на правах рукописи

Раздольский Илья Эрнстович

НЕЛИНЕЙНАЯ МАГНИТООПТИКА СЛОИСТЫХ СТРУКТУР

Специальность **01.04.21** - лазерная физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва - 2010

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

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор **Акципетров Олег Андреевич**

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
профессор **Гордиенко Вячеслав Михайлович**,
кафедра общей физики и волновых процессов
физического факультета МГУ
имени М.В. Ломоносова

кандидат физико-математических наук
Мерзликин Александр Михайлович,
Институт теоретической и прикладной
электродинамики ОИВТ РАН, Москва

Ведущая организация: Учреждение Российской академии наук
"Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН",
Москва

Защита состоится 23 сентября 2010 г. в 17–30 на заседании диссертационного совета Д 501.001.31 при Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, МГУ, ул. Академика Хохлова, дом 1, стр. 62, корпус нелинейной оптики, аудитория имени С.А. Ахманова.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ.

Автореферат разослан "____" _____ 2010 г.

Ученый секретарь диссертационного
совета Д 501.001.31, доцент Т.М. Ильинова

Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию квадратичного и кубичного нелинейно-оптического отклика слоистых планарных структур. Основными исследованными эффектами являются генерация магнитоиндуцированной второй гармоники (ВГ), самовоздействие света, а также эффекты сверхбыстрой динамики и оптически индуцированного транспорта горячих спин-поляризованных носителей в магнитной металлической пленке.

Усиление нелинейно-оптического отклика микро- и наноструктур может быть достигнуто за счёт увеличения напряженности локального электромагнитного поля излучения накачки и/или гармоники, а также эффекта фазового синхронизма. Например, оптические локальные поля усиливаются за счет локализации электромагнитного поля в микрообластях как в резонаторах, что приводит к резонансному возрастанию оптического поля в активном слое вещества; в определенном спектральном диапазоне схожий эффект достигается в периодических структурах с измененным вследствие этого законом дисперсии. Фазовый синхронизм реализуется, например, при непосредственном равенстве показателей преломления волн накачки и гармоник в двулучепреломляющих кристаллах, или в средах с периодической модуляцией показателя преломления и/или нелинейных восприимчивостей за счет добавления к волновому вектору одной из взаимодействующих волн вектора обратной решетки периодической среды и изменения закона дисперсии света. Последнее обстоятельство, эффективно замедляющее распространение света в структуре и увеличивающее время взаимодействия излучения со средой, способно приводить к увеличению многих нелинейно-оптических явлений.

Структуры с периодически изменяющейся в пространстве диэлектрической проницаемостью называются фотонными кристаллами (ФК). Варьирование оптических параметров с периодом порядка длины волны изменяет спектральную плотность мод электромагнитного поля: появляется запрет на распространение электромагнитных волн внутри структуры в некотором частотно-угловом диапазоне, и возникает фотонная запрещенная зона (ФЗЗ), что обуславливает разнообразные перспективы применения ФК. Помещение активного вещества в ФК, служащий резонатором, делает возможным создание лазеров с предельно низким порогом генерации. Благодаря своим особым дисперсионным свойствам ФК оказываются весьма полезны в физике сверхкоротких световых импульсов. Сдвиг запрещенной зоны под действием света

в нелинейных ФК является основой для создания оптических логических элементов.

Исследование динамики намагниченности наноструктур представляет собой интенсивно развивающуюся область исследований. Поводом для этого является спрос на компактные и малопотребляющие устройства запоминания информации, в которых основным физическим принципом работы является магнитное упорядочение. При этом направление намагниченности играет роль того логического индикатора, который определяет, какое значение, "ноль" или "единица" , записано в данной ячейке памяти. Направление, в котором происходит развитие технологий в этой области, можно, прежде всего, охарактеризовать стремлением к увеличению быстродействия. Современные коммерческие устройства оперируют частотами в несколько гигагерц, то есть, фактически время операции или переключения между состояниями ограничено наносекундным масштабом.

В связи с этим представляется логичным попытаться использовать оптические средства управления подобными системами. Для современных лазерных источников света не является проблемой генерировать импульсы фемтосекундной длительности, что могло бы значительно расширить горизонт быстродействия запоминающих устройств. Описанная выше прикладная область физики требует фундаментальных исследований сверхбыстрых (имеются в виду фемтосекундные масштабы) процессов в магнитных структурах, включая влияние лазерного импульса на намагниченность среды, энергетическое распределение электронов и оптический отклик образца. Тесно связано с этой темой исследование динамики спиновой поляризации носителей, их транспорта в среде и возможности оптическими методами генерировать импульсы спин-поляризованного тока.

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование нелинейно-оптического и магнитооптического отклика фотонных кристаллов и микрорезонаторов, включая детальное изучение эффектов самовоздействия света в подобных структурах, а также изучение транспорта спин-поляризованных носителей в бислойной пленке Au/Fe на фемто- и пикосекундных масштабах времени методом генерации магнитоиндуцированной второй гармоники в экспериментальной схеме "накачка-зондирование" .

Актуальность работы обусловлена фундаментальным интересом к усилению нелинейно-оптических эффектов в периодических структурах, включая непараметрические процессы, а также к исследованию квадратичного и кубичного отклика новых высококачественных микрорезонаторных структур на основе гранатов. Кроме того, актуальность работы связана с изучением

сверхбыстрых процессов в ферромагнетиках, которые, помимо своей фундаментальной значимости для физики магнетизма на фемтосекундных масштабах времени, обладают перспективами с точки зрения прикладных задач генерации тока спин-поляризованных носителей. Представляется актуальным и выбор объектов исследований - нано- и микроструктур магнетиков, физика которых является динамично развивающейся областью науки.

Научная новизна работы состоит в следующем:

- Обнаружено усиление эффекта самофокусировки излучения в композитном полимерном микрорезонаторе с фотоннокристаллическими зеркалами из пористого кремния и в микрорезонаторах на основе гранатов. Обнаружена зависимость угла поворота плоскости поляризации излучения от плотности мощности излучения, для чего была разработана поляризационная методика z-сканирования.

- Обнаружено усиление эффекта самовоздействия излучения в фотонном кристалле на краю фотонной запрещенной зоны, являющееся следствием оптического аналога эффекта Боррманна.

- Нелинейно-оптическим методом "накачка-зондирование" проведено исследование фемтосекундного спин-поляризованного транспорта носителей в эпитаксиальных пленках Au/Fe/MgO. Показано, что транспорт основных и неосновных носителей в зависимости от спиновой поляризации носит принципиально различный - баллистический и диффузионный - характер, что приводит к изменению знака магнитного контраста.

Научная и практическая значимость работы заключается в демонстрации прикладных возможностей использования новых нелинейно-оптических эффектов в фотонных кристаллах и микрорезонаторах, в наблюдении значительных для прикладных отраслей науки величин магнитоиндуцированных эффектов во второй гармонике в микрорезонаторной структуре на основе гранатов, а также в демонстрации механизма оптического возбуждения фемтосекундных импульсов спин-поляризованного тока вместе с получением детальной картины поведения намагниченности в нанометровых пленках железа под действием как мощного лазерного излучения, так и импульса горячих инжектированных электронов.

На защиту выносятся следующие положения:

1. В фотоннокристаллических микрорезонаторах с дефектным слоем на основе гранатов экспериментально наблюдался эффект самодефокуси-

ровки излучения. Механизм усиления эффекта по сравнению с однородной пленкой обусловлен сильной локализацией электромагнитного поля в микрорезонаторном слое.

2. Экспериментально обнаружена спектральная зависимость эффекта самодефокусировки излучения в фотонных кристаллах на основе феррит-граната на длинноволновом краю ФЗЗ, которая связывается с перераспределением оптического поля внутри элементарной ячейки ФК, что является оптическим следствием эффекта Боррманна.

3. В фотоннокристаллическом микрорезонаторе на основе феррит-граната с висмутом обнаружена зависимость угла поворота плоскости поляризации от плотности мощности зондирующего излучения. Поворот плоскости поляризации связывается с нелинейной добавкой к двулучепреломлению микрорезонаторного слоя.

4. Нелинейно-оптическим методом накачка-зондирование проведено исследование фемтосекундного спин-поляризованного транспорта носителей в эпитаксиальных пленках Au/Fe/MgO. В сигнале ВГ от поверхности золота обнаружен динамический магнитный контраст до 1.5%, связанный с появлением в поверхностном слое инжектированных спин-поляризованных баллистических носителей. Транспорт основных и неосновных носителей в зависимости от спиновой поляризации носит принципиально различный - баллистический и диффузионный - характер.

Апробация результатов работы проводилась на международных конференциях: "Moscow International Symposium on Magnetism" (Москва, Россия, 2008), "Nanostructures: Physics and Technology" (Санкт-Петербург, Россия, 2006), "Spin waves" (Санкт-Петербург, Россия, 2009), "Week of Doctoral Students" (Прага, Чехия, 2008), "3rd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics" (Лондон, Соединенное Королевство Великобритании и Северной Ирландии, 2009). "Nanomeeting" (Минск, Беларусь, 2009), "20th International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces" (Берлин, Германия, 2009), "MRS Spring Meeting" (Сан-Франциско, США, 2009), а также семинарах кафедры квантовой электроники физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. Основные результаты диссертационной работы отражены в публикациях в специализированных ведущих научных журналах: "Journal of Magnetism and Magnetic Materials", "Applied Physics Letters", "Письма в ЖЭТФ".

По материалам диссертации опубликовано 14 печатных работ, в том числе 13 - по теме диссертации, включая 5 статей в ведущих рецензируемых журналах из списка ВАК России и 8 тезисов докладов.

Личный вклад автора

Все результаты диссертационной работы получены автором лично или при его непосредственном участии.

Структура и объем работы

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Объем работы составляет 173 страницы, включая 69 рисунков. Список цитируемой литературы содержит 142 наименования, включая 5 авторских публикаций.

Содержание работы

Глава 1. Обзор литературы

Первая глава содержит обзор методов и эффектов нелинейной оптики, включая эффекты генерации второй гармоники и самовоздействия света, а также обсуждение особенностей нелинейных фотоннокристаллических и микрорезонаторных структур. Проводится рассмотрение магнитооптических эффектов, обсуждаются различные подходы к их описанию. Отдельный раздел посвящен обзору основных исследований в области сверхбыстрой динамики оптически возбужденных электронов в металле; рассматриваются различные механизмы релаксации и нелинейно-оптический метод исследования электронных свойств структур.

Глава 2. Эффекты самовоздействия света в фотонных кристаллах и микрорезонаторах

Во второй главе изучаются эффекты самовоздействия света в структурах с фотонной запрещенной зоной: фотонных кристаллах и микрорезонаторах. В число исследуемых образцов входят фотонный кристалл и микрорезонаторы на основе висмут-содержащих гранатов, а также композитная структура с дефектным полимерным слоем и распределенными отражателями из пористого кремния.

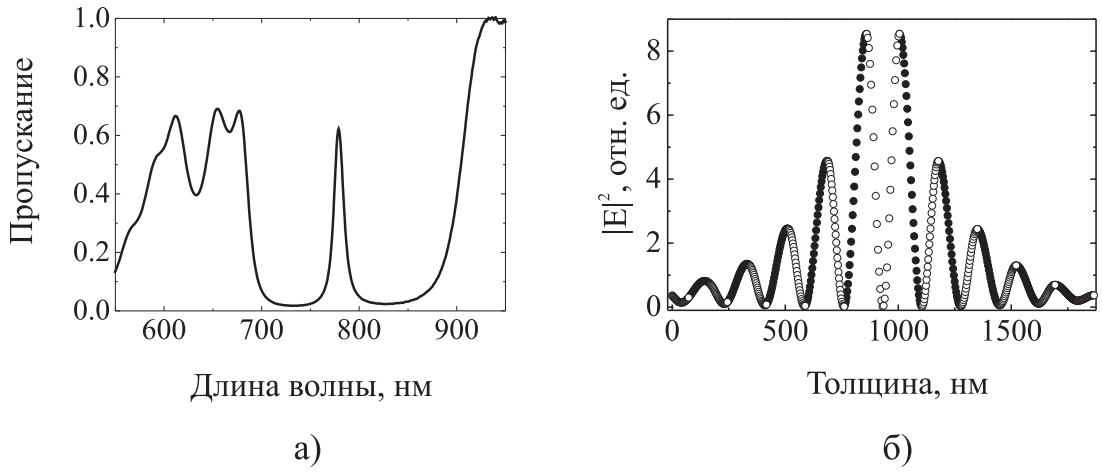
Во всех исследованных образцах эффект самовоздействия излучения наблюдался с помощью метода апертурного z-сканирования [1], основанного на

зависимости показателя преломления n от интенсивности падающего излучения I, которое описывается следующим выражением: $n = n_0 + n_2 I$, где n_0 - линейный показатель преломления вещества, n_2 - коэффициент пропорциональности между интенсивностью и изменением показателя преломления. При исследовании самовоздействия света в микрорезонаторах оптическая нелинейность во всех случаях была заключена в дефектном слое структуры, состоящем, соответственно, из железо-висмутового граната, или полимера DR1-PMMA. Микрорезонаторные свойства образцов, приводящие к эффективной локализации электромагнитного поля в дефектном слое и многопроходному характеру распространения излучения в структуре, согласно $n = n_0 + n_2 Q^2 I$, где Q - добротность микрорезонаторной моды, способны приводить к существенному усилению нелинейно-оптических эффектов, что и наблюдалось в эксперименте. Оособенно эффективно должны усиливаться непараметрические нелинейные процессы, такие, как, например, эффект самовоздействия света.

В качестве источников излучения в экспериментальных исследованиях использовались лазер на алюмо-иттриевом гранате, легированном йонами неодима, с длиной волны излучения 1064 нм, а также параметрический генератор света (ПГС), перестраиваемый в диапазоне длин волн 480-1300 нм.

На рис. 1, а приведен спектр коэффициента пропускания одного из исследуемых образцов, на котором внутри запрещенной зоны видна микрорезонаторная мода на длине волны около 780 нм и шириной микрорезонаторной моды около 10 нм. Рис. 1,б иллюстрирует рассчитанное с помощью метода матриц распространения распределение квадрата светового поля в структуре, испытывающее резонансное возрастание в дефектном слое микрорезонатора.

Типичный результат апертурного z-сканирования в виде зависимости нормированного коэффициента пропускания от положения образца относительно фокальной плоскости линзы приведен на рис. 2,а. Сплошной линией показан результат аппроксимации, из которой можно получить эффективное значение величины n_2, составившее $-2 \cdot 10^{-8}$ см^2/Вт. Пиковая плотность мощности излучения в этом случае составляла до 20 МВт/см^2. Для другого образца на основе гранатов аналогичная величина (на длине волны 1064 нм) оказалась чуть меньше по абсолютной величине, составив $-5 \cdot 10^{-9}$ см^2/Вт. Обе этих величины, тем не менее, более, чем на порядок превосходят значения n_2, известные из литературы для висмут-содержащих кристаллических пленок [2, 3]. Для образца с полимерным дефектным слоем, который был исследован методом z-сканирования на отражение [4], величина n_2 составила $2 \cdot 10^{-8}$ см^2/Вт. Нам не известны литературные данные о значениях n_2 и для



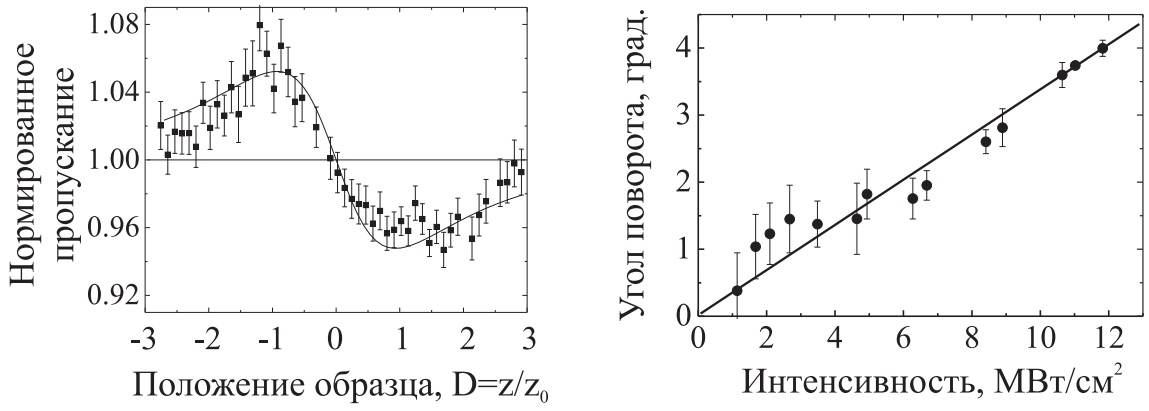
а) б)

Рис. 1: а) Спектр пропускания исследуемого образца микрорезонатора. б) Распределение квадрата электрического поля в образце при возбуждении микрорезонаторной моды. Темные и светлые точки относятся к рассчитанным значениям $|E|^2$ в различных слоях структуры.

красителя DR1 в исследуемой области (750 нм), однако в окрестности 500 нм, где DR1 имеет молекулярный резонанс, значение n_2 примерно на порядок меньше полученных для композитного микрорезонатора [1]. Это означает, что усиление нелинейно-оптических кубичных эффектов за счет микрорезонаторной структуры образца настолько велико, что в нерезонансной области наблюдаемая величина эффектов превосходит даже резонансные значения.

Модифицированная схема z-сканирования [5] позволяет исследовать поляризационные нелинейно-оптические эффекты. На рис. 2,б показана зависимость нелинейной добавки к углу поворота плоскости поляризации излучения для одного из исследуемых микрорезонаторных образцов. На графике также приведена аппроксимация экспериментальных данных линейной зависимостью, которая дает основания сделать вывод о том, что решающую роль в данном эффекте играет именно кубичная нелинейность $\chi^{(3)}$. Этот эффект можно объяснить, если принять во внимание двулучепреломление дефектного слоя, проявляющееся экспериментально в расщеплении микрорезонаторной моды спектра для различных поляризаций излучения. Большая величина эффекта кубичной добавки связана с сильной локализацией электромагнитного поля в микрорезонаторном слое.

В параграфе 5 с помощью метода апертурного z-сканирования экспериментально исследован оптический аналог эффекта Боррманна в фотонных кристаллах. Эффект Боррманна [6] заключается в аномальном пропускании



а) б)

Рис. 2: а) Типичный результат апертурного z-сканирования образца. Сплошная линия - апроксимация экспериментальных данных. Величина z_0 - дифракционная длина, $z_0 = kw_0^2/2$, где w_0 - радиус пучка в перетяжке. б) Зависимость нелинейной добавки к углу поворота плоскости поляризации от интенсивности падающего излучения.

рентгеновского излучения вследствие спектральной зависимости пространственного распределения электромагнитного поля в кристалле. Можно предположить, что эффект Боррманна должен наблюдаться в фотонных кристаллах. Согласно оптическому аналогу теоремы Блоха, решение волнового уравнения в структуре с периодически изменяющимся показателем преломления будет представлять из себя плоскую волну, промодулированную по амплитуде с периодом, совпадающим с периодом модуляции показателя преломления. Таким образом, пространственное распределение оптического поля в одномерном ФК в направлении, перпендикулярном плоскости слоев, будет иметь узлы и пучности, взаимное расположение которых однозначным образом зависит от длины волны падающего излучения. Изменяя длину волны (или, для одномерных ФК, угол падения излучения), можно "передвигать" пучности стоячей волны с оптически более плотных слоев на оптически менее плотные, наблюдая при этом модификации различных нелинейно-оптических эффектов. Например, если нелинейно-оптические восприимчивости слоев ФК существенно различаются, величина наблюдаемого нелинейно-оптического эффекта будет зависеть от того, на какой тип слоев приходятся пучности стоячей волны света внутри ФК.

Исследуемый образец фотонного кристалла состоял из 11 чередующихся слоёв железо-иттриевого граната с висмутом и диоксида кремния; кубичная

нелинейность последнего в ближнем ИК диапазоне пренебрежимо мала [7]. На рис. 3,а представлен спектр коэффициента пропускания ФК при нормальном падении излучения. Фотонной запрещенной зоне структуры соответствует область малого пропускания.

Измерения эффективного коэффициента пропускания для z-сканирования были проведены при углах падения от 0° до 30°, что соответствует диапазону длин волн от 1064 до 1090 нм. Характерные значения эффективной величины n_2 в данном спектральном диапазоне составили $-(1 \div 3) \cdot 10^{-8}$ см^2/Вт, что несколько превышает аналогичное значение для микрорезонаторного образца с дефектным слоем из того же материала. Подобное различие можно объяснить уменьшением групповой скорости распространения излучения на краю ФЗЗ [8], которое в данном случае оказывается более существенным фактором, чем резонансное возрастание электромагнитного поля в дефектном слое микрорезонатора.

Угловой спектр кубичных нелинейно-оптических эффектов (пропорциональных интенсивности поля накачки I_ω^{NL}) был пересчитан в частотный, и из зависимостей $T(z)$ были определены значения $|E_\omega^{NL}|^2$ (в относительных единицах). Величина наблюдаемого эффекта зависит от пространственного распределения интенсивности излучения внутри структуры и от коэффициента пропускания ФК:

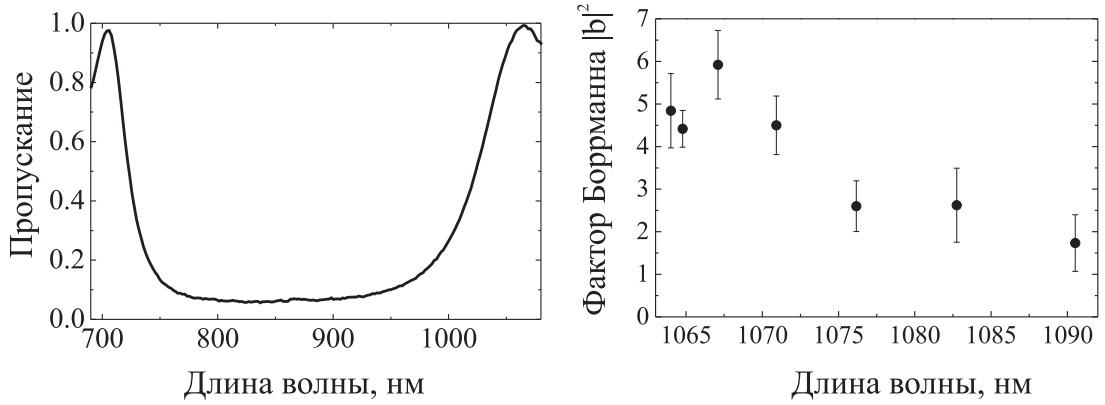
$$\Delta n = n_2 I^{NL} \propto |b(\lambda)|^2 \cdot T(\lambda),$$

где введен $b(\lambda)$ - коэффициент Боррманна, характеризующий степень локализации электрического поля в нелинейных слоях структуры:

$$E_\omega^{NL} = b(\lambda) t(\lambda) E_\omega^{in}$$

Здесь E_ω^{in} - поле накачки на входе в ФК, $t(\lambda)$ - коэффициент пропускания по электрическому полю, $|t(\lambda)|^2 = T(\lambda)$. Поскольку в доступной для измерения области - на краю ФЗЗ - коэффициент пропускания ФК меняется весьма резко, полученные кривые были нормированы на коэфициент пропускания ФК $T(\lambda)$, спектр которого представлена на рис. 3,а. Полученная спектральная зависимость квадрата модуля коэфициента Боррманна $|b(\lambda)|^2$ представлена на рис. 3,б. Отметим, что нелинейную восприимчивость $\chi^{(3)}(\omega = \omega + \omega - \omega)$ мы считали постоянной в этой спектральной области.

На рис. 3,б представлен спектр введенного нами фактора Боррманна $|b(\lambda)|^2$, который характеризует степень локализации поля в слоях определенного типа, в данном случае, Bi:YIG. Наблюдаемое уменьшение фактора Боррманна в несколько раз при увеличении длины волны, очевидно, может быть



а) б)

Рис. 3: а) Спектр коэффициента пропускания ФК. Угол падения излучения 0°. б) Спектральная зависимость коэффициента Боррманна $|b(\lambda)|^2$ в окрестности длинноволнового края ФЗЗ фотонного кристалла.

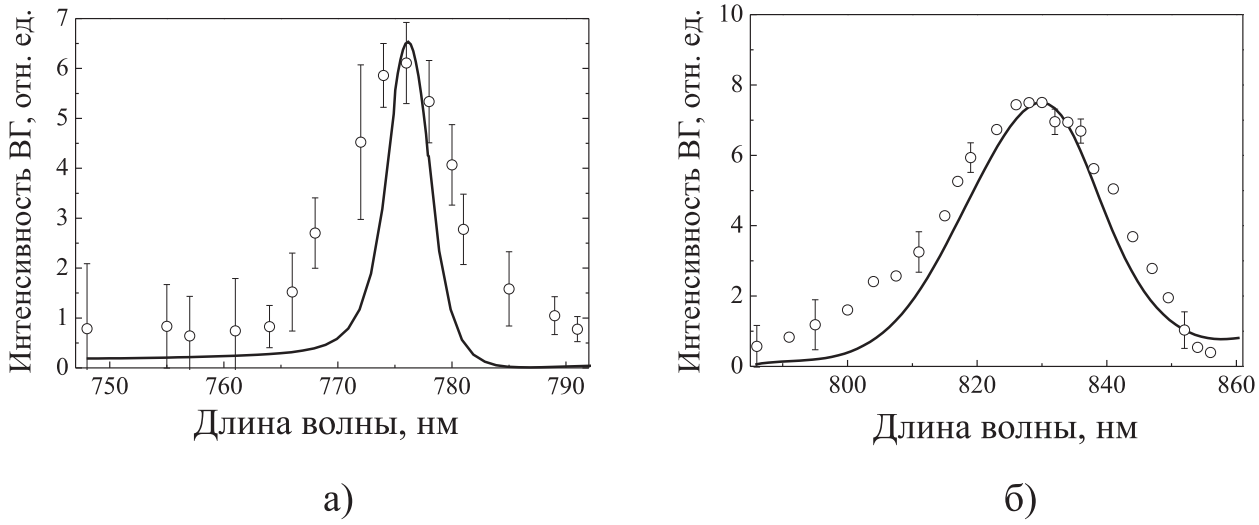
интерпретировано как перераспределение электромагнитного поля из слоев граната в слои диоксида кремния при отстройке от положения максимальной локализации на краю ФЗЗ.

Глава 3. Генерация магнитной второй гармоники в гранатовых фотонных кристаллах

Ранее при описании z-сканирования образцов на основе легированного висмутом железо-иттриевого граната фотоннокристаллические и микрорезонаторные свойства рассматривались по отдельности, независимо друг от друга: усиление нелинейно-оптических эффектов достигалось в первом случае на краю фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ), а во втором - в окрестности микрорезонаторной моды. При этом различались и механизмы усиления эффектов: на краю зоны ФК важную роль играла локализация электромагнитного поля в слоях определенного типа и уменьшение групповой скорости распространения излучения в структуре, а в окрестности моды решающее значение имело резонансное возрастание электромагнитного поля в дефектном слое и многопроходный характер распространения излучения. В третьей главе исследуется квадратичный магнитооптический отклик структуры, совмещающей в себе микрорезонаторные и фотоннокристаллические свойства. Исследуемый образец состоял из 21 чередующихся слоев железо-висмутового (BIG) и самарий-гадолиниевого (SGG) гранатов, при этом один из слоёв BIG был "дефектным" и имел удвоенную толщину. Поскольку вещество с оптической нелинейностью

(BIG) содержится как в микрорезонаторном дефектном слое, так и в брэгговских зеркалах, это позволяет образцу с точки зрения нелинейной оптики сочетать в себе свойства фотонного кристалла и микрорезонатора.

Спектр коэффициента пропускания такой структуры приведен на рис. 1,а. В нелинейно-оптических экспериментах в качестве источника излучения использовался титан-сапфировый лазер со следующими параметрами: длительность импульса ≈ 80 фс, частота повторения 80 МГц, средняя мощность ≈ 100 мВт, длина волны 730–850 нм. На рис. 4 показаны спектры генерации второй гармоники (ВГ), на которых видно усиление квадратичного отклика как в окрестности микрорезонаторной моды (рис.4,а), так и в окрестности длинноволнового края фотонной запрещенной зоны (рис.4,б). Сплошными линиями на графиках показан результат модельных расчетов с помощью метода матриц распространения, в которых нелинейность предполагалась равномерно распределенной в слоях BIG.



а) б)

Рис. 4: Спектры интенсивности ВГ а) в окрестности МР моды, угол падения 5°, и б) в области длинноволнового края запрещенной зоны образца, угол падения 60°. P-p геометрия. Расчет методом матриц распространения (сплошные линии) и экспериментальные данные (точки).

В качестве механизмов усиления генерации ВГ можно выделить, в случае микрорезонаторной моды, локализацию излучения в дефектном слое с высокой нелинейностью, а для длинноволнового края ФЗЗ существенную роль играет фазовый квазисинхронизм волн накачки и ВГ.

В обоих спектральных диапазонах были исследованы нелинейно-оптические магнитные эффекты, для чего образец помещался в магнитное

поле величиной до 2 кЭ. На краю ФЗЗ на длине волны 826 нм магнитный контраст $\rho_{2\omega} = \frac{I^{\uparrow}(2\omega)-I^{\downarrow}(2\omega)}{I^{\uparrow}(2\omega)+I^{\downarrow}(2\omega)}$ в геометрии экваториального эффекта Керра составил 15 и 5 % для s- и p-поляризаций излучения накачки, соответственно. В геометрии меридионального эффекта Керра поворот плоскости поляризации ВГ составил около 16°. В окрестности микрорезонаторной моды в геометрии эффекта Коттона-Мутона поворот плоскости поляризации ВГ составил около 70°-80° в зависимости от поляризации излучения накачки. В геометрии экваториального магнитооптического эффекта наблюдалась сильная зависимость величины магнитного контраста от угла падения излучения; при изменении угла падения от 5° до 30° магнитный контраст при p-поляризованной накачке уменьшался с 48% до 4%, в случае s-поляризованного излучения накачки изменение составляло от 22% до 7%.

Магнитный вклад в сигнал ВГ может быть описан путем введения магнитоиндуцированной добавки к вектору нелинейной поляризации $\mathbf{P}$, величина которой зависит от соотношения кристаллографических и магнитоиндуцированных компонент тензора квадратичной восприимчивости $\chi^{(2)}$. Для структуры, обладающей классом симметрии $m\infty$, то есть, изотропной в плоскости образца, в зависимости от комбинаций поляризаций излучения накачки и ВГ можно выделить следующие ненулевые компоненты тензора квадратичной восприимчивости [9]:

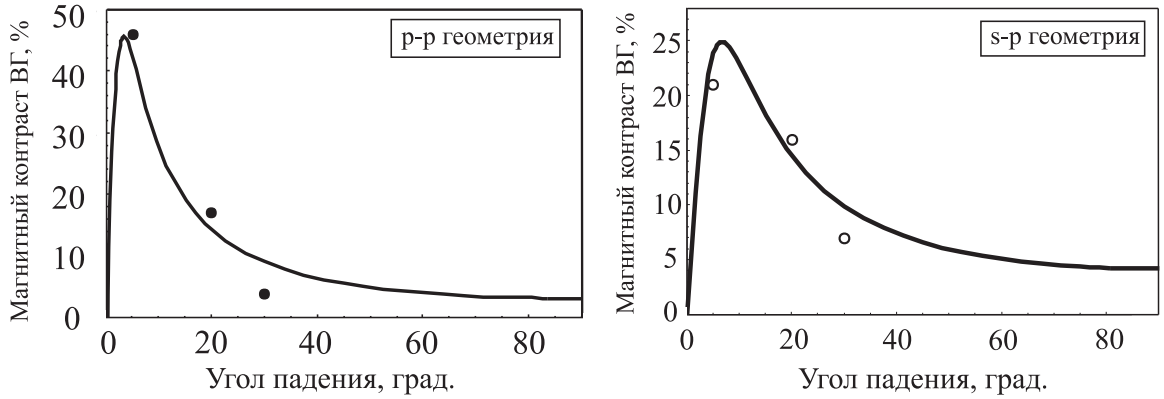
s-поляризация накачки	p-поляризация накачки
χ_{zyy}	χ_{zxx}, χ_{xzx}, χ_{zzz}
χ_{xyy}	χ_{xxx}, χ_{zzx}, χ_{xzz}

Таблица 1: Немагнитные (верхняя строка) и магнитные (нижняя строка) ненулевые компоненты тензора $\chi^{(2)}$ для материала с симметрией ∞m

С физической точки зрения объяснение наблюдаемой зависимости $\rho_{2\omega}$ заключается в различной угловой зависимости магнитной и немагнитной компонент ВГ. Если при нормальном падении интенсивность немагнитной ВГ обращается в нуль, поскольку z-компонента (перпендикулярная к поверхности образца) электрического поля в этом случае просто отсутствует, то магнитный вклад существует и при нулевом угле падения. Это соображение было подтверждено расчетами, за основу которых была взята работа [10], в которой рассматривается генерация ВГ от нелинейной плоскопараллельной пластины.

Для s-поляризованного излучения накачки можно ввести отношение абсолютных величин магнитной и немагнитной компонент тензора квадратичной восприимчивости $\xi = \chi_{zyy}/\chi_{xyy}$ и фазовый сдвиг δ между ними; вместе

с углом падения эти параметры целиком определяют величину магнитного контраста в сигнале ВГ. В случае, когда излучение накачки p-поляризовано, в генерации ВГ принимают участие шесть компонент $\chi^{(2)}$, каждая из которых определяется своей амплитудой и фазой, что дает двенадцать неизвестных. Каждая из компонент, будучи свернута с квадратом электрического поля накачки, по-своему зависит от угла падения, что не позволяет факторизовать полное выражение к амплитуде, фазе и функции угла падения. Тем не менее, для каждого угла падения можно ввести эффективные величины ξ, δ, что и было сделано в работе. Используя угол падения излучения, отношение абсолютных величин ξ и фазовый сдвиг δ компонент тензора квадратичной восприимчивости, ответственных за генерацию ВГ в различных геометриях поляризаций как параметры, полученные данные были объяснены в рамках вышеописанной модели.



а) б)

Рис. 5: Зависимости магнитного контраста от угла падения излучения для p- (а, заполненные точки) и s-поляризованного (б, пустые точки) излучения накачки. Сплошные линии - результат аппроксимации в рассмотренной выше модели.

На рис. 5,а,б вместе с экспериментальными точками приведены расчетные зависимости магнитного контраста от угла падения излучения (сплошные линии) для p- и s-поляризованного излучения накачки, соответственно. В рамках этой модели оказалось возможным оценить отношения компонент при которых расчетные кривые хорошо описывают данные эксперимента. Для s-поляризованного излучения накачки были найдены следующие значения: $\xi_s = 0.02 \pm 0.005$, $\delta_s = 66°$; последнее хорошо согласуется с данными эксперимента, согласно которым $\delta_s \approx 70°$. Для p-поляризации излучения накачки, где в генерации ВГ участвуют сразу несколько компонент $\chi^{(2)}$, введенное эффек-

тивное значение ξ_p составило около 0.03, а сдвиг фаз δ_p оказался примерно равным 80°.

Глава 4. Сверхбыстрый транспорт спин-поляризованных носителей

В четвертой главе проводится изучение сверхбыстрой динамики спин-поляризованных электронов в бислойных металлических эпитаксиальных пленках Au/Fe/MgO. Толщины слоя железа составляли 3 и 15 нм, золота - 50 и 100 нм. Образец находился в магнитном поле около 500 Э, приложенном перпендикулярно плоскости падения излучения. На рис. 6 приведена схема эксперимента. В качестве источника излучения использовался перестраиваемый лазер на кристалле титан-сапфира, генерирующий излучение в диапазоне длин волн от 750 до 860 нм. Акусто-оптический модулятор позволял получать импульсы длительностью 35-40 фс с частотой следования 1.5 МГц. Выходная энергия в импульсе составляла 40 нДж. Исследование проводились нелинейно-оптическим методом "накачка-зондирование", при этом регистрировался сигнал ВГ, отраженный от пленки золота, а луч накачки попадал на образец со стороны подложки и возбуждал баллистические спин-поляризованные электроны в слое железа. Распространяясь в сторону внешней поверхности золота, электроны переносили спин и приводили к эффективному намагничиванию слоя золота, что регистрировалось с помощью методов нелинейной оптики.

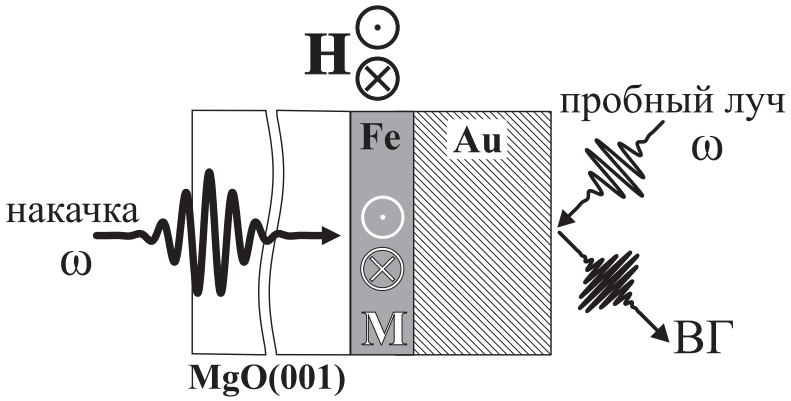


Рис. 6: Экспериментальная схема возбуждения и регистрации спин-поляризованного тока.

В случае магнитной нелинейной среды интенсивность ВГ определяется следующим образом:

$$I^{\uparrow,\downarrow}(2\omega) \propto E^2_{even} + E^2_{odd} \pm 2 \cdot E_{even}(2\omega) E_{odd}(2\omega) \cdot \cos\phi \qquad (1)$$

Здесь стрелки показывают противоположные направления намагниченности, индексы *even* и *odd* характеризуют, соответственно, чётную и нечётную по намагниченности компоненты электрического поля, а угол ϕ представляет собой относительную фазу двух вышеуказанных вкладов, в общем случае являющихся комплексными. Динамика светоиндуцированных изменений магнитного сигнала ВГ, дающего информацию о намагниченности поверхности, может быть описана, если оперировать величиной динамического магнитного контраста, определяемого следующим образом:

$$\rho_{2\omega}(t) = \frac{I^{\uparrow}_{2\omega}(t) - I^{\downarrow}_{2\omega}(t)}{I^{\uparrow}_{2\omega}(t) + I^{\downarrow}_{2\omega}(t)} \tag{2}$$

Переменная t в данном случае показывает запаздывание пробного луча относительно луча накачки. Величина динамического магнитного контраста оказывается пропорциональной мгновенной намагниченности поверхности.

Толщина слоя железа была близка к баллистической длине электронов L^{b}_{Fe} для длины волны света 800 нм для того, чтобы электроны возбуждались преимущественно в слое Fe. Это позволяло достичь высокой спиновой поляризации горячих баллистических электронов. При этом спиновая длина электронов в золоте L^{s}_{Au} значительно превышала толщину образцов, составляя до 1000 нм, что обеспечивало минимальные транспортные потери спина по пути следования баллистических электронов. На рис. 7 приведены экспериментальные зависимости динамического магнитного контраста от времени задержки зондирующего излучения для образцов с толщиной слоя железа 15 нм.

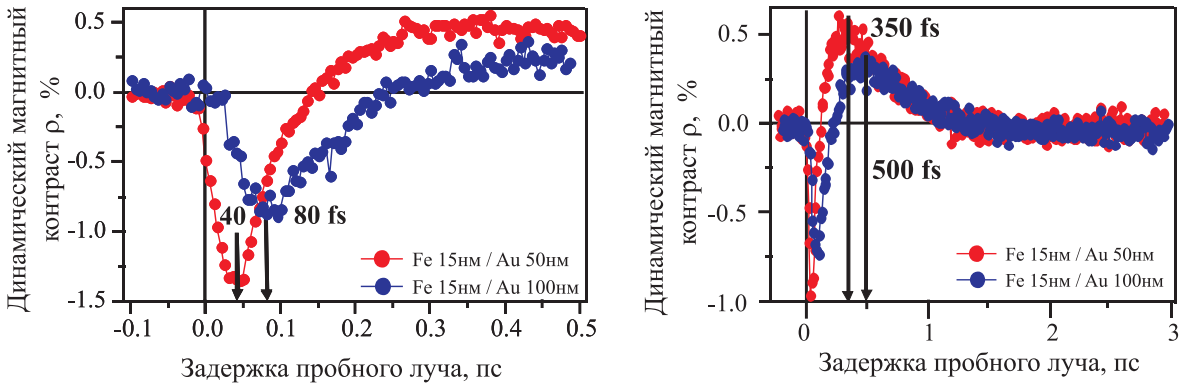


Рис. 7: Зависимости динамического магнитного контраста от времени задержки зондирующего излучения на фемто- (а) и пикосекундных (б) временах. Толщина слоя железа 15 нм, толщина слоя золота 50 нм (красные точки) или 100 нм (синие точки).

После возбуждения мощным импульсом накачки наблюдается отклонение магнитного контраста от равновесного значения $\rho(t < 0) = 0$. Максимальная величина эффекта достигается на временах около 40 (80) фс для образца с толщиной слоя золота 50 (100) нм. Эти значения находятся в хорошем согласии с временами, которые требуются баллистическим электронам для того, чтобы пролететь весь слой золота насквозь: скорость распространения баллистических электронов, как показывают расчеты, составляет немногим более 1 нм/фс. Таким образом, ненулевой магнитный момент к зондируемой поверхности золота приносят спин-поляризованные баллистические электроны. Измерение петли гистерезиса в сигнале ВГ при времени задержки 40 фс подтвердило полученные результаты.

Отметим изменение знака динамического магнитного контраста, наблюдаемое, в частности, на временах задержки порядка 300-500 фс. Расчеты, проведенные группой проф. А. Лихтенштейна, показали, что скорости распространения для носителей с противоположным спином отличаются незначительно. Данные эксперимента можно объяснить, если принять в расчет различные времена жизни частиц с разной энергией в баллистическом режиме. Используя данные работы [11], были оценены баллистические длины носителей различной спиновой поляризации в золоте, которые составили около 250 и 50 нм. Толщина слоя золота составляет 50 или 100 нм, то есть для носителей определенной поляризации баллистический режим по мере распространения эффективно сменяется диффузионным.

Таким образом, наблюдаемая динамика магнитного контраста ВГ обусловлена следующим: носители с одним направлением спина баллистически распространяются в слое золота со скоростью, близкой к скорости Ферми (около 1.3 нм/фс), и успевают в этом режиме достичь поверхности золота, что приводит к появлению ненулевого магнитного контраста ВГ. Частицы со спином противоположного направления живут в баллистическом режиме значительно меньше, и для них этот режим сменяется диффузным. Подобный процесс сопровождается заметным уменьшением средней скорости распространения в первоначальном направлении, импульс частиц с этой поляризацией замедляется и расплывается во времени, что приводит к запаздыванию и вклада в динамическую зависимость магнитного контраста ВГ.

Основные результаты и выводы

1. С помощью метода z-сканирования экспериментально обнаружен эффект самодефокусировки света в фотоннокристаллических микрорезо-

наторах с дефектным слоем на основе гранатов. Обнаружен спектральный сдвиг микрорезонаторной моды на величину около 2 нм при плотности мощности излучения до 20 МВт/см^2, связанный с изменением показателя преломления микрорезонаторного слоя под действием лазерного импульса.

2. Экспериментально обнаружен эффект самофокусировки излучения в фотонных кристаллах на основе феррит-граната. Обнаружена спектральная зависимость нелинейной добавки к показателю преломления на длинноволновом краю запрещенной зоны фотонного кристалла, которая связывается с перераспределением оптического поля внутри элементарной ячейки ФК и является следствием оптического аналога эффекта Боррманна.

3. В образце с микрорезонаторным слоем из феррит-граната с висмутом обнаружена зависимость угла поворота плоскости поляризации от плотности мощности зондирующего излучения. Для наблюдения этого эффекта разработана методика модифицированного z-сканирования, чувствительная к поляризационным эффектам.

4. Исследован квадратичный нелинейно-оптический и магнитооптический отклик фотоннокристаллического микрорезонатора, изготовленного из чередующихся слоев граната различного состава. В геометрии эффекта Коттона-Мутона обнаружена сильная зависимость магнитного контраста ВГ от угла падения излучения. Рассмотрена феноменологическая модель, в рамках которой магнитный контраст ρ определяется отношением компонент тензора квадратичной восприимчивости, разностью фаз между ними, показателями преломления среды и углом падения излучения.

5. Нелинейно-оптическим методом накачка-зондирование проведено исследование спин-поляризованного транспорта носителей в эпитаксиальных пленках Au/Fe/MgO. Получены зависимости динамического магнитного контраста и вариации немагнитной компоненты поля ВГ в зависимости от времени задержки между пробным лучом и лучом накачки.Обнаружен динамический магнитный контраст ВГ, связанный с появлением в поверхностном слое инжектированных спин-поляризованных баллистических носителей. Показано, что транспорт основных и неосновных носителей спина в зависимости от их спиновой поляризации имеет принципиально различный - баллистический и

диффузионный - характер, что приводит к изменению знака магнитного контраста на временах задержки около 300 фс. Предложен вероятный сценарий динамики поведения намагниченности в пленке золота.

Список цитируемой литературы

[1] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, E. W. Van Stryland, High sensitivity, single-beam n_2 measurements// Opt. Lett. – 1989. – Vol. 14, №17.– p. 955–957.

[2] Y. Z. Gu, W. F. Zhang, D. H. Gu, F. X. Gan, Nonlinear response and optical limiting in $SrBi_2Ta_2O_9$ thin films// Opt. Lett. – 2001. – Vol. 26, p. 1788–1790.

[3] B. Gu, Y. H. Wang, X. C. Peng, J. P. Ding, J. L. He, H. T. Wang, Giant optical nonlinearity of a $Bi_2Nd_2Ti_3O_{12}$ ferroelectric thin film // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol. 85, p. 3687–3689.

[4] D. V. Petrov, A. S. L. Gomes, Cid B. Araujo, Reflection z-scan technique for measurement of optical properties of surfaces // Appl. Phys. Lett. – 1994. – Vol. 65, p. 1067–1069.

[5] Раздольский И.Э., Капра Р.В., Мурзина Т.В., Акципетров О.А., Кубичные эффекты самовоздействия в фотонно-кристаллических микрорезонаторах// Письма в ЖЭТФ – 2006. – Vol. 8, №84.– p. 529–532.

[6] Borrmann G., Über Extinktionsdiagramme der Röntgenstrahlen von Quarz // Physikal. Z. – 1941. – Vol. 42, p. 157–162.

[7] H.P. Li, C.H. Kam, Y.L. Lam, Y.X. Jie, W. Ji, A.T.S. Wee, C.H.A. Huan, Nonlinear optical response of Ge nanocrystals in silica matrix with excitation of femtosecond pulses// Appl. Phys. B – 2001. – Vol. 72, p. 611–615.

[8] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, *Photonic crystals: molding the flow of light.* – Princeton University Press, 2 edition 1995.

[9] Ru-Pin Pan, H.D. Wei, Y.R. Shen., Optical second-harmonic generation from magnetized surfaces// Phys. Rev. B. – 1989. – Vol. 39, p. 1229–1234.

[10] N. Bloembergen, P. S. Pershan, Light waves at the boundary of nonlinear media// Phys. Rev. – 1965. – Vol. 128, p. 606–622.

[11] J. Cao, Y. Gao, H. E. Elsayed-Ali, R. J. D. Miller, D. A. Mantell, Femtosecond photoemission study of ultrafast electron dynamics in single-crystal Au(111) films// Phys. Rev. B – 1998. – Vol. 58, p. 10948—10952.

Содержание диссертации отражено в следующих основных работах:

Статьи

[1] И. Раздольский, Р. Капра, Т. Мурзина, О. Акципетров, Кубичные эффекты самовоздействия в фотонно-кристаллических микрорезонаторах // Письма в ЖЭТФ – 2006. – Т. 8. С. 529–532.

[2] И. Раздольский, Т. Мурзина, О. Акципетров, М. Иноуэ, Эффект Боррманна в фотонных кристаллах: нелинейно-оптические следствия // Письма в ЖЭТФ – 2008. – Т. 87. С. 461–464.

[3] Т.В. Мурзина, Р.В. Капра, И.Э. Раздольский, А.И. Майдыковский, О.А. Акципетров, Нелинейная оптика магнитофотонных кристаллов// Российские нанотехнологии – 2007. – Т. 2. С. 110–119.

[4] T. Murzina, I. Razdolski, O. Aktsipetrov, S. Khartsev, A. Grishin, Nonlinear magneto-optical effects in all-garnet magnetophotonic crystals // J. Magn. Magn. Mater. – 2009. – Т. 31. С. 836–839.

[5] F. Yu. Sychev, I. E. Razdolski, T. V. Murzina, O. A. Aktsipetrov, T. Trifonov, S. Cheylan, Vertical hybrid microcavity based on a polymer layer sandwiched between porous silicon photonic crystals// Appl. Phys. Lett. – 2009. – Т. 95. С. 163301–163303.

Тезисы

[1] T. Murzina, O. Aktsipetrov, R. Kapra, I. Razdolskii, M. Inoue, Giant magnetic nonlinear-optical effects in magnetophotonic microcavities // Proceedings of 4th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology" – St. Petersburg: Ioffe Institute, 2006. – С. 303.

[2] I. Razdolski, T. Murzina, O. Aktsipetrov, M. Inoue, Self-action of Light in Photonic Crystals// WDS'08 Proceedings of Contributed Papers, Part III – MATFYZPRESS, Prague, 2008. – С. 61–66.

[3] I. Razdolski, O. Aktsipetrov, Self-action of Light in Photonic Crystals // Proceedings of Metamaterials-2009 – Publications and Web Office for the School of Electronic Engineering and Computer Science, 2009. – C. 641-643.

[4] T.V. Murzina, I.E. Razdolski, O.A. Aktsipetrov, A.M. Grishin, S.I. Khartsev, Inoue M., Nonlinear optics of magnetophotonic crystals // Moscow International Symposium on Magnetism (MISM): book of abstracts – Издательство физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова, 2008. – C. 21TL-A-8.

[5] I.E. Razdolski, T.V. Murzina, O.A. Aktsipetrov, A.M. Grishin, S.I. Khartsev, Second harmonic generation in all-garnet magnetophotonic microcavity // Moscow International Symposium on Magnetism (MISM): book of abstracts – Издательство физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова, 2008. – C. 21PO-2-21.

[6] A. Melnikov, I. Razdolski, T. Wehling, E. Papaioannou, P. Fumagalli, O. A. Aktsipetrov, A. Lichtenstein, U. Bovensiepen, Ultrafast Transport of Spin Polarized Carriers Induced By Femtosecond Laser Pulses In Au/Fe/MgO(001) // Spin Waves Internatinal Symposium : abstracts – St.Petersburg: Ioffe Institute, 2009. –C. 63.

[7] Alexey Melnikov, Ilya Razdolski, Tim Wehling, Alexander Lichtenstein, Paul Fumagalli, Oleg A Aktsipetrov, Uwe Bovensiepen, Femtosecond Spin Dynamics Induced by Ballistic Transport of Spin Polarized Carriers in Au/Fe/MgO(001) // MRS Symposium Proceedings – Warrendale, PA, 2009. – C. 1183.

[8] A. Melnikov, I. Razdolski, T. Wehling, E. Papaioannou, P. Fumagalli, O. A. Aktsipetrov, A. Lichtenstein, U. Bovensiepen, Ultrafast Transport of Spin Polarized Carriers Induced By Femtosecond Laser Pulses In Au/Fe/MgO(001) // 20th International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces: Book of Digests – Springer-Verlag Heidelberg, 2009. – C. 132.