитооптических эффектов в магнитных фотонных кристаллах и получены аналитические выражения для удельного угла Фарадея, которые хорошо согласуются с данными экспериментов;
- теоретически предсказан обратный экваториальный эффект Керра;

- впервые экспериментально продемонстрировано управление коэффициентами пропускания и отражения, а также поверхностными плазмон-поляритонами в плазмонном кристалле при воздействии фемтосекундным лазерным импульсом (плотность энергии импульса ~ 500 мкДж/см^2);
- впервые экспериментально получена модуляция плазмонного резонанса в плазмонном кристалле посредством импульса приповерхностной акустической волны на частотах вплоть до 110 ГГц;
- предложен и разработан новый металло-диэлектрический материал - градиентный плазмонный кристалл с медленно меняющимися в пространстве геометрическими параметрами (ширина щелей или отверстий в диэлектрической части кристалла) для управления фемтосекундными импульсами поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль структуры.

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

Практическая значимость работы определяется следующими результатами. Предложенный и разработанный магнитный плазмонный кристалл позволяет эффективно управлять поляризацией и интенсивностью света и плазмонными колебаниями посредством магнитного поля. Данный материал открывает новый способ магнитооптической записи и считывания информации и перспективен для информационных технологий.

Важно отметить, что полученные плазмонные кристаллы позволяют существенно увеличить эффективность управления светом и плазмонами не только магнитным полем, но и другими внешними воздействиями: фемтосекундным лазерным импульсом или субтерагерцовыми фононами. Кроме того, предложенный в работе градиентный плазмонный кристалл позволяет ускорять или замедлять плазмонные импульсы. Это очень важно для нового поколения устройств сверхбыстрой оптической обработки информации, в которых информация передается плазмонными импульсами. Кроме того, плазмонные кристаллы значительно расширяют элементную базу устройств интегральной оптики, поскольку они легко вписываются в планарную технологию и могут быть использованы в качестве сенсора магнитного поля, оптического циркулятора и оптического модулятора.

Другим практически важным объектом исследований данной работы являются магнитные фотонные кристаллы. Благодаря явлению резонансного увеличения эффекта Фарадея, предложено использовать магнитные фотонные кристаллы для создания миниатюрных (размер порядка нескольких микронов) модуляторов интенсивности света и оптического затвора. Показано, что сверхбыстрый отклик намагниченности материала на изменение внешнего магнитного поля позволяет изменять интенсивность света с частотой вплоть до 50 ГГц, что соответствует требованиям современных телекоммуникационных систем. Модуляторы интенсивности света необходимы для обработки информации в интегральных оптических схемах нового поколения. Они также могут быть использованы в дисплеях и транспарантах. В работе разработана концепция применения магнитных фотонных кристаллов для создания сенсоров магнитного поля. Сенсоры магнитного поля, помимо научных применений, могут быть использованы, например, для контроля утечек нефти из нефтепровода.

На защиту выносятся следующие **основные положения**:

- Теория усиления магнитооптических эффектов в магнитных плазмонных кристаллах.

  Экспериментальное обнаружение усиления в плазмонных кристаллах экваториального эффекта Керра в 10^3 раз и эффекта Фарадея в 10 раз по сравнению с магнитными пленками без плазмонного слоя.
- Предсказание и экспериментальная демонстрация магнитооптического интенсивностного эффекта в магнитных плазмонных кристаллах, намагниченных перпендикулярно щелям золотой решетки.
- Теория резонансного увеличение эффекта Фарадея в магнитных фотонных кристаллах.
- Теоретическое предсказание обратного экваториального эффекта Керра.
- Метод управления дисперсией поверхностных плазмон-поляритонов и интенсивностью объемной световой волны при воздействии на плазмонный кристалл фемтосекундными лазерными импульсами.
- Первонаблюдение субтерагерцовой модуляции плазмонного резонанса импульсами акустических волн в плазмонном кристалле.
- Разработка градиентного плазмонного кристалла для управления прохождением и дисперсией импульсов поверхностных плазмон-поляритонов.

Апробация работы. Основные результаты исследований, представленных в диссертации, докладывались и обсуждались на следующих профильных научных конференциях: XIV International Conference on Phonon Scattering in Condensed Matter (Ann Arbor, MI USA, 2012), International conference “Summer School on Plasmonics” (Porquerolles, France, 2009, 2011), Международная конференция молодых ученых и специалистов "Оптика-2011" (Санкт-Петербург, 2005, 2007, 2009, 2011), Международная молодёжная научная школа "Когерентная оптика и оптическая спектроскопия" (Казань, 2006-2011), 11th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling (Kharkov, Ukraine, 2011), Moscow International Symposium on Magnetism (Москва, 2005, 2008, 2011), Magnetics and Optics Research International Symposium (Неймеген, Голландия, 2011), Всероссийская школа-семинар "Физика и применение микроволн" (Звенигород, Московская обл., 2006, 2009, 2010, 2011, 2012), International Conference “Fundamental Problems of Optics (St. Petersburg, Russia, 2006, 2008, 2010, 2012), International Conference on Lasers, Applications, and Technologies ICONO/LAT (St-Petersburg, 2005, Minsk, Belarus, 2007, Kazan, 2010,), Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism": Nanospintronics EASTMAG (Krasnoyark, 2004, Kazan’ 2007, Ekaterinburg, 2010,) XIII International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems" (Saint-Petersburg, Russia, 2010), International conference on Nanophotonics (Tsukuba, Japan, 2010), International conference SPIE Photonics Europe (Warsaw, Poland, 2005, Prague, Czech Republic, 2007, Strasbourg, France, 2008, Brussels, Belgium, 2010,), 2nd International conference on Metamaterials, Photonic crystals and Plasmonics Meta’10 (Cairo, Egypt. 2010), International conference “Progress In Electromagnetics Research Symposium PIERS” (Prague, Czech Republic, 2007, Moscow, 2009, Beijing, China, 2009), International conference on magnetism ICM (Kyoto, Japan, 2006, Karlsruhe, Germany, 2009), Международная конференция “Новое в магнетизме и магнитных материалах” (Москва, 2006, 2009), The 8th International Meeting on the Electrical, Transport and Optical Properties of Inhomogeneous Media (Rethymnon, Greece, 2009), V- bilateral Russian-French workshop on Nanosciences and Nanotechnologies (Moscow, 2008), 1st Mediterranean Conference on Nano-Photonics MediNano-1 (Istanbul, Turkey, 2008), Научная конференция "Ломоносовские чтения" (Москва, 2008), International conference IFIP VLSI-SOC2005 (Perth, Australia, 2005).

Материалы диссертации также представлялись на семинарах кафедры фотоники и физики микроволн физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, Института общей физики РАН им. А.М. Прохорова, Физико-технического института им. Иоффе, Университета г. Дортмунд (Германия), Университета им. Э. Коуэн г. Перт (Австралия), Института фундаментальных исследований им. Тата (г. Мумбай, Индия), Университета г. Неаполь им. Фридриха II (Италия).

Публикации. Основные результаты отражены в печатных работах, полностью соответствующих теме диссертации: опубликовано 37 статей в рецензируемых научных журналах, включенных в перечень ведущих периодических изданий ВАК, в числе которых “Журнал теоретической и экспериментальной физики”, “Физика твердого тела”, “Физика металлов и металловедение”, “Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия”,” Nature Nanotechnology”, “Physical Review Letters”, “Physical Review B”, “Optics Express”, “Optics Letters”, “Journal of the Optical Society of America B”, “Journal of Physics: Condensed Matter”, “Journal of Magnetism and Magnetic Materials” и др. Кроме того, по материалам работы опубликовано более 30 статей в сборниках и трудах конференций и более 60 тезисов докладов.

Личный вклад автора в диссертацию состоит в том, что все изложенные в диссертации оригинальные результаты получены автором, либо при его непосредственном участии. Автором осуществлялся выбор направлений и объектов исследований, разработка теоретических и численных подходов, проектирование и оптимизация параметров наноструктурированных образцов перед их созданием, постановка экспериментов, их проведение и обсуждение результатов.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и списка цитируемой литературы. Работа содержит 299 страниц, включает 105 рисунков, 4 таблицы и 237 библиографических ссылок.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Диссертация состоит из следующих разделов:

Введение

Глава 1. Общие вопросы оптики и магнитооптики периодических наноструктурированных материалов и методы расчета

Глава 2. Магнитооптические интенсивностные эффекты в плазмонных кристаллах
Глава 3. Эффект Фарадея в плазмонных кристаллах
Глава 4. Магнитооптические эффекты в фотонных кристаллах
Глава 5. Обратные магнитооптические эффекты в периодических наноструктурах
Глава 6. Оптическое и акустическое управление плазмонными резонансами
Глава 7. Динамика поверхностных плазмон-поляритонов в металло-диэлектрических структурах
Заключение
Литература

Во Введении обсуждается актуальность темы исследований, приводятся цели, научная новизна, практическая ценность работы и защищаемые положения, даётся краткая аннотация содержания глав.

Первая глава диссертации содержит обзор литературы, касающийся экспериментальных и теоретических исследований в области магнитооптики, фотонных кристаллов и поверхностных плазмон-поляритонов. Описаны основные теоретические методы моделирования оптических свойств периодически структурированных материалов.

Вторая глава посвящена магнитооптическим интенсивностным эффектам в плазмонных гетероструктурах, состоящих из перфорированного металлического слоя и однородной ферромагнитной диэлектрической пленки, нанесенной на немагнитную подложку (рис. 1).

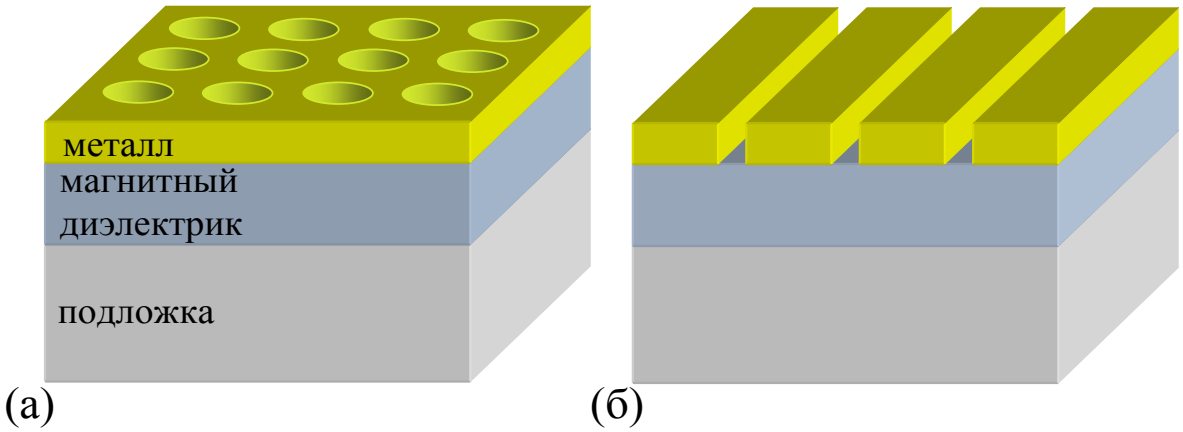

Рис. 1: Металло-диэлектрические гетероструктуры [благородный металл]/[ферромагнитный диэлектрик] с (а) двумерной и (б) одномерной металлическими решетками.

В качестве магнитного материала в плазмонной гетероструктуре использован слабо поглощающий ферромагнитный диэлектрик висмут замещенный редкоземельный феррит-гранат $Bi_xR_{3-x}Fe_5O_{12}$ (коэффициент поглощения $\alpha \sim 100$ см$^{-1}$ при $\lambda = 800$ нм), а в качестве металла использовано золото, что позволяет уменьшить оптические потери по сравнению с плазмонными структурами на основе ферромагнитных металлов. Периодическая система отверстий или щелей в рассматриваемой гетероструктуре позволяет управлять энергетическим спектром поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) и других электромагнитных мод, возбуждаемых в данной структуре. При этом период структуры должен быть сравним с длиной волны этих мод. Поэтому по аналогии с фотонным кристаллом, данную систему можно назвать *плазмонным кристаллом*.

В плазмонном кристалле возможно возбуждение волноводных мод в диэлектрическом слое, плазмонных мод, распространяющихся вдоль границ раздела [металл] / [диэлектрик] или [металл] / [воздух], и локализованных плазмонных мод в щелях, отверстиях и вблизи металлических полос. Так как плазмонный кристалл является открытым резонатором, то все возбуждаемые в нем моды являются вытекающими и дают вклад в дальнее оптическое поле.

Если диэлектрический слой структуры намагничен в плоскости вдоль оси OY, то в линейном по вектору гирации g приближении тензор его диэлектрической проницаемости имеет вид:

$$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_d = \varepsilon_d \hat{\mathbf{I}} + g\hat{\mathbf{M}}, \qquad (1)$$

где $\hat{\mathbf{I}}$ - единичная матрица, $\mathbf{M}_{13} = i$, $\mathbf{M}_{31} = -i$ и $\mathbf{M}_{ij} = 0$ при остальных значениях коэффициентов пары (i,j), $i = 1, 2, 3$, ε_d - диэлектрическая проницаемость размагниченной магнитной пленки, g – модуль вектора гирации. На оптических частотах магнитную проницаемость можно считать равной единице. Вблизи поверхности намагниченной пленки становится отличным от нуля векторное произведение $\boldsymbol{\tau} = [\mathbf{m} \times \mathbf{N}]$ намагниченности $\mathbf{m}$ и вектора нормали $\mathbf{N}$. Магнитное поле нарушает симметрию относительно обращения времени, в то время как наличие границы раздела и связанного с ней вектора $\mathbf{N}$ нарушает пространственную инверсию. Это приводит к явлению оптической невзаимности по отношению к вектору $\boldsymbol{\tau}$. Волновое число ППП к зависит от направления распространения ППП, заданного единичным вектором $\mathbf{n}$:

$$\kappa = \kappa_0 \left(1 + \nu\left(\boldsymbol{\tau}\mathbf{n}\right)\right), \qquad (2)$$

где $\kappa_0 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}}$, $\nu = \frac{g}{\sqrt{-\varepsilon_m \varepsilon_d}\left(1 - \varepsilon_d^2/\varepsilon_m^2\right)}$, ε_m - диэлектрическая проницаемость металла, c – скорость света в вакууме, ω – циклическая частота волны.

Явление оптической невзаимности приводит к смещению собственных частот ППП при перемагничивании материала и к смещению связанных с их возбуждением резонансов Фано в спектрах оптического пропускания и отражения. В результате вблизи частот возбуждения ППП значительно усиливается магнитооптический экваториальный эффект Керра (ЭЭК), определенный величиной δ:

$$\delta = \left(I(\mathbf{M}) - I(-\mathbf{M})\right)/I(0), \qquad (3)$$

где $I(\mathbf{M})$ и $I(-\mathbf{M})$ – интенсивности отраженного или прошедшего света при противоположных направлениях намагниченности. Это подтверждено моделированием и экспериментом (Рис. 2).

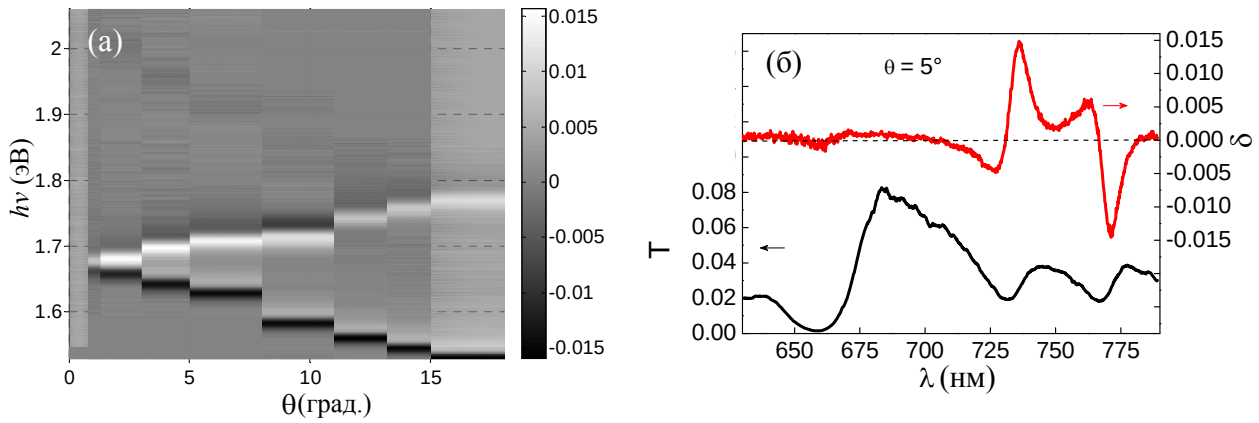

Рис. 2: (а) Контурный график зависимости экспериментально измеренной величины ЭЭК δ от энергии фотона падающего света и угла падения. (б) Спектр коэффициента оптического пропускания и ЭЭК, измеренные при угле падения θ = 5º. Внешнее магнитное поле равно 200 мТл. Плоскость падения перпендикулярна щелям плазмонного кристалла. Падающий свет имеет *p*-поляризацию.

Оптимальные геометрические параметры плазмонного кристалла для наблюдения ЭЭК были рассчитаны с помощью метода связанных мод в пространстве Фурье (RCWA). Экспериментально показано, что ЭЭК резонансно усиливается в 10^3 раз по сравнению с магнитными пленками без плазмонного слоя. При этом величина ЭЭК достигает в резонансе 1,6% (в диапазоне длин волн от 700 до 800 нм). Спектральная ширина резонанса составляет около 5 нм.

В случае, когда магнитная пленка намагничена меридионально вдоль оси *Ox*, т.е. в своей плоскости и в плоскости падения света, она описывается тензором диэлектрической проницаемости

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon + b & -ig \\ 0 & ig & \varepsilon + b \end{pmatrix}, \tag{4}$$

в котором есть линейный $g = a_1 M$ и квадратичный $b = a_2 M^2$ вклады по намагниченности. В этом случае возможно возникновение как нечетного интенсивностного эффекта, определенного уравнением (3), так и четного эффекта

$$\delta = \left(I(\mathbf{M}) - I(0) \right) / I(0). \tag{5}$$

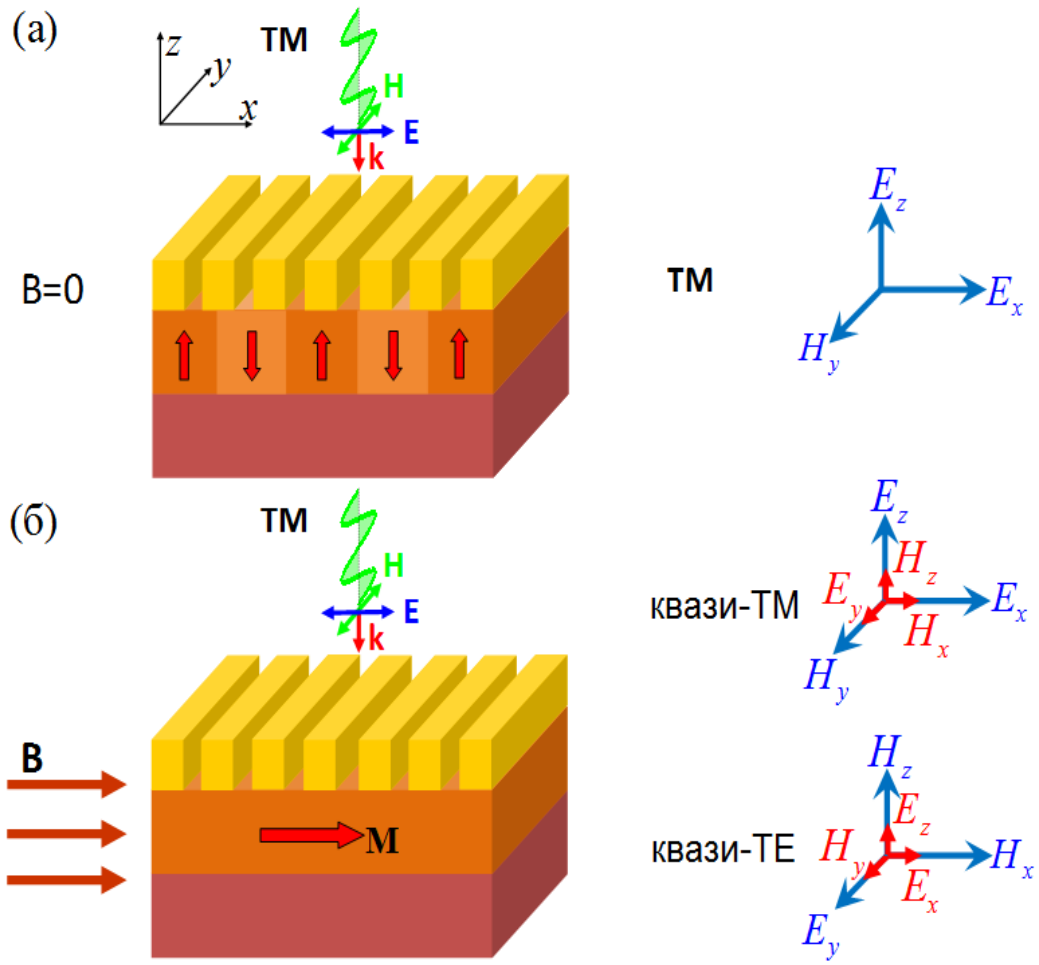

Рис. 3: Волноводные моды, которые могут быть возбуждены в плазмонном кристалле в ненамагниченном (а) и намагниченном (б) состояниях при нормальном падении TM-поляризованной волны. В правой части рисунка длинные стрелки показывают основные компоненты поля мод, а короткие стрелки показывают компоненты мод, которые индуцированы внешним магнитным полем.

Намагниченность в меридиональной конфигурации вносит в закон дисперсии ППП и волноводных мод плазмонного кристалла только квадратичный вклад, поэтому смещение резонансов проявляется существенно слабее. Однако в такой конфигурации, в отличие от экваториальной, намагниченность модифицирует распределение электромагнитного поля собственных волн. В частности, волноводная

ТЕ-мода, обладающая компонентами поля E_y, H_x, H_z, приобретает три дополнительные ТМ-компоненты поля E_x, E_z, H_y, которые линейны по намагниченности (рис. 3).

Например,

$$H_y^{TE}(x,z) = gG(\kappa,z)E_y^{TE}(x,z). \qquad (6)$$

Явный вид выражений для коэффициентов $G(\kappa,z)$ имеет громоздкий вид и поэтому не приведён здесь. Однако важно отметить, что эти коэффициенты являются нечетными функциями κ.

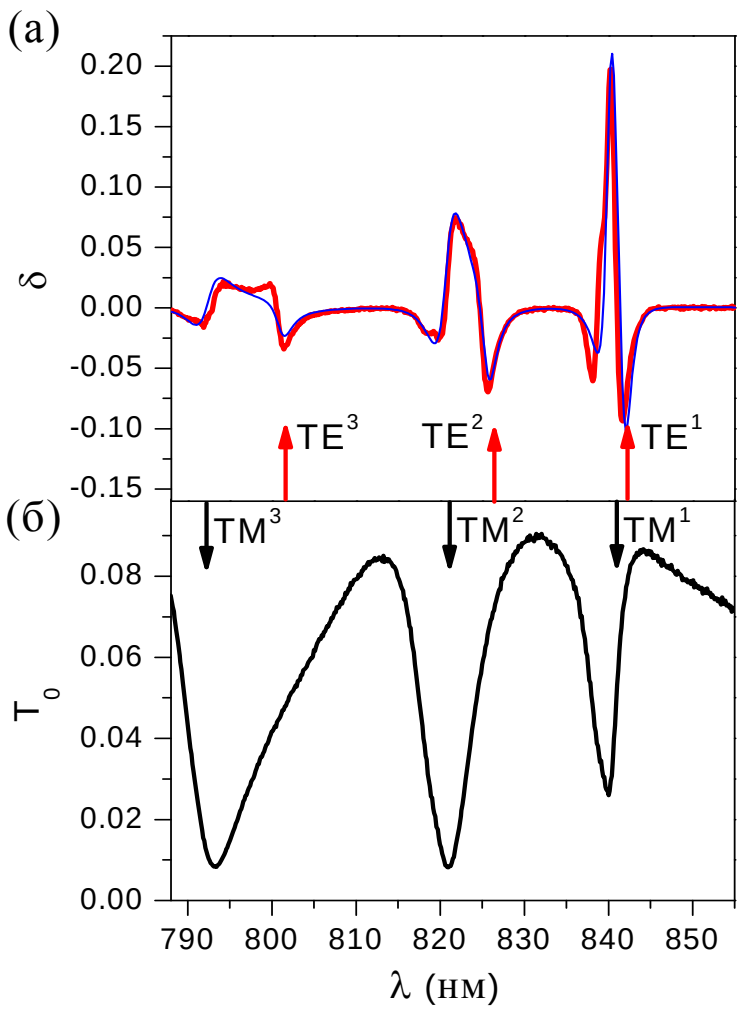

Рис. 4: Экспериментально измеренные спектры четного меридионального интенсивностного эффекта (а) и пропускания (б). Падающая волна ТМ-поляризована, нормальное падение, внешнее магнитное поле 160 мТл. Стрелки показывают спектральное положение волноводных ТЕ- и ТМ-мод. Серая тонкая кривая – результат расчета величины δ методом RCWA.

Таким образом, ТЕ-мода преобразуется в квази-ТЕ-моду. Аналогичная ситуация возникает с ППП и с волноводной ТМ-модой. Это существенно меняет условия возбуждения собственных волн падающей линейно поляризованной волной. Из-за наличия у квази-ТЕ-моды ТМ-компонент поля она может быть возбуждена падающей ТМ-поляризованной волной, что для ненамагниченной структуры невозможно. При намагничивании плазмонного кристалла в нем могут возбуждаться дополнительные резонансы, меняющие спектры пропускания и отражения. В результате вблизи частот этих резонансов возникает меридиональный интенсивностный эффект, достигающий в резонансе 20% (рис. 4).

В **третьей главе** представлены результаты теоретического и экспериментального исследования эффекта Фарадея в плазмонных кристаллах, у которых диэлектрическая пленка намагничена перпендикулярно плоскости. По аналогии с интенсивностными магнитооптическими эффектами следует ожидать, что в спектре эффекта Фарадея будут также наблюдаться резонансные особенности, связанные с возбуждением собственных волн структуры. Как и для меридионального интенсивностного эффекта, в данном случае играют роль ТМ- и ТЕ-волноводные моды диэлектрической пленки. Это связано с тем, что эффект Фарадея является поляризационным, и его можно рассматривать как результат конверсии ТЕ- и ТМ-компонент электромагнитного поля. Наряду с этим возможно и влияние ППП.

Вдали от резонансов эффект Фарадея в плазмонном кристалле мало отличается от случая уединенной магнитной пленки и определяется ее толщиной. Вблизи частот возбуждения собственных волн структуры ситуация меняется. Рассмотрим случай падения ТМ-поляризованного света. Если частота падающего излучения совпадает с частотой ППП, то эффективная длина взаимодействия света с магнитной пленкой возрастает за счет возбуждения плазмон-поляритонной волны. Электромагнитное поле ППП рассеивается на щелях решетки и одновременно происходит конверсия в волну ТЕ-типа, для которой условие волноводного распространения на этой частоте не выполнено, и она выходит из структуры, давая вклад в прошедшую волну. Усиление эффекта Фарадея обусловлено тем, что эффективный путь падающей ТМ-волны в этом случае больше, чем в нерезонансном случае. Аналогичная ситуация возникает и при возбуждении волноводной квази-ТМ моды.

Если же частота падающей ТМ-поляризованной волны совпадает с частотой квази-ТЕ волноводной моды, то ситуация меняется. При этом падающая ТМ-волна выходит из структуры, поскольку для нее условие волноводного распространения на этой частоте не выполнено, но при этом происходит конверсия в квази-ТЕ моду. Эффективная длина распространения квази-ТЕ волны существенно больше, чем длина распространения излучения по пленке вне резонанса и эффект Фарадея в этом случае вновь возрастает.

Особая ситуация возникает в случае вырождения, когда частоты ТМ- и ТЕ-мод близки друг к другу или совпадают. При этом можно провести аналогию с моделью связанных осцилляторов Борна-Куна, описывающей два ортогональных гармонических осциллятора. Если один из осцилляторов возбудить в заданном направлении, то за счет упругой связи возбудятся колебания второго осциллятора

в направлении, ортогональном к первому. В случае плазмонного кристалла, намагниченного в полярной конфигурации, двум ортогональным осцилляторам аналогичны ТМ- и ТЕ- волноводные моды немагнитной структуры, связанные между собой недиагональными элементами тензора диэлектрической проницаемости, которые аналогичны упругой пружине в модели Борна-Куна. ТМ-поляризованный свет возбуждает ТМ-моду, которая благодаря гиротропным компонентам тензора эпсилон оказывается связанной с ТЕ-модой. В результате возбуждается ТЕ-мода и возникает компонента электрического поля, ортогональная плоскости поляризации падающей волны. Эта компонента поля переизлучается в дальнее оптическое поле и в результате происходит поворот плоскости поляризации.

Экспериментальное исследование эффекта Фарадея проведено в одномерных плазмонных кристаллах, у которых ширина щелей составляет 75% от периода. Поскольку ширина щелей превышает ширину золотых полосок, то эффективность возбуждения распространяющихся плазмонных волн существенно меньше, чем в рассмотренных выше структурах и основную роль играют локализованные плазмонные резонансы.

Коэффициент усиления угла Фарадея $|\Phi / \Phi_0|$, где Φ_0 - угол Фарадея для однородной магнитной пленки, не покрытой металлической решеткой, достигает наибольшей величины 8,8 на длине волны λ=960 нм для плазмонного кристалла с периодом 495 нм. При этом $\Phi = 0,52^\circ$ и $\Phi_0 = -0,06^\circ$ (рис. 5а).

Ширина резонанса превышает 10 нм. Коэффициент усиления уменьшается при уменьшении периода плазмонного кристалла. В отличие от плазмонного кристалла с большим фактором заполнения золотом, в данном случае максимум угла Фарадея наблюдается вблизи минимума коэффициента пропускания (рис. 5б). Несмотря на это, коэффициент пропускания достаточно большой и составляет 36%. Это связано с тем, что ширина щелей в золотой решётке примерно в 2 раза превосходит ширину золотых полосок.

Рассчитанные зависимости угла Фарадея в зависимости от периода структуры и от длины волны показаны на рис. 6 для случаев, когда на структуру падает ТМ- или ТЕ-поляризованное излучение. Так же на эти графики наложены дисперсионные кривые для локализованной плазмонной моды, и для квази-ТЕ моды диэлектрической пленки, рассчитанные методом матрицы рассеяния. Они демонстриру-

ют, что наибольшее усиление эффекта Фарадея действительно наблюдается при сближении плазмонного ТМ- и волноводного ТЕ-резонансов.

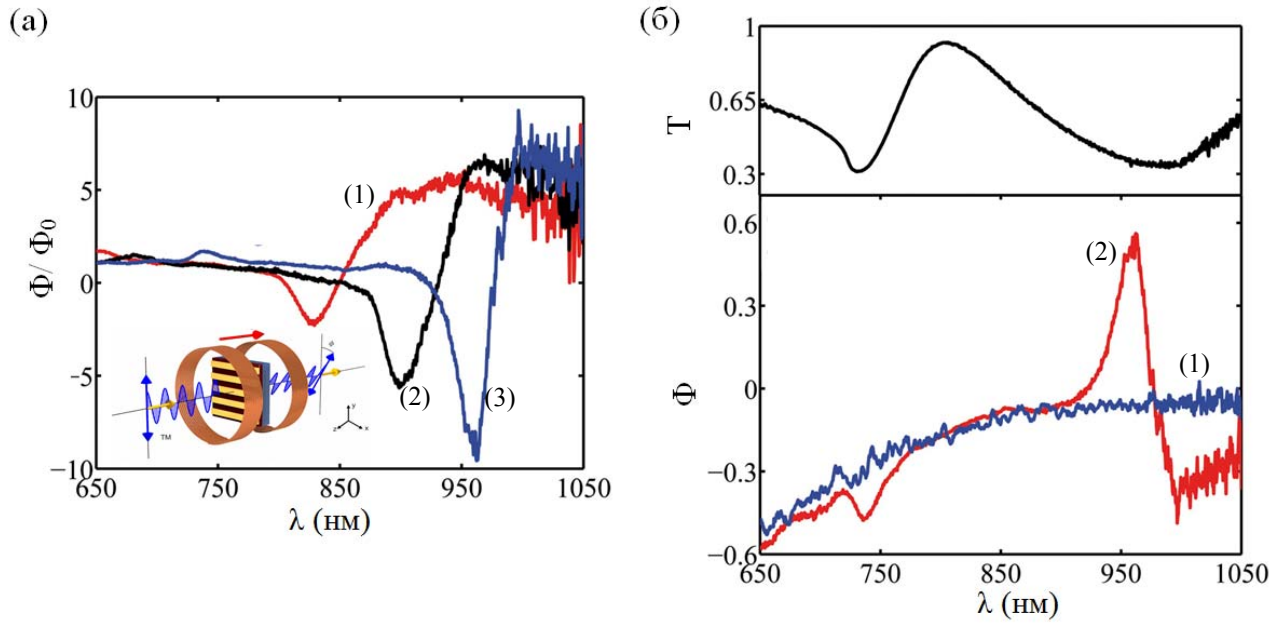

Рис. 5: (а) Спектры угла Фарадея, нормированного на величину угла Фарадея Φ_0 для однородной магнитной пленки, не покрытой металлической решеткой, для трех плазмонных кристаллов с периодами d = 400 нм (кривая-1), 450 нм (кривая-2) и 495 нм (кривая-3). На вставке показана конфигурация эксперимента. (б) Спектры угла Фарадея для однородной магнитной пленки (кривая-1) и угла Фарадея (кривая-2) и коэффициента пропускания для плазмонного кристалла с d = 495 нм. Свет ТМ-поляризован и падает по нормали к образцу. Высота золотой решетки 65 нм, ширина щелей $r = 0.75d$, толщина магнитной пленки 150 нм. Пленка получена методом лазерного осаждения и имеет состав, близкий к $Bi_3Fe_5O_{12}$. Внешнее магнитное поле 120 мТл.

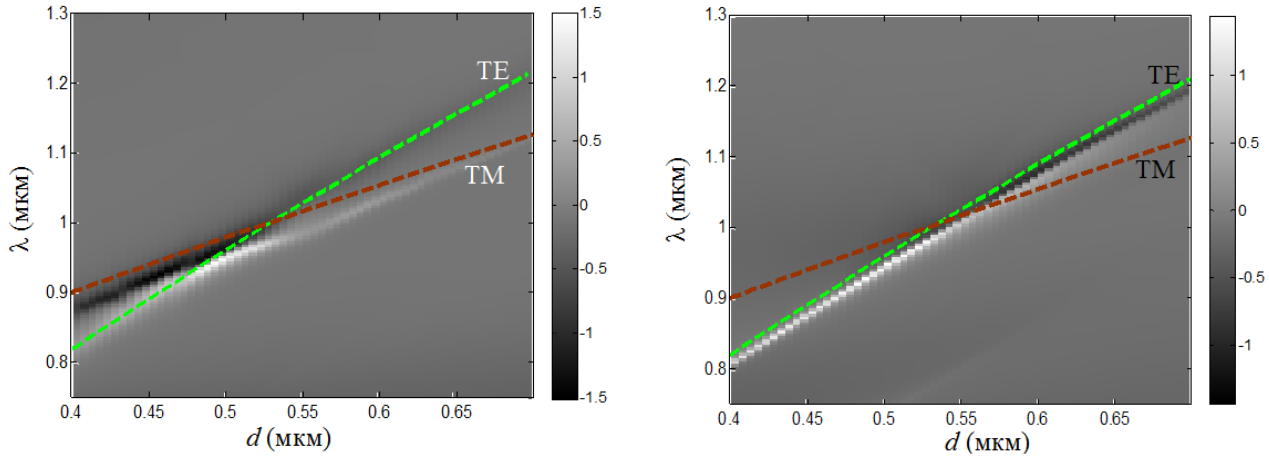

Рис. 6: Рассчитанные методом RCWA зависимости угла Фарадея от длины волны и периода золотой решетки в случае нормального падения ТМ-поляризованного (а) и ТЕ-поляризованного (б) света. Штриховые линии показывают дисперсию локализованного плазмона (ТМ) и квази-ТЕ моды (ТЕ), рассчитанные методом матрицы рассеяния. Геометрические параметры соответствуют образцам, исследованным в эксперименте.

Четвертая глава посвящена изучению особенностей магнитооптических эффектов, возникающих в магнитных фотонных кристаллах (МФК) - материалах с периодически модулированными оптическими свойствами.

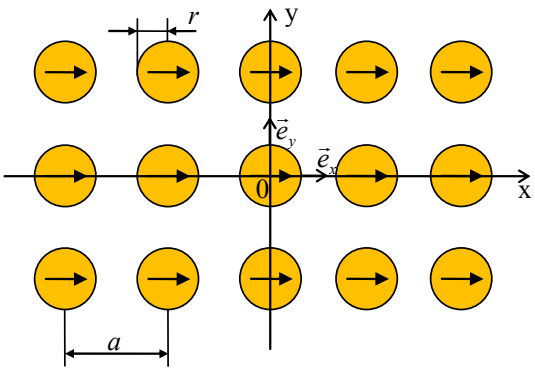

Рис. 7. Схема поперечного сечения рассматриваемого двумерного МФК.

При этом рассмотрена диэлектрическая оптически неоднородная среда, характеризуемая диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{ij}(\mathbf{r}) = \delta_{ij}\varepsilon(\mathbf{r})$. Функция $\varepsilon(\mathbf{r})$ является периодической функцией координат:

$$\varepsilon(\mathbf{r}+\mathbf{a}) = \varepsilon(\mathbf{r}), \qquad (7)$$

где $\mathbf{a} = \{a_1\mathbf{e}_1 + a_2\mathbf{e}_2\}$ - элементарный вектор решетки двумерного МФК (рис. 7).

Влияние магнитного поля учитывалось при помощи вектора поляризации

$$\mathbf{P}_m(\mathbf{r}) = i\varepsilon_0 g(\mathbf{r})[\mathbf{m}\times\mathbf{E}], \qquad (8)$$

где $\varepsilon_0 = 8{,}85\cdot 10^{-12}$ Ф/м, $\mathbf{m}$ - единичный вектор магнитного поля (или намагниченности). Из уравнений Максвелла, полагая $\mu = 1$ и гармоническую зависимость электромагнитного поля от времени, можно прийти к следующей задаче на собственные значения:

$$\left(\hat{\mathbf{H}}_0 + \hat{\mathbf{V}} - \frac{\omega^2}{c^2}\hat{\mathbf{I}}\right)\mathbf{\Psi}(\mathbf{r}) = 0, \qquad (9)$$

где $\mathbf{\Psi}(\mathbf{r}) = \sqrt{\varepsilon(\mathbf{r})}\mathbf{E}(\mathbf{r})$, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ - комплексная амплитуда напряженности электрического поля в МФК, $\hat{\mathbf{H}}_0\mathbf{\Psi}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\mathbf{r})}}\nabla\times\left\{\nabla\times\frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\mathbf{r})}}\mathbf{\Psi}(\mathbf{r})\right\}$, $\hat{\mathbf{V}}\mathbf{\Psi}(\mathbf{r}) = -\frac{i\omega^2 g(\mathbf{r})}{c^2\varepsilon(\mathbf{r})}\mathbf{m}\times\mathbf{\Psi}(\mathbf{r})$.

Операторы $\hat{\mathbf{H}}_0$ и $\hat{\mathbf{V}}$ являются эрмитовыми. Собственными функциями оператора $\hat{\mathbf{H}}_0$ являются векторные функции Блоха $\mathbf{\Psi}_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})e^{i\vec{\mathbf{k}}\mathbf{r}}$, где $\mathbf{k}$ - квазиимпульс фотона, n – номер соответствующей волновой зоны, $\mathbf{u}(\mathbf{r}+\mathbf{a}_i) = \mathbf{u}(\mathbf{r})$. Собственные значения $\omega_n(\mathbf{k})$ образуют “полосатый” спектр с чередующимися разрешенными и запрещенными зонами. Обусловливающий существование магнитооптических эффектов оператор $\hat{\mathbf{V}}$ рассмотрен как возмущение. При этом использован аппарат теории групп. Магнитооптические эффекты изучались в районе экстремальных (высокосимметричных) точек зоны Бриллюэна, в которых закономерности распространения света кардинально отличаются от таковых в случае про-

странственно однородных сред. В первом порядке теории возмущений получены следующие результаты.

Установлено, что в продольной геометрии, в которой $\mathbf{k} \parallel \mathbf{m} \parallel \mathbf{e}_x$ (магнитное поле ориентировано в базисной плоскости XY МФК), происходит конверсия мод TE↔TM – эффект, аналогичный эффекту Фарадея. Угол Фарадея на единице длины материала зависит от частоты излучения ω и возрастает при приближении частоты ω к экстремальным частотам фотонных зон ω_{n_0}:

$$\Phi = \frac{\Delta k}{2} = \frac{\kappa_+ - \kappa_-}{2} = \frac{\langle Q \rangle \omega}{2\beta} \left(\frac{1 - (\omega_0/\omega)^2}{\beta} \right)^{-1/2}, \tag{10}$$

где $\langle Q \rangle$ - усредненный по периоду магнитооптический параметр $Q = g/\varepsilon$, β - коэффициент кривизны фотонной зоны. Уравнение (10) можно переписать в терминах групповой скорости v_g:

$$\Phi = \langle Q \rangle \omega / 2 v_g . \tag{11}$$

В соответствии с выражением (11) удельный угол Фарадея обратно пропорционален групповой скорости v_g и принимает наибольшие значения в области частот, где групповая скорость стремится к нулю.

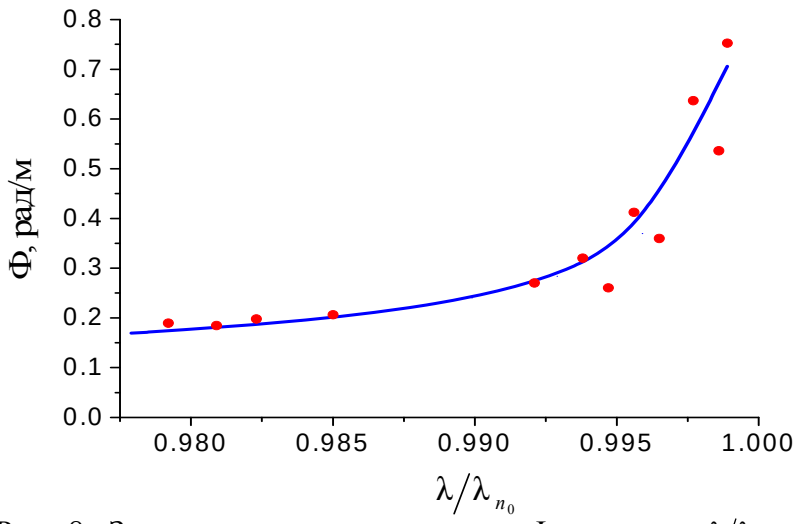

Рис. 8: Зависимость удельного угла Фарадея от λ/λ_{n_0}. Точки – экспериментальные данные для трехмерного МФК, состоящего из кварцевых сфер, промежутки между которыми заполнены насыщенным раствором нитрата диспрозия в глицерине. Диаметр сфер $d = 260$ нм; диэлектрические константы для кварца и магнитной жидкости: $\varepsilon_{silica} = 2.0$, $\varepsilon_{liquid} = 2.2$; индукция внешнего магнитного поля $B_{ext} = 33.5$ мТл, $Q = 1 \cdot 10^{-7}$). Сплошная линия – теоретическая зависимость, рассчитанная по формуле (10). Граница фотонной зоны соответствует $\lambda_{n_0} = 566.5$ нм.

Максимальная величина эффекта Фарадея достигается не непосредственно в критической точке ω_{n_0}, а вблизи нее. Это обстоятельство является важным, т.к. при частоте излучения, совпадающей с критической частотой, коэффициент пропускания резко уменьшается, что сильно осложняет наблюдение и использова-

ние эффекта Фарадея. Поэтому желательно работать на частотах вблизи критической частоты.

В МФК, для которого магнитооптический параметр $Q \sim 10^{-3}$, угол Фарадея достигает величины $20°/\text{мкм}$ в ближнем инфракрасном диапазоне частот, что примерно в 30 раз превышает значение угла Фарадея в случае однородной среды, обладающей тем же значением Q. Это явление перспективно для создания миниатюрных оптических изоляторов в интегральной оптике.

Сравнение теоретической зависимости (10) угла Фарадея от частоты с аналогичной экспериментально полученной зависимостью для трехмерного МФК показывает хорошее согласие теории и эксперимента и демонстрирует возможность применения развитой теории в ряде случаев и для трехмерных МФК (рис. 8).

В геометрии Фохта ($\mathbf{k} \perp \mathbf{m}$; $\mathbf{k} \parallel \mathbf{e}_x$; $\mathbf{m} \parallel \mathbf{e}_z$) возникает эффект магнитного двулучепреломления – относительный сдвиг фаз между ТМ и ТЕ модами. При приближении частоты ω к экстремальной частоте ω_{n_0} сдвиг фаз, также как и угол Фарадея, резко возрастает.

В **пятой главе** теоретически рассмотрены обратные магнитооптические эффекты в плазмонных структурах. Поскольку эффективное магнитное поле, возникающее в результате обратного эффекта Фарадея, пропорционально мнимой части векторного произведения $\mathbf{m} = \mathrm{Im}([\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*])$, где $\mathbf{E}$ - вектор напряженности электрического поля электромагнитной волны, то для возникновения обратного эффекта Фарадея необходимо, чтобы электромагнитное поле в магнитной среде имело эллиптическую поляризацию. Кроме того, для возможности эффективного воздействия на намагниченность среды необходимы большие значения эффективного магнитного поля, т.е. большие значения амплитуды электрического поля электромагнитной волны. Как правило, для выполнения этих двух условий используют импульсы циркулярно поляризованного лазерного излучения большой интенсивности (~ 1кВт/мкм^2). Однако оказывается, что отличное от нуля векторное произведение $\mathbf{m}$ в магнитной среде можно получить и без использования циркулярно поляризованной подсветки.

Компоненты электрического поля ППП, распространяющегося вдоль границы раздела между металлом (при $z < 0$) и диэлектриком ($z > 0$), E_x и E_z имеют сдвиг по фазе на $\pi/2$, что приводит к ненулевому векторному произведению в диэлектрике и в металле:

$$\mathbf{m} = 2A^2 \frac{\beta\gamma_2}{(\omega\varepsilon_0\varepsilon_d)^2}\exp(-2\gamma_2 z)\mathbf{j},\ z>0$$
$$\mathbf{m} = -2A^2 \frac{\beta\gamma_1}{(\omega\varepsilon_0\varepsilon_m)^2}\exp(-2\gamma_1 z)\mathbf{j},\ z<0, \qquad (12)$$

где A – амплитуда ППП, γ_1 и γ_2 определяют глубину затухания электромагнитного поля внутрь двух сред, и β - волновое число ППП, $\mathbf{j}$ - единичный вектор в плоскости границы раздела между металлом и диэлектриком и перпендикулярный направлению распространения ППП. Таким образом, ППП создает постоянное эффективное магнитное поле в магнитной среде. Причем это поле направлено в плоскости образца, в отличие от эффективного магнитного поля, создаваемого при обратном эффекте Фарадея, которое направлено по нормали к образцу. Другим важным отличием является то, что такой уединенный плазмон может быть возбужден линейно-поляризованным светом, имеющим *p*-поляризацию. Такая конфигурация соответствует ЭЭК, поэтому явление возникновения эффективного магнитного поля при распространении ППП может быть названо обратным ЭЭК.

Обратный ЭЭК может возникать и без возбуждения плазмонных волн. Показано, что эффективное магнитное поле возникает при наклонном падении *p*-поляризованной волны на магнитную среду, имеющую мнимую часть показателя преломления. Такое возможно, если материал обладает оптическими потерями и/или является металлом, т.е. имеет отрицательную действительную часть диэлектрической проницаемости. Получено выражение для возникающего при этом эффективного магнитного поля:

$$\mathbf{H}_{eff} = \frac{a'|E_i|^2|t_{12}|^2\kappa\exp(2k_0 n\kappa z)}{8\pi n\left(1+\kappa^2\right)k_0}\left[\mathbf{k}_0\times\mathbf{N}\right], \qquad (13)$$

где a' - действительная часть коэффициента магнитооптической восприимчивости, определяющей связь между вектором гирации среды и намагниченностью материала ($\mathbf{g} = a\mathbf{M}$), E_i - напряженность поля падающей *p*-поляризованной волны, $k_0 = \omega/c$, $t_{12} = 2\cos\theta_i/(\tilde{n}\cos\theta_i + \cos\theta_t)$, θ_i - угол падения, $\sin\theta_t = \tilde{n}^{-1}\sin\theta_i$; $\tilde{n} = n(1+i\kappa)$ - комплексный показатель преломления ферромагнетика.

Рассмотрим обратный ЭЭК в плазмонных структурах. Из уравнения (13) следует, что в рассматриваемой конфигурации эффективное магнитное поле появляется только в материалах, имеющих мнимую часть показателя преломления. Это означает, что электромагнитная волна должна затухать внутри ферромагнитной

среды. Такое возможно, если материал обладает оптическими потерями и/или является металлом, т.е. имеет отрицательную действительную часть диэлектрической проницаемости. Однако, если магнитная пленка достаточно тонка, чтобы свет достигал ее нижней поверхности и отражался обратно, то эффективное магнитное поле возникает даже в среде с чисто вещественным показателем преломления.

В плазмонных кристаллах ЭЭК усиливается. Так, в периодической решетке никеля эффективное магнитное поле достигает 5000 Э вблизи поверхности никеля при освещении решетки 40 фс лазерными импульсами с пиковой интенсивностью 500 Вт/мкм^2 (рис. 9).

Расчеты показывают, что в плазмонных кристаллах также усиливается обратный эффект Фарадея. При этом эффективное магнитное поле возрастает примерно на один порядок величины.

Шестая глава посвящена управлению дисперсией ППП в плазмонных кристаллах с помощью фемтосекундных лазерных импульсов, а также приповерхностных акустических волн. Если энергия падающего лазерного импульса достаточно велика, то оптическое излучение вызывает сверхбыстрые изменения диэлектрической проницаемости металла, которые в свою очередь проявляются в сверхбыстрых изменениях коэффициентов отражения и прохождения.

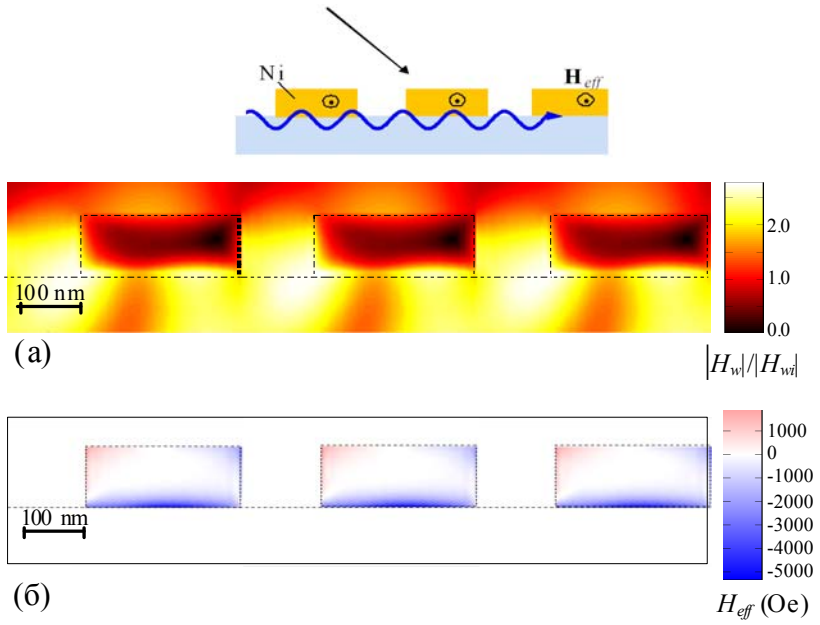

Рис. 9: (а) Распределение модуля магнитного поля $|\mathbf{H}_w|$ электромагнитной волны в плазмонном кристалле перфорированного никеля на подложке из диоксида кремния (схема кристалла изображена на вставке), нормированного на амплитуду магнитного поля падающей волны $|\mathbf{H}_{wi}|$. (б) Распределение эффективного магнитного поля H_{eff}, индуцированного в плазмонном кристалле лазерным импульсом. На рисунке изображены три периода структуры. Пиковая интенсивность лазерного импульса 500 Вт/мкм^2; длительность импульса 40 фс. Период структуры d = 400 нм, ширина щели 120 нм, толщина никелевой пленки 100 нм.

Наблюдение сверхбыстрых изменений оптических свойств плазмонного кристалла проведено методом нелинейной спектроскопии «накачки-зондирования» («pump-probe») с фемтосекундным временным

разрешением. При этом плоскость падения импульса накачки перпендикулярна к щелям плазмонного кристалла, а плоскость падения зондирующего импульса параллельна щелям (рис. 10).

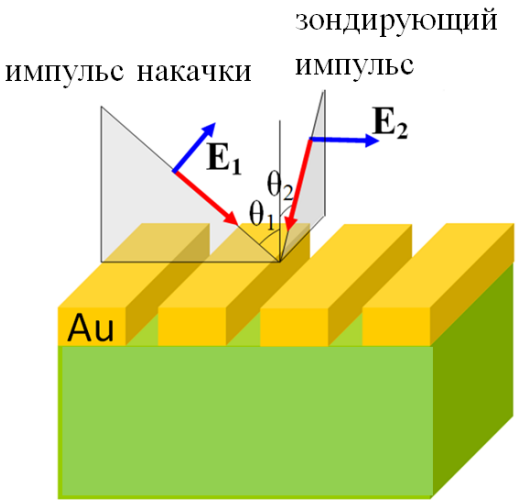

Рис. 10: Плазмонный кристалл и конфигурация падения излучения.

Регистрировалась временная зависимость относительных изменений коэффициентов прохождения и отражения $\Delta T/T$ и $\Delta R/R$, вызванных действием импульса накачки.

Наибольшие значения величины $\Delta T/T$ наблюдаются на частотах, соответствующих возбуждению ППП одновременно и импульсом накачки, и импульсом зондирования. Это обусловлено тем, что при возбуждении ППП импульсом накачки значительно увеличивается плотность энергии электромагнитного излучения в приповерхностном слое золотой решетки, что приводит к увеличению поглощенной золотом энергии, а, следовательно, и к усилению воздействия электромагнитного излучения на оптические свойства золота. С другой стороны, при возбуждении ППП зондирующим импульсом в спектрах T и R наблюдаются резонансы Фано, которые чувствительны к изменениям оптических свойств золота.

Зависимости сверхбыстрых изменений $\Delta T/T$ и $\Delta R/R$ могут быть описаны следующим образом

$$\frac{\Delta I}{I} = D_j e^{-(t/\sigma)^2} + \tfrac{1}{2} A_j \left[1 + erf\left(\frac{t}{\sigma} - \frac{\sigma}{2\tau_j}\right)\right] e^{(\sigma/2\tau_j)^2 - t/\tau_j} + \tfrac{1}{2} B_j \left[1 + erf\left(\frac{t}{\sigma}\right)\right], \qquad (14)$$

где $I = R, T$; $j = R, T$; erf – функция ошибок, τ_j - время релаксации. При этом предполагается, что временная зависимость интенсивность импульса имеет гауссов профиль с длительностью импульса на уровне половины амплитуды $\tau_D = \sqrt{2\ln 2}\sigma$. В уравнении (14) первое слагаемое соответствует быстрому (без времени нарастания) отклику системы, который следует автокорреляционной функции лазерного импульса. Второе и третье слагаемые в (14) описывают вклад, связанный с фотоиндуцированным возбуждением электронов и последующей релаксацией их энергии в золоте. Он характеризуется быстрым ростом и последующим монотонным спадом сигнала со временем спада τ_j до постоянного уровня B_j.

Эволюция $\Delta T/T$ и $\Delta R/R$ на разных частотах представлена на рис. 11. И $\Delta T/T$, и $\Delta R/R$ меняют знак в области энергии от 1.60 – 1.66 эВ. Данные зависимости могут быть объяснены сдвигом и уширением резонансов Фано в спектрах T и R. Важно отметить, что времена релаксации τ_T и τ_R так же зависят от энергии фотонов зондирующего импульса (рис. 11г). Это свидетельствует о наличии нескольких вкладом в $\Delta T/T$ и $\Delta R/R$, которые имеют выраженную спектральную зависимость, обусловленную геометрической структурой кристалла.

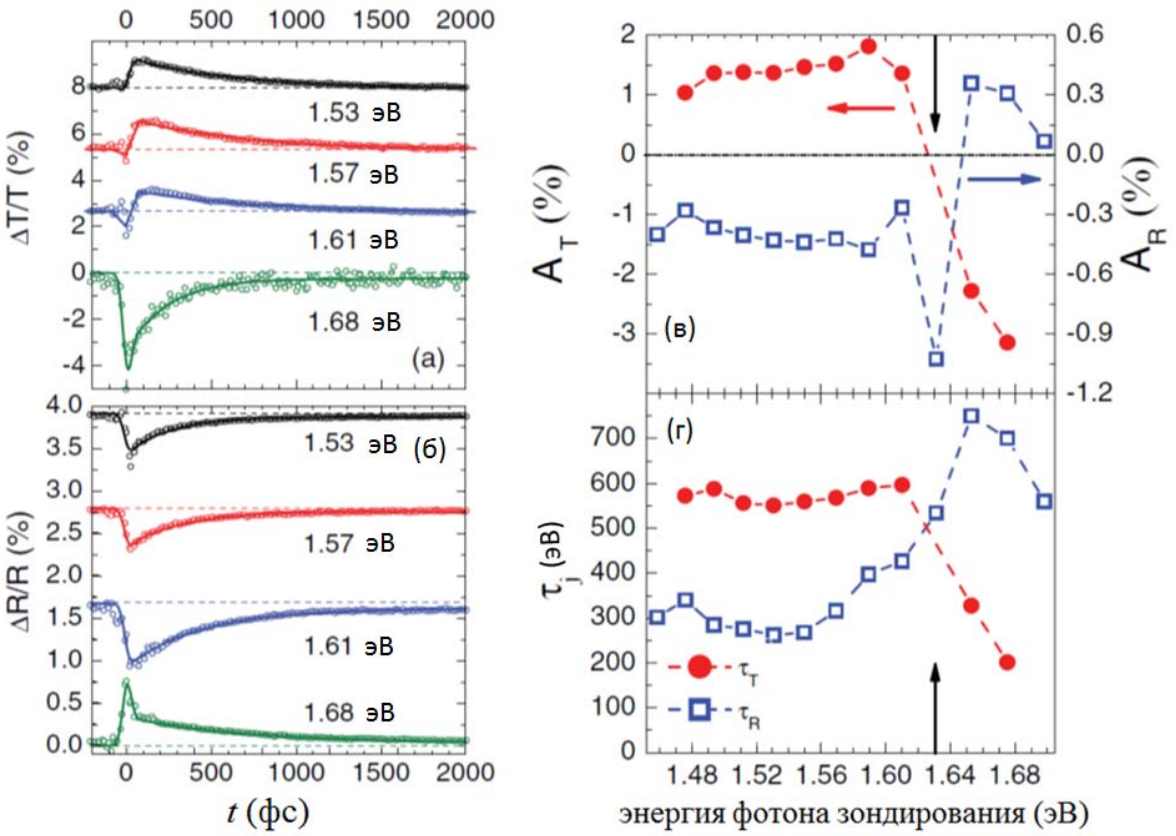

Рис. 11: Временные зависимости $\Delta T/T$ (а) и $\Delta R/R$ (б) при различной энергии фотонов зондирующего импульса. Сплошные линии в (а, б) представляют собой результат аппроксимации данных в соответствии с уравнением (14). Спектральная зависимость амплитуд A_T и A_R (в) и времен релаксации τ_j (г) сверхбыстрых сигналов в прохождении ($j = T$, заполненные кружки) и отражении ($j = R$, незаполненные квадратики), полученные из аппроксимации данных эксперимента уравнением (14). Вертикальные стрелки указывают энергию возбуждения ППП импульсом зондирования.

Полученные результаты объяснены изменениями диэлектрической проницаемости золота, которая может быть представлена в виде:

$$\varepsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} + \chi_1^{ib} + i\chi_2^{ib}, \qquad (15)$$

где ω_p - плазменная частота, γ - частота электронных столкновений, χ_1^{ib} и χ_2^{ib} - действительная и мнимая части диэлектрической восприимчивости, связанной с межзонными переходами. Фотовозбуждение электронов и их последующая релаксация приводят к временной эволюции γ, χ_1^{ib} и χ_2^{ib}. При этом наилучшего согласия данных эксперимента с результатами моделирования на основе метода RCWA достигается при $\frac{\Delta\chi_1^{ib}}{\chi_1^{ib}} = 0.4\times10^{-2}$, $\frac{\Delta\chi_2^{ib}}{\chi_2^{ib}} = 2.6\times10^{-2}$ и $\Delta\gamma/\gamma = 3.0\times10^{-2}$.

В экспериментах по акустическому воздействию на плазмонные кристаллы возбуждался биполярный импульс механической деформации путем воздействия импульсом лазерного излучения продолжительностью 40 фс и плотностью энергии порядка 10 мДж/см^2 на слой алюминия, напыленный на подложку структуры. Амплитуда генерированного импульса деформации составляла 10^{-3}, а продолжительность – 10 пс. При этом получена модуляция плазмонного резонанса в плазмонном кристалле на частотах вплоть до 110 ГГц посредством импульса приповерхностной акустической волны, возбужденного при дифракции объемной акустической волны на металлической решетке. Связанный с модуляцией резонанса сигнал $\Delta R/R$ показан на рис. 12.

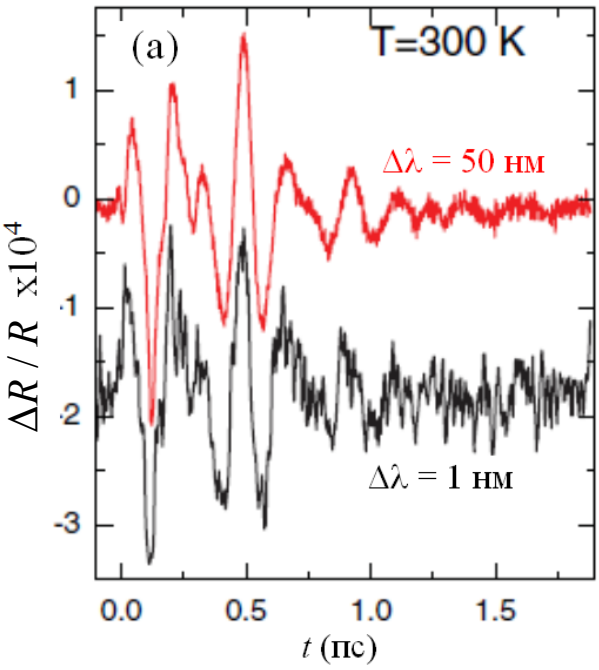

Рис. 12: Временная зависимость интенсивности отраженной волны при комнатной температуре для $\Delta\lambda = 50$ нм (верхняя кривая) и $\Delta\lambda = 1$ нм (нижняя кривая) ($\lambda = 800$ нм, $\alpha = 5^\circ$ и $W \sim 10$ мДж/см^2).

В **седьмой главе** исследуется распространение плазмонных импульсов по градиентному плазмонному кристаллу с медленно меняющимися в пространстве геометрическими параметрами (например, высота диэлектрической решетки) (вставка, рис. 13). В рамках метода ВКБ получена система уравнений, описывающая ди-

намику плазмонного пакета, распространяющегося по градиентному плазмонному кристаллу:

$$\begin{aligned} \dot{\boldsymbol{\kappa}}_0 &= -\frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{r}_0} + \hat{\mathrm{T}}_{\mathbf{rr}}\dot{\mathbf{r}}_0 + \hat{\mathrm{T}}_{\mathbf{r\kappa}}\dot{\boldsymbol{\kappa}}_0 \\ \dot{\mathbf{r}}_0 &= \frac{\partial \omega}{\partial \boldsymbol{\kappa}_0} - \hat{\mathrm{T}}_{\boldsymbol{\kappa}\mathbf{r}}\dot{\mathbf{r}}_0 - \hat{\mathrm{T}}_{\boldsymbol{\kappa\kappa}}\dot{\boldsymbol{\kappa}}_0 \end{aligned}, \qquad (16)$$

где $\mathbf{r}_0(t) = \int d^3\mathbf{r}\left|\mathbf{H}(\mathbf{r},t)\right|^2\mathbf{r}$, $\boldsymbol{\kappa}_0(t) = \int d^3\boldsymbol{\kappa}\left|C(\boldsymbol{\kappa},t)\right|^2\boldsymbol{\kappa}$ - положение центра пакета в **r**- и **k**-пространствах, соответственно, $C(\boldsymbol{\kappa},t)$ - коэффициенты разложения магнитного поля плазмонного пакета $\mathbf{H}(\mathbf{r},t)$ по функциям Блоха, тензоры $\left(\hat{\mathrm{T}}_{\mathbf{fg}}\right)_{\alpha\beta} = i\left[\left\langle\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial f_\alpha}\middle|\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial g_\beta}\right\rangle - \left\langle\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial g_\beta}\middle|\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial f_\alpha}\right\rangle\right]$, $\mathbf{f},\mathbf{g} = \mathbf{r},\boldsymbol{\kappa}$, и $\alpha,\beta = x, y, z$ описывают кривизну Бэрри. Кривизна Бэрри отлична от нуля, например, в случае, когда $\omega(\boldsymbol{\kappa}) \neq \omega(-\boldsymbol{\kappa})$. Такие особенности дисперсии плазмонов возникают в магнитном поле или в структурах с нарушенной пространственной инверсией.

В случае, когда кривизна Бэрри равняется нулю уравнение (16) упрощаются до одного слагаемого в правой части каждого уравнения. В этом случае, первое из уравнений (16) аналогично уравнению, описывающему движение электрона в кристалле при наличии внешнего электрического поля $\mathbf{E}$: $\hbar\dot{\mathbf{k}} = -e\mathbf{E}$.

Изменение высоты диэлектрической решетки градиентного плазмонного кристалла меняет дисперсию ППП вдоль оси *Ox*. Изменение локального закона дисперсии ППП приводит к возникновению эффективной силы, действующей на него.

При распространении плазмонного пакета по градиентному кристаллу возможен режим осцилляций Блоха, при котором происходит разворот пакета и движение в противоположную сторону.

Рассмотрим более детально различные сценарии распространения плазмонного пакета, относящегося к первой плазмонной зоне. При этом большое значение имеет расщепление дисперсионных кривых на краю зоны Бриллюэна, создающее запрещенную зону между первой и второй дисперсионными зонами. Кроме того, важна и величина эффективной силы $\left|\partial\omega/\partial h\right|$. Из рис. 13а следует, что величина $\left|\partial\omega/\partial h\right|$ принимает наибольшие значения для тонкой решетки и монотонно уменьшается с ростом *h* почти до нуля при *h*>240nm. Так же на рис. 13а показаны частоты границ первой и второй дисперсионных зон при $\kappa = \pi/d$ в зависимости *h*.

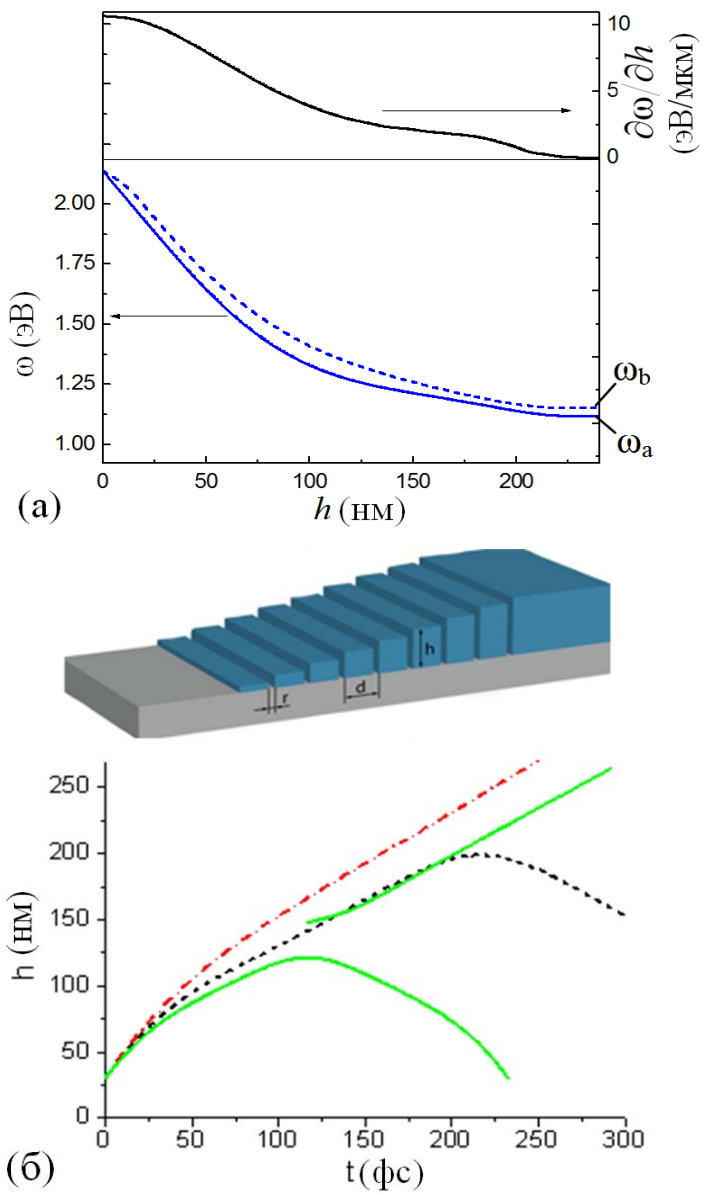

Рис. 13: (а) Эффективная сила $\partial\omega/\partial h$ и частоты границ первой (сплошная кривая) и второй (штриховая кривая) зон при $\kappa = \pi/d$ в зависимости от высоты решетки h. (б) Зависимости положения центра пакета, определённого через локальную толщину клина, от времени. Начальное условие: $h_0(0) = 30$ нм. Показаны три случая: (i) распространение без отражения ($\omega_0 = 0,97$ эВ, штрих-пунктирная линия), (ii) распространение с частичным отражением и туннелирование ($\omega_0 = 1,27$ эВ, сплошная линия) и (iii) распространение с отражением и без туннелирования $\omega_0 = 1,14$ эВ (штриховая линия). Период диэлектрической решетки d=280 нм и ширина щелей r=60 нм. Угол диэлектрического клина $\alpha = 0,4^\circ$. Вставка: рассматриваемый градиентный плазмонный кристалл.

Видно, что две зоны разделены запрещенной зоной, ширина которой зависит от толщины диэлектрика и достигает наибольшей величины при h~100 нм.

Обозначим ω_a and ω_b меньшую и большую частоты границ запрещенной зоны (рис. 13а). Существует несколько возможных вариантов распространения ППП вдоль клина в зависимости от величины центральной частоты ω_0 относительно ω_a и ω_b и от спектральной ширины пакета $\Delta\omega$ (рис. 13б). Если $\omega_0 < \omega_a$ и импульс имеет достаточно маленькую спектральную ширину ($\Delta\omega < \omega_a - \omega_0$), то плазмонный пакет движется, замедляясь, пока не достигнет области с $h \geq 240$ нм (штрих-пунктирная красная линия на рис. 13б). После этого он движется равномерно.

Если $\omega_0 > \omega_b$ и $\Delta\omega < \omega_0 - \omega_b$, то замедленное движение пакета приводит к его остановке и последующему развороту и ускорению. Поскольку запрещенная зона имеет конечную величину, то, как отмечалось ранее, часть пакета туннелирует во вторую зону. Туннелировавший плазмонный

пакет продолжает движение в сторону увеличения толщины клина, аналогично тому, как это было для ППП из первой зоны. Волновое число увеличивается от $\kappa = -\pi/d$. Если на дисперсионной диаграмме пакет входит в световой конус, то его энергия излучается в объемную волну.

В промежуточном случае, когда $\omega_a < \omega_0 < \omega_b$ и спектральная ширина импульса очень мала: $\Delta\omega << \omega_b - \omega_a$. Данные условия приводят к тому, что практически все временные гармоники, составляющие импульс, находятся внутри запрещенной зоны, что исключает процесс туннелирования (штриховая линия на рис. 13б). В данном случае происходит только отражение волнового пакета от области решетки, в которой $\kappa = -\pi/d$.

Если спектральная ширина плазмонного импульса достаточно велика, то возникает суперпозиция рассмотренных выше случаев: часть временных гармоник плазмонного пакета отражается и туннелирует, в то время как другие гармоники распространяются без отражения.

В Заключении приводятся основные результаты работы. В конце диссертации помещён список цитируемой литературы.

Основные результаты диссертационной работы

По Главе II.

1. Предложен и разработан новый наноструктурированный материал - магнитный плазмонный кристалл, позволяющий эффективно управлять интенсивностью прошедшего или отраженного излучения и плазмон-поляритонами посредством внешнего магнитного поля. Магнитный плазмонный кристалл состоит из однородного слоя ферромагнитного диэлектрика (редкоземельный феррит-гранат с замещением висмутом) на немагнитной подложке, на поверхность которого нанесен слой благородного металла (золото), перфорированный периодической системой щелей или отверстий. Период металлической решетки составляет 300 нм – 700 нм, размер щелей или отверстий 50 – 400 нм, высота металлической решетки – 50 – 120 нм, толщина магнитного слоя – 100 нм – 3 мкм. В таком материале в спектрах оптического пропускания и отражения возникают резонансы, связанные с возбуждением ППП, волноводных мод диэлектрического слоя и щелевых мод Фабри-Перо.
2. Путем численного расчета, основанного на методе связанных мод в пространстве Фурье, показано, что вблизи возбуждения ППП на границе между метал-

лом и магнитным диэлектриком ЭЭК резонансно усиливается. Проведена оптимизация параметров плазмонного кристалла и разработан плазмонный кристалл, в котором ЭЭК усиливается более, чем на два порядка величины.

3. Созданы образцы магнитных плазмонных кристаллов и экспериментально продемонстрировано резонансное усиление ЭЭК в 10^3 раз по сравнению с магнитными пленками без плазмонного слоя. При этом величина ЭЭК достигает в резонансе 1,6%, находящимся в диапазоне длин волн от 700 до 800 нм. Спектральная ширина резонанса составляет 5 нм.
4. Усиление ЭЭК в плазмонном кристалле вызвано смещением резонанса Фано в спектре оптического пропускания или отражения, обусловленным смещением частоты плазмонного резонанса во внешнем поперечном магнитным поле.
5. Предсказан и экспериментально продемонстрирован меридиональный интенсивностный эффект, возникающий в магнитных плазмонных кристаллах с волноведущим слоем, намагниченным в меридиональной конфигурации, т.е. перпендикулярно щелям решетки кристалла и в плоскости пленки. Эффект имеет две составляющие – четную и нечетную по намагниченности, которые определены относительным изменением коэффициента пропускания при намагничивании или перемагничивании структуры, соответственно. Четный эффект достигает 20%, в то время как нечетный эффект достигает 9% и наблюдается только при наклонном падении света, поляризованного под отличным от 0º и 90º углом к плоскости падения.
6. Меридиональный интенсивностный эффект возникает из-за возбуждения в структуре квази-TE и квази-TM волноводных мод. Так, если магнитный слой намагничен меридионально, то падающая на плазмонный кристалл TM-поляризованная волна на частоте TE-моды возбуждает квази-TE-моду. В размагниченной структуре это не возможно. Возбужденная квази-TE мода модифицирует спектр коэффициентов пропускания или отражения и приводит к интенсивностному эффекту.

По Главе III.

1. Путем численного расчета, основанного на методе связанных мод в пространстве Фурье, показано, что вблизи частот оптических резонансов в плазмонном кристалле возникает резонансное усиление эффекта Фарадея. При этом наибольший эффект наблюдается при нормальном падении света на частоте возбуждения квази-TE волноводной моды. Эллиптичность также испытывает

резонансное поведение, но обращается в ноль на частоте максимума угла Фарадея.

2. Экспериментально продемонстрировано усиление эффекта Фарадея в плазмонном кристалле в 10 раз по сравнению с магнитной плёнкой без металлической решетки. Для плазмонного кристалла с магнитным слоем толщиной 150 нм угол Фарадея достиг 0,6º на длине волны 952 нм. Ширина резонанса составляет 20 нм. Важной особенностью созданного плазмонного кристалла является то, что максимум угла Фарадея наблюдается при большой величине коэффициента пропускания, равной 35%.
3. Причиной резонансного усиления эффекта Фарадея в плазмонном кристалле является увеличение эффективной длины распространения света по магнитной пленке при возбуждении в структуре волноводных мод. Это наиболее выражено при нормальном падении света, так как групповая скорость волноводных мод при этом стремится к нулю. При вырождении по частоте ТМ- и ТЕ-резонансов эффективность конверсии поляризации возрастает, поэтому при этом наблюдается наибольший эффект Фарадея.

По Главе IV.

1. Резонансное увеличение эффекта Фарадея и других магнитооптических эффектов в магнитных фотонных кристаллах обусловлено уменьшением групповой скорости вблизи края запрещенной зоны. Получено аналитическое выражение для удельного угла Фарадея, которое дает величину эффекта, хорошо согласующуюся с данными экспериментов. Эффект Фарадея в фотонных кристаллах определяется двумя основными факторами: он обратно пропорционален групповой скорости и прямо пропорционален усредненной по ячейке кристалла величине магнитооптического параметра. Последняя величина зависит от распределения поля в фотонном кристалле, что объясняет разницу в величине эффекта Фарадея на коротковолновой и длинноволновой границах фотонной запрещенной зоны.
2. В рамках развитой теории получены аналитические выражения, описывающие эффект Фохта в фотонном кристалле, которые показывают, что этот эффект также возрастает при уменьшении групповой скорости, т.е. вблизи границы фотонной запрещенной зоны.
3. Проведена с помощью метода матриц переноса оптимизация одномерного фотонного кристалла и найдена структура, в которой возможна почти полная мо-

дуляция интенсивности неполяризованного излучения при перемагничивании только двух слоев фотонного кристалла. Для этого рассмотрен фотонный кристалл с тремя структурными дефектами. Модуляция интенсивности происходит на частоте разрешенного уровня, возникшего в запрещенной зоне благодаря наличию структурных дефектов.

По Главе V.

1. Показано методом численного моделирования, что обратный эффект Фарадея в плазмонных кристаллах локально возрастает на порядок величины при возбуждении ППП. Размер областей усиления эффекта составляет ~ 50 нм, что существенно меньше длины волны используемого излучения. Локальное увеличение обратного эффекта Фарадея связано с концентрацией электромагнитной энергией, возникающей при возбуждении ППП. Индуцируемое при обратном эффекте Фарадея эффективное магнитное поле направлено под некоторым углом к плоскости структуры и в соседних максимумах направлено противоположно, поэтому суммарный магнитный момент, индуцируемый световой волной, не отличается от магнитного момента в неплазмонном случае.
2. Выявлено, что при распространении ППП вдоль границы раздела между металлом и магнитным диэлектриком возникает постоянное эффективное магнитное поле, направленное в плоскости границы раздела и перпендикулярное к направлению распространения ППП. Таким образом, ППП может воздействовать на намагниченность магнитного материала.
3. Теоретически предсказан обратный экваториальный эффект Керра, заключающийся в возникновении постоянного магнитного поля в направлении, лежащем в плоскости магнитной пленки и перпендикулярном плоскости падения света. Эффект наблюдается только при наклонном падении. Расчеты показывают, что при облучении пленки никеля фемтосекундным лазерным импульсом величина эффективного магнитного поля вблизи поверхности пленки никеля составляет 100 Э при пиковой интенсивности импульса 500 Вт/мкм^2. В плазмонных кристаллах данный эффект существенно возрастает вблизи плазмонных резонансов и может достигать величины 5000 Э.

По Главе VI.

1. Экспериментально продемонстрировано управление интенсивностью отраженной и прошедшей световых волн, а также ППП при воздействии на плазмонный кристалл фемтосекундным лазерным импульсом (плотность энергии импульса

500 мкДж/см^2). При этом относительная величина модуляции коэффициентов пропускания и отражения достигает 5% вблизи частот возбуждения ППП. Время релаксации порядка 500 фс.

2. Наблюдаемая модуляция оптических свойств плазмонного кристалла объяснена в терминах сверхбыстрых изменений действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости золота, возникающих за счет фотовозбуждения электронов проводимости и модификации межзонной компоненты диэлектрической проницаемости. Продемонстрирован метод изучения сверхбыстрых изменений различных вкладов в диэлектрическую проницаемость посредством наблюдения модуляции коэффициентов пропускания и отражения с фемтосекундным временным разрешением.
3. Экспериментально получена модуляция плазмонного резонанса в плазмонном кристалле на частотах вплоть до 110 ГГц посредством импульса приповерхностной акустической волны, возбужденного при дифракции объемной акустической волны на металлической решетке. При генерации объемной акустической волны лазерным импульсом с плотностью энергии около 10 мДж/см^2 величина относительной модуляции интенсивности отраженного света составляет 2×10^{-4}.

По Главе VII.

1. Предложен и разработан плазмонный кристалл с медленно меняющимся в пространстве геометрическим параметром (ширина щелей/отверстий или высота диэлектрической решетки) для эффективного управления фемтосекундными импульсами ППП, распространяющихся вдоль структуры.
2. Показано методом решения уравнений ВКБ и численным решением уравнений Максвелла конечно-разностным методом, что в зависимости от центральной частоты и спектральной ширины импульса возможна реализация различных режимов распространения импульса: замедленное или ускоренное движение, разворот в некоторой области структуры и туннелирование в соседнюю плазмонную зону.

Список основных публикаций

1. V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M. Pohl, V.A. Kotov, S. Kasture, A.S. Vengurlekar, A.V. Gopal, D. Yakovlev, A.K. Zvezdin, M. Bayer, Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals // Nature Nanotechnology. 2011, Vol. 6, p. 370-376.

2. V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, A.K. Zvezdin, Extraordinary magnetooptical effects and transmission through the metal-dielectric plasmonic systems // Phys. Rev. Lett. 2007, Vol. 98, p. 077401(1-4).
3. V.I. Belotelov and A.K. Zvezdin, Inverse transverse magneto-optical Kerr effect // Phys. Rev. B 2012, Vol. 86, p. 155133.
4. M. Pohl, V. I. Belotelov, I. A. Akimov, S. Kasture, A. S. Vengurlekar, A.V. Gopal, A. K. Zvezdin, M. Bayer, Plasmonic crystals for ultrafast nanophotonics // Phys. Rev. B 2012, Vol. 85, p. 081401(R) (6).
5. C. Brüggemann, A.V. Akimov, B.A. Glavin, V.I. Belotelov, I.A. Akimov, J. Jäger, S. Kasture, A.V. Gopal, A.S. Vengurlekar, D.R. Yakovlev, A.J. Kent, and M. Bayer, Modulation of a surface plasmon-polariton resonance by subterahertz diffracted coherent phonons // Phys. Rev. B 2012, Vol. 86, p. 121401(R).
6. В.И. Белотелов, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович, А.Н. Калиш, А.К. Звездин, Гигантский экваториальный эффект Керра в магнитоплазмонных гетероструктурах. Метод матрицы рассеяния // ЖЭТФ 2010, Т. 137, в. 5, с. 932-942.
7. .A. Akimov, V.I. Belotelov, A.V. Scherbakov, M. Pohl, A.N. Kalish, A.S. Salasyuk, M. Bombeck, C. Brüggemann, A.V. Akimov, R.I. Dzhioev, V.L. Korenev, Yu.G. Kusrayev, V.F. Sapega, V.A. Kotov, D.R. Yakovlev, A.K. Zvezdin, M. Bayer, Hybrid structures of magnetic semiconductors and plasmonic crystals: a novel concept for magneto-optical devices, JOSA B 2012, Vol. 29, A103-A118.
8. S.N. Andreev, V.I. Belotelov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, V.P. Tarakanov, and A.K. Zvezdin, Dynamics of surface plasmon polaritons in plasmonic crystals // JOSA B 2011, Vol. 28, p. 1111–1117.
9. V.I. Belotelov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, A.K. Zvezdin, On surface plasmon polariton wavepacket dynamics in metal–dielectric heterostructures // J. Phys.: Condens. Matter 2010, Vol. 22, p. 395301(8pp).
10. V.I. Belotelov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, A.N. Kalish, V.A. Kotov, A.K. Zvezdin, Giant magnetooptical orientational effect in plasmonic heterostructures // Optics Letters 2009, Vol. 34, p. 398-400.
11. M. Vasiliev, M. Nur-E-Alam, V.A. Kotov, K. Alameh, V.I. Belotelov, V.I. Burkov, and A.K. Zvezdin, RF magnetron sputtered (BiDy)3(FeGa)5O12:Bi2O3 composite garnet-oxide materials possessing record magneto-optic quality in the visible spectral region // Optics Express 2009, Vol. 17, p.19519-19535.
12. V.I. Belotelov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, A.N. Kalish, A.K. Zvezdin, Extraordinary Transmission and Giant Magneto-optical Transverse Kerr Effect in Plasmonic Nanostructured Films, JOSA B 2009, Vol. 26, p. 1594-1598.

13. V.I. Belotelov, A.N. Kalish, V.A. Kotov and A.K. Zvezdin, Slow light phenomenon and extraordinary magnetooptical effects in periodic nanostructured media // JMMM 2009, Vol. 321, p. 826-828.
14. V.I. Belotelov, A.N. Kalish, A.K. Zvezdin, A.V. Gopal, A.S. Vengurlekar, Fabry-Perot plasmonic structures for nanophotonics, JOSA B 2012, Vol. 29, p. 294-299.
15. V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, V.A. Kotov, and A.K. Zvezdin, Magnetooptical properties of perforated metallic films // JMMM 2007, Vol. 310, p. e843-e845.
16. V.I. Belotelov, A.K. Zvezdin, V.A. Kotov, New magnetooptical materials on a nanoscale // Phase Transitions 2006, Vol. 79, p. 93-134.
17. V.I. Belotelov, A.K. Zvezdin, Magnetooptics and extraordinary transmission of the perforated metallic films magnetized in polar geometry // JMMM 2006, Vol. 300, p. e260-e263.
18. M. Vasiliev, V.I. Belotelov, A.N. Kalish, V.A. Kotov, A.K. Zvezdin, K. Alameh, Effect of Oblique Light Incidence on Magnetooptical Properties of One-Dimensional Photonic Crystals // IEEE Transaction on Magnetism 2006, Vol. 42, p. 382- 388.
19. M. Vasiliev, K.E. Alameh, V.I. Belotelov, V.A. Kotov, A.K. Zvezdin, Magnetic Photonic Crystals: 1-D Optimization and Applications for the Integrated Optics Devices // IEEE J. Lightwave Techn. 2006, Vol. 24, p. 2156-2162.
20. А.Н. Калиш, В.И. Белотелов, Резонансное усиление магнитооптических эффектов в одномерных фотонных кристаллах // Ученые Записки Казанского государственного университета 2006, Т. 148, с. 129-134.
21. V.I. Belotelov, A.K. Zvezdin, Magnetooptical Properties of Photonic Crystals // JOSA B 2005, Vol. 22, p. 286-292.
22. V.I. Belotelov, A.S. Logginov, A.V. Nikolaev, A.K. Zvezdin, Application of 1D magnetic photonic crystals for an optical shutter // The Physics of Metals and Metallography (Физика металлов и металловедение) 2005, Vol. 100, Suppl. 1, p. S91-S93.
23. A.K. Zvezdin, V.I. Belotelov, Magnetooptical properties of photonic crystals // Euro. Phys. J. B 2004, Vol. 37, n. 4, p. 479-487.
24. В.И. Белотелов, З.А. Волкова, Л.Л. Досколович, А.К. Звездин, В.А. Котов, Магнитооптические эффекты в металлодиэлектрических плазмонных системах // Известия РАН (серия физическая) 2007, Т. 71, с. 1530–1532.
25. Л.Л. Досколович, Е.А. Безус, Д.А. Быков, В.И. Белотелов, А.К. Звездин, Резонансные магнитооптические эффекты в дифракционных решетках с намагниченным слоем // Компьютерная оптика 2007, Т. 31, в. 1, с. 4-8.

26. В.И. Белотелов, Е.А. Безус, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович, А.К. Звездин, Магнитооптические эффекты дифракционных решеток, связанные с аномалиями Рэлея-Вуда и возбуждением плазмонов // Компьютерная оптика 2007, Т. 31, в. 3, с. 4-8.
27. N.E. Khokhlov, V.I. Belotelov, A.N. Kalish, A.K. Zvezdin. Surface Plasmon Polaritons and Inverse Faraday Effect // Solid State Phenom. 2012, Vol. 190, p. 369-372.
28. V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M. Pohl, A.N. Kalish, S. Kasture, A.S. Vengurlekar, A.V. Gopal, V.A. Kotov, D. Yakovlev, A.K. Zvezdin, and M. Bayer, Intensity magnetooptical effect in magnetoplasmonic crystals // J. Phys.: Conf. Ser. 2011, Vol. 303, p. 012038(1-8) (2011).
29. Н.Е. Хохлов, В.И. Белотелов, А.Н. Калиш, Обратный эффект Фарадея в плазмонных пленках // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2011, в.3, с. 31-34.
30. Е.А. Безус, В.И. Белотелов, Л.Л. Досколович, А.К. Звездин, Усиление обратного эффекта Фарадея в диэлектрических дифракционных решетках с волноводным слоем // Компьютерная оптика 2011, т. 35, с. 432-437.
31. V.I. Belotelov, E.A. Bezus, L.L. Doskolovich, A.N. Kalish, A.K. Zvezdin, Inverse Faraday effect in plasmonic heterostructures // J. Phys.: Conf. Ser. 2010, Vol. 200, p.092003(4).
32. S. Kasture, P. Mandal, A. Singh, A. Ramsay, A. S. Vengurlekar, S. Dutta Gupta, V. Belotelov, and A.V. Gopal, Near dispersion-less surface plasmon polariton resonances at a metal-dielectric interface with patterned dielectric on top // Appl. Phys. Lett. 2012, Vol. 101, p. 091602(4).
33. А.Н. Калиш, В.И. Белотелов, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович, А.К. Звездин, Оптические свойства двуслойных одномерных магнитоплазмонных кристаллов // Оптический журнал 2010, т. 77, с. 62-64.
34. В.И. Белотелов, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович, А.Н. Калиш, А.К. Звездин, Оптические свойства перфорированных металлодиэлектрических гетероструктур, намагниченных в плоскости // Физика твердого тела 2009, т. 51, в. 3, с. 1562-1567.
35. А.Н. Калиш, В.И. Белотелов, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович, А.К. Звездин, Магнитооптические эффекты в плазмонных двуслойных гетероструктурах, Ученые Записки Казанского государственного университета 2009, т. 151, кн. 1, с. 95-102.
36. M. Vasiliev, V.A. Kotov, K. Alameh, V.I. Belotelov, and A.K. Zvezdin, Novel Magnetic Photonic Crystal Structures for Magnetic Field Sensors and Visualizers // IEEE Trans. Magn. 2008, Vol. 44, p. 323-328.
37. V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, V.A. Kotov, E.A. Bezus, D.A. Bykov, A.K. Zvezdin, Magnetooptical Effects in the Metal-dielectric Gratings // Optics Communications 2007, Vol. 278, p. 104–109.