

Работа выполнена в ФГБУН “Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Российской академии наук”
и Технологическом университете г. Тоёхаси
(Toyohashi University of Technology), Япония.

На правах рукописи
УДК

Барышев Александр Валерьевич

**МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МАГНИТНЫХ И
ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУКТУРАХ**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2016

Содержание

Введение	6
Глава 1. Общие вопросы оптики магнитооптических материалов на примере висмут-замещенного железиттриевого граната и искусственных магнитооптических структур. Технология изготовления образцов, детали эксперимента и теоретического анализа	
1.1. Магнитооптические эффекты	12
1.1.1. Микроскопическая природа магнитооптических эффектов	12
1.1.2. Метод описания магнитооптических эффектов	15
1.2. Увеличение магнитооптического отклика на примере висмут-замещенного железиттриевого граната	17
1.3. Увеличение магнитооптического отклика за счет локализации света в микрезонаторе Фабри-Перо	20
1.4. Увеличение магнитооптического отклика в плазмонных магнитооптических структурах	24
1.5. Общие сведения о примененных технологиях изготовления и особенностях роста структур обсуждаемых в диссертации	27
1.6. Экспериментальные установки	30
1.7. Теоретический и численный анализ	31
Глава 2. Усиление фарадеевского вращения с помощью одномерных магнитофотонных кристаллов с различной структурой	
2.1. Магнитооптический аналог эффекта Боррманна	33
2.2. Двойной магнитооптический резонатор Фабри-Перо	38
2.3. Магнитооптический аналог состояния Тамма	41
2.4. Заключение по Главе 2	45

Глава 3. Двухмерные магнитофотонные кристаллы

3.1. Дифракционное усиление магнитооптического отклика в двухмерных слоях висмут-замещенного железиттриевого граната, выращенных на структурированных подложках	46
3.2. Объемные двухмерные магнитофотонные кристаллы	52
3.2.1. Спектры кристаллов в фарадеевской геометрии и проявление множественной брэгговской дифракции	52
3.2.2. Магнитооптический отклик кристаллов для света дифрагированного в режиме суперпризмы	59
3.3. Численное моделирование двухмерных магнитофотонных кристаллов	65
3.4. Заключение по Главе 3	69

Глава 4. Распространение линейно-поляризованного света в трехмерных фотонных кристаллах и магнитофотонные кристаллы на основе опалов

4.1. Оптические свойства искусственных опалов	71
4.1.1. Образцы, геометрия и методика эксперимента	73
4.1.2. Оптические свойства опалов при взаимодействии с линейно-поляризованным светом	75
4.2. Магнитофотонные кристаллы на основе опалов	87
4.2.1. Процедура синтеза и магнитные свойства	87
4.2.2. Оптические и магнитооптические свойства 3Д МФК на примере опал– Fe_3O_4 , опал– $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ и опал–парамагнитная жидкость	91
4.3. Магнитооптический резонатор Фабри-Перо с брэгговскими зеркалами из опалов	97
4.4. Заключение по Главе 4	101

Глава 5. Одномерные плазмонные фотонные и магнитофотонные кристаллы в режиме возбуждения поверхностного плазмонного резонанса

5.1. Экспериментальные одномерные плазмонные фотонные кристаллы поддерживающие поверхностные волны	103
5.1.1. Геометрия эксперимента и выбор параметров структуры кристаллов	104
5.1.2. Оптические и магнитооптические спектры в режиме изменения диэлектрической постоянной граничащей среды	109
5.2. Анализ оптических свойств плазмонных фотонных кристаллов для высокочувствительных биосенсоров	111
5.2.1. Детектирование изменения показателя преломления и биомолекулярных реакций на поверхности плазмонных фотонных кристаллов	111
5.2.2. Визуализация блоховской поверхностной волны с помощью плазмонного поглощения в плазмонных фотонных кристаллах с различным дизайном. Биосенсор на основе плазмонных фотонных кристаллов	115
5.3. Заключение по Главе 5	131

Глава 6. Особенности магнитооптического отклика субволновых плазмонных пленок на основе граната и золота

6.1. Усиление магнитооптического отклика за счет возбуждения локализованного поверхностного плазмонного резонанса	134
6.1.1. Композитные пленки на основе системы неупорядоченные наночастицы золота в матрице висмут-замещенного железиттриевого граната: режим однократного прохождения	134
6.1.2. Плазмонные структуры на основе 2D решетки наночастиц золота в матрице висмут-замещенного железиттриевого граната: режим многократного прохождения	142

6.1.3. Локализованные плазмонные резонансы в структуре на основе 2D решетки наночастиц золота в матрице висмут-замещенного железоиттриевого граната: зависимость от периода решетки	153
6.2. Сверхтонкая переключаемая ближнепольная волновая пластинка	163
6.3. Заключение по Главе 6	165
Заключение	167
Благодарности	170
Список основных публикаций по теме диссертации	171
Список цитированной литературы	175

Введение

Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию магнитофотонных кристаллов и плазмонных магнитооптических материалов. В работе демонстрируется технология изготовления кристаллов на основе железиттриевых гранатов, пленок плазмонных золото/гранат композитов и планарных периодических структур. Показаны результаты прикладных исследований и численного моделирования. Изучение перечисленных магнитооптических материалов представляют интерес: *(i)* в связи с разработкой технологии создания активных наноструктур из материалов с различными оптическими и магнитными свойствами, *(ii)* с точки зрения наблюдения в них новых фундаментальных эффектов, не наблюдающихся в обычных материалах, и *(iii)* их практического применения в быстрых компактных устройствах оптоэлектроники.

Современное развитие экспериментальной и прикладной фотоники связано с растущим потенциалом технологии роста искусственных материалов. Новые технологии позволяют изготовление композитов и периодических структур с характеристическими размерами (размер рассеивателя, постоянная решетки, размер структуры) меньше длины электромагнитных волн. Исследования объектов данного класса привели к возникновению теорий фотонных кристаллов и плазмонных метаматериалов, диффузии и андерсеновской локализации света, экспериментальной реализации и наблюдению множества новых явлений в электродинамике таких материалов [1–5]. Магнитофотонные кристаллы (МФК) [6–17] и плазмонные магнитооптические материалы [18–31] демонстрируют существенное развитие фотонных кристаллов и плазмонных структур, так как они являются активными материалами, в которых внешнее магнитное поле управляет как поляризационным состоянием, так и амплитудой пропущенного света.

Первые работы были мотивированы интересом к возможности усиления магнитооптического отклика железиттриевых гранатов за счет локализации

света в них [6–11], т.е. к достижению больших поворотов плоскости поляризации света под действием небольших внешних магнитных полей. Было показано, что слабая локализация света в слоистых структурах из граната и диоксида кремния приводит к увеличению угла Фарадеевского вращения по сравнению с углом, полученным от обычной пленки граната. В 1997 г. было продемонстрировано, что максимальное усиление вращения плоскости поляризации может наблюдаться в одномерных МФК со структурой Фабри-Перо резонатора с магнитооптическим (МО) дефектом. Десятикратное увеличение угла фарадеевского вращения было продемонстрировано с помощью экспериментальных МФК Фабри-Перо типа на основе гранатов, полученных с помощью магнетронного и ионного напыления [7,8]. Следует подчеркнуть, что в таких одномерных (1D) МФК увеличение угла фарадеевского вращения происходит вследствие локализации волны или, другими словами, реализации многопроходного режима для Фабри-Перо моды внутри оптически невзаимного материала. Такой режим приводит к суммированию поворота плоскости поляризации при каждом проходе волны через МО дефект; последнее является характерным признаком невзаимных МО материалов.

Взаимодействие света с различными структурами, поддерживающими плазмонные резонансы (метаматериалами), привлекает повышенное внимание. Сильное ближнее поле плазмонных частиц улучшает, например, чувствительность рамановского рассеяния молекул, разрешение микроскопии и литографии, увеличивает фотовольтаические свойства детекторов. Плазмонные магнитооптические материалы также оказались в центре внимания, так как угол МО вращения увеличивается (или модифицируется) и существует возможность управления оптическим сигналом, если внутрь или на поверхность МО материала поместить плазмонную систему [19–29]. В настоящее время известны плазмонные МО материалы на основе магнитный металл/благородный металл и гранат/благородный металл. Оба типа обладают особенностями в оптических и магнитооптических спектрах связанными с возбуждением локализованных плазмонов. Однако, вопрос о механизме усиления вращения плоскости

поляризации является дискуссионным и связан либо с взаимным эффектом от плазмонов (аналогичным с вращением в киральных и анизотропных материалах), либо с увеличенным спин-орбитальным взаимодействием и большей силой осциллятора электронных переходов за счет большого ближнего поля на границе МО материал/плазмонная частица.

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование взаимодействия поляризованного света с 1D, двухмерными (2D) и трехмерными (3D) МФК обладающими различными кристаллическими решетками, изучение особенностей магнитооптических спектров золото-гранат композитных пленок и планарных 2D золото/гранат структур, а также демонстрация их прикладного значения.

Актуальность работы обусловлена возросшим интересом физики активных материалов, таких как магнитооптические, к изучению наноструктур этих материалов, в том числе и с плазмонной подсистемой из благородных металлов. Векторная природа электромагнитной волны дает возможность наблюдать новые волновые эффекты в таких МО наноструктурах. Из-за возможности значительного увеличения МО отклика, управления поляризационным состоянием и направлением распространения волны, субволновые (плазмонные) магнитооптические структуры имеют широкие перспективы по практическому использованию в твердотельной электронике, значительному повышению функциональности существующих приборов и их миниатюризации.

Научная новизна результатов состоим в создании новых магнитооптических и плазмонных наноструктур и исследовании ряда новых эффектов в их оптическом и магнитооптическом отклике, а именно:

- Впервые наблюдался оптический аналог эффекта Боррманна (Vortmann Effect), оптическое таммовское состояние в МФК. Обнаружено, что резонансное взаимодействие соответствующих мод со структурой кристаллов приводит к значительному усилению угла фарадеевского вращения.
- Впервые изготовлены 2D и 3D фотонные кристаллы с помощью различных технологий. С использованием поляризованного света изучены эффекты

множественной брэгговской дифракции и их влияния на МО отклик МФК. Наблюдался эффект оптической суперпризмы и изменение поляризационных состояний дифрагированного и прошедшего света. Показано, что поляризационные состояния взаимодействующей с 2D и 3D МФК волны определяются как МО откликом магнитного материала, так и анизотропным пропусканием кристаллов вследствие их периодической структуры.

- Предложен новый тип плазмонных 1D (магнито)фотонных кристаллов, в которых сосуществуют состояния типа поверхностной блоховской волны (Фабри-Перо мода и Таммовское состояние) с поверхностным плазмонным резонансом. Исследованы МО спектры таких кристаллов в режиме пересечения двух типов резонансов.

- Экспериментально показано, что 1D ФК и МФК являются высокочувствительными оптическими сенсорами. Проведен численный анализ структуры сенсора с целью оптимизации оптического отклика и обнаружено, что кристаллы обладают откликом устойчивым к флуктуациям в экспериментальных условиях или несовершенству кристаллической структуры и значительно превосходят по чувствительности существующие оптические биосенсоры.

- Исследованы эффекты увеличения вращения поляризации и конвертации поляризации в плазмонных МО структурах (золото/гранат). Планарные золото/гранат пленки с беспорядочным и упорядоченным распределением плазмонной подсистемы изучены в однопроходном и многопроходном режимах. Впервые экспериментально показано, что усиление угла вращения, ассоциированное с возбуждением плазмонов, является обратимым (взаимным) эффектом.

- Проведено численное моделирование золото/гранат системы с 1D и 2D решеткой плазмонной подсистемы. Дана исчерпывающая интерпретация наблюдаемых особенностей в МО спектрах и найдены условия для конвертации поляризационных состояний. _____

На защиту выносятся следующие положения:

- В спектрах исследованных одномерных магнитофотонных кристаллов наблюдается поверхностное состояние интерференционной природы (оптический аналог таммовского состояния) и соответствующее увеличение угла фарадеевского вращения по сравнению с углом фарадеевского вращения неструктурированного МО материала.
- Многоволновая брэгговская дифракция в двумерных магнитофотонных кристаллах приводит к значительному росту величины магнитооптического отклика для прошедшей волны, а также смене знака магнитооптического отклика на знак противоположный отклику исходного материала.
- Линейно-поляризованный свет с длиной волны из диапазона фотонной запрещенной зоны дифрагирует на двумерных магнитофотонных кристаллах таким образом, что дифрагированное излучение является эллиптически поляризованным. При этом угол поворота главной оси эллипса поляризации значительно увеличивается по сравнению с углом поворота плоскости поляризации в случае неструктурированного магнитооптического материала.
- В спектре магнитооптического отклика плазмонных одномерных магнитофотонных кристаллов наблюдается изменение контура пика, отвечающего поверхностному состоянию. Трансформация происходит в режиме спектрального пересечения полосы поглощения поверхностного плазмонного резонанса с пиком поверхностного состояния, что приводит к инвертированию знака вращения плоскости поляризации.
- Резонансы, связанные с поверхностными оптическими состояниями в плазмонных одномерных магнитофотонных кристаллах, визуализируются за счет поглощения в плазмонном слое таких структур. Добротность наблюдаемых резонансов обеспечивает повышение разрешающей способности и улучшение робастности оптических сенсоров на основе плазмонных одномерных магнитофотонных и фотонных кристаллов.

- Возбуждение локальных поверхностных плазмонов в плазмонных магнитооптических структурах приводит к увеличению угла вращения поляризации (по сравнению с углом вращения поляризации исходного магнитооптического материала без плазмонной подсистемы). Экспериментально и с помощью численного моделирования показано, что увеличение угла вращения поляризации наблюдается в однопроходном режиме и не наблюдается в многопроходном режиме. Таким образом, исследованные плазмонные магнитооптические структуры являются взаимными вращателями поляризации.
- С помощью численного моделирования предсказано, что для плазмонных магнитооптических структур существует режим, когда угол вращения линейно-поляризованного света меняет знак и происходит переключение поляризации в линейно-независимую компоненту. Предложено использование данного эффекта для сверхтонкой перестраиваемой ближнепольной пластинки.

Результаты исследований, вошедшие в диссертацию, опубликованы в 65 статьях, из них 35 статей в реферируемых журналах, и докладывались на 40 международных конференциях.

Глава 1. Общие вопросы оптики магнитооптических материалов на примере висмут-замещенного железиттриевого граната и искусственных магнитооптических структур. Технология изготовления образцов, детали эксперимента и численного анализа

1.1. Магнитооптические эффекты

1.1.1. Микроскопическая природа магнитооптических эффектов

Магнитооптические эффекты — это явления трансформации поляризационного состояния происходящее в результате взаимодействия света с намагниченным веществом [30]. Вещество намагниченное внешним магнитным полем или обладающее постоянной намагниченностью характеризуется расщепленной системой электронных состояний (эффект Зеемана). Поэтому, процессы поглощения света с различной поляризацией сопровождаются различными электронными переходами, т. е. возникновением оптической анизотропии. Магнитооптические эффекты могут быть разделены на две группы, отличающиеся взаимной ориентацией волнового вектора \mathbf{k} и вектора магнитного поля \mathbf{H} (или намагниченности вещества \mathbf{M}). Таким образом, отличают продольную геометрию Фарадея ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$) и перпендикулярную геометрию Фогта ($\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$).

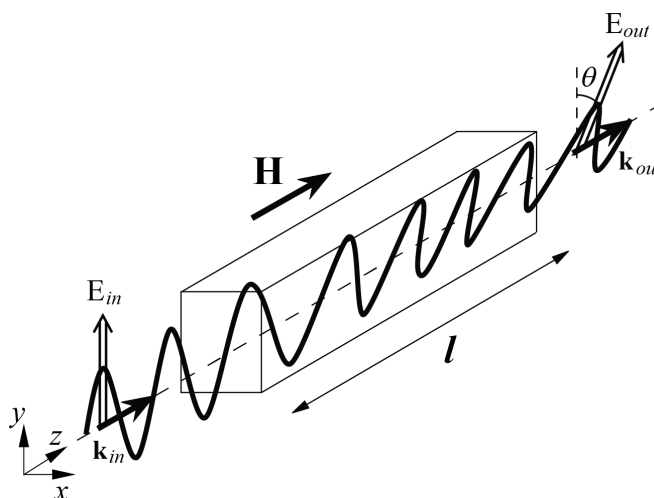


Рис. 1: Геометрия Фарадея и поворот плоскости поляризации.

М. Фарадей в 1845 г. в опытах по исследованию распространения света через намагниченное стекло открыл явление вращения плоскости линейно-поляризованного света, см. рис. 1. Угол вращения плоскости поляризации θ оказался пропорциональным величине магнитного поля H , длине пути l луча в намагниченном веществе и константе V характеризующей вещество, названной постоянной Верде:

$$\theta = V \cdot H \cdot l \quad (1.1)$$

Постоянная Верде, зависящая от магнитных свойств, определяется как удельная вращательная способность на единицу пути при единице приложенного поля (радиан/ампер). Величина постоянной Верде также зависит от длины волны света и температуры вещества.

Важной отличительной особенностью эффекта Фарадея является его так называемая невзаимность или нарушение симметрии относительно обращения времени. Дело в том, что угол вращения θ меняет свой знак при изменении направления намагниченности вещества \mathbf{M} . При фиксированном направлении \mathbf{M} , угол θ увеличивается кратно, если свет проходит несколько раз через вещество помещенное, например, между зеркалами. Заметим, что для веществ с естественной оптической активностью кратного увеличения угла поворота поляризации не происходит, и при четном количестве проходов луча восстанавливается исходная ориентация плоскости поляризации.

С феноменологической точки зрения фарадеевское вращение объясняется в рамках циркулярного дихроизма, т. е. фактом того, что существует неэквивалентность электронных переходов для света с противоположной циркуляцией вектора электрического поля \mathbf{E} . Поэтому показатели преломления для света с левовинтовой и правовинтовой циркуляцией вектора \mathbf{E} не равны $n_+ \neq n_-$. Это значит, что такие циркулярно-поляризованные волны распространяются в веществе с различной скоростью $c/n_+ \neq c/n_-$. А поскольку линейно-поляризованная волна может быть представлена как суперпозиция циркулярно-поляризованных волн с некоторым фазовым сдвигом, то угол θ

может быть описан как:

$$\theta = \omega/2c \cdot (n_+ - n_-) \cdot l, \quad (1.2)$$

здесь ω является угловой частотой, а c — скорость света. Поскольку возмущающее магнитное поле определяет частоту ларморовской прецессии электронов, то, вместо невозмущенного собственного состояния электрона, определяющегося частотой ω_0 , существуют две соответствующие левовинтовой ω_+ и правовинтовой ω_- прецессии:

$$\omega_{\pm} = \omega_0 \pm 1/2 \cdot e/m \cdot H/c, \quad (1.3)$$

e и m — это заряд и масса электрона. Итак, наличие двух частот прецессии приводит к дублетной структуре линии резонансного поглощения. Действительно, различие в резонансных частотах зеемановского дублета ω_+ и ω_- сказывается расщеплении дисперсии показателя поглощения:

$$n_{\pm}(\omega) \approx n_0(\omega) \pm dn/d\omega \cdot eH/2mc, \quad (1.4)$$

здесь $n_0(\omega)$ является показателем преломления в отсутствие намагниченности вещества. Подставляя выражения (1.2) и (1.4) в формулу (1.1), получается известная формула Беккереля для постоянной Верде:

$$V = eH/2mc \cdot \lambda \cdot dn/d\lambda, \quad (1.5)$$

$\lambda = 2\pi/\omega$ — длина волны света. Выражение (1.5) хорошо описывает экспериментальные данные для диамагнетиков в сильных полях.

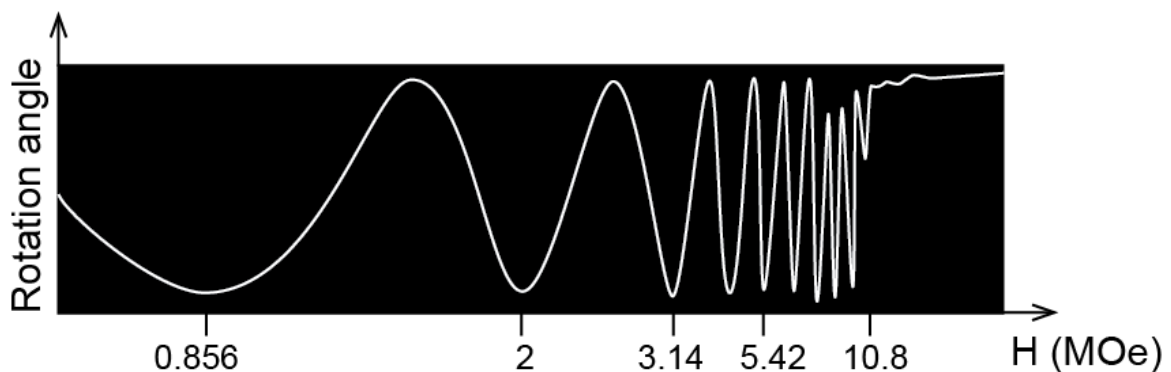


Рис. 2: Эффект Фарадея на длине волны 632.8 нм для стекла TF-5 (флинт) с $V = 0.0457$ мин/см·Гс и $l = 2.07$ мм. Расстояние между ближайшими минимумами 180° . Рисунок из работы [31].

1.1.2. Метод описания магнитооптических эффектов

Как уже обсуждалось выше, показатели преломления для лево- и правополяризованных волн отличаются в намагниченной среде и это отличие проявляется как поворот плоскости поляризации. Ниже приведен формализм для описания эффекта вращения плоскости поляризации плоской линейно-поляризованной волны \mathbf{E} распространяющейся вдоль оси z , совпадающей с направлением намагниченности вещества (рис. 1):

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp[-i\omega(t-kz)] = \mathbf{E}_0 \exp[-i\omega(t - c^{-1}nz)] \quad (1.6).$$

В общем виде волновое уравнение может быть получено из уравнений Максвелла и записано в следующем виде

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \text{grad div} \mathbf{E} = -c^{-2}(\partial^2 \mathbf{D} / \partial t^2). \quad (1.7)$$

Для мод (1.6) типа уравнение (1.7) принимает вид

$$n^2 \mathbf{E} - \mathbf{n}(\mathbf{nE}) = \varepsilon \mathbf{E}, \quad (1.8)$$

где $\mathbf{n} = (c/\omega)\mathbf{k}$ показатель преломления в векторной форме, $\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix}$ – это тензор диэлектрической проницаемости магнитного

вещества, ε_0 – диэлектрическая постоянная в отсутствии намагниченности, а g – вектор гирации (параметр, отвечающий за вращение плоскости поляризации).

Уравнение (1.8) имеет решение когда

$$\det \| n^2 \delta_{ik} - n_i n_k - \varepsilon_{ik}(\omega) \| = 0 \quad (1.9)$$

Для волны, распространяющейся вдоль оси z , выражения (1.8) принимают следующий вид:

$$(n^2 - \varepsilon_1)E_{0x} + igE_{0y} = 0 \quad (1.10)$$

$$-igE_{0x} + (n^2 - \varepsilon_1)E_{0y} = 0, \quad (1.11)$$

а для собственных мод из условия (1.9) имеем решения удовлетворяющие

$$n_{\pm}^2 = \varepsilon_1 \pm g = \varepsilon_1(1 \pm Q). \quad (1.12)$$

Таким образом, подставляя выражение (1.12) в (1.10) и (1.11), получаем две циркулярные моды, распространяющиеся в намагниченном веществе, что и

является сущностью эффекта Фарадея (без учета поглощения):

$$\mathbf{E}_+ = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \exp[-i\omega(t - c^{-1}n_+z)] \quad (1.13)$$

$$\mathbf{E}_- = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix} \exp[-i\omega(t - c^{-1}n_-z)]. \quad (1.14)$$

Рассмотрим ситуацию, когда линейно поляризованная волна с амплитудой E_0 входит в намагниченное вещество в точке с координатой $z = 0$, $E_x = E_0$, $E_y = 0$ и возбуждает две циркулярно-поляризованные моды (1.13) и (1.14):

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_-. \quad (1.15)$$

Тогда волна, выходящая из вещества в координате $z > 0$, принимает следующий вид:

$$\mathbf{E}(z) = E_0 \begin{pmatrix} \cos(c^{-1}\omega\Delta n z) \\ -\sin(c^{-1}\omega\Delta n z) \end{pmatrix} \exp[-i\omega(t - c^{-1}n_0 z)], \quad (1.16)$$

где $\Delta n = \frac{(n_+ - n_-)}{2}$ и $n_0 = \frac{(n_+ + n_-)}{2}$; если $n_0^2 = \varepsilon_1$, то с учетом (1.12) получаем

$\Delta n = (1/2)n_0 Q$. При условии, что ε_1 и Q являются вещественными величинами, то поляризация прошедшего света является линейно-поляризованной, а угол вращения поляризации равен

$$\theta = \varphi_F z = -c^{-1}\omega\Delta n z = -\frac{\omega n_0}{2c} Q z, \quad (1.17)$$

где $\varphi_F = -\frac{\pi n_0 Q}{\lambda}$ является удельным углом фарадеевского вращения на единицу длины образца. Видно, что величина угла фарадеевского вращения пропорциональна отношению недиагонального члена g тензора диэлектрической проницаемости к диагональному ε_1 ($Q = g/\varepsilon_1$).

1.2. Увеличение магнитооптического отклика на примере висмут-замещенного железиттриевого граната

Рассмотрим микроскопическую природу МО эффектов на примере висмут-замещенного железиттриевого граната ($\text{Bi}_x\text{Y}_{1-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$). Такой гранат являлся основным МО материалом, на основе которого были изготовлены обсуждаемые в данной диссертации искусственные структуры. Теория МО свойств ферритов и других оксидов на основе переходных металлов (включая гранаты) еще далека до идеальной. На сегодняшний день нет однозначного понимания об электронных переходах, отвечающих за МО эффекты и за структуру МО спектров. В рамках существующих моделей, МО активность железиттриевого граната в видимом диапазоне объясняется следующими процессами в его ионных комплексах (рис. 3): (а) электронными переходами с участием d оболочек ионов Fe^{3+} находящихся в октаэдрическом или тетраэдрическом окружении ионов кислорода, (б) переходами в комплексе Fe-O-Fe , сопровождающимися переносом заряда $2p^53d^6$ экситонами, (в) выше энергий 3.4 eV, $2p \rightarrow 3d$ переходами с переносом заряда с рождением блуждающих одноэлектронных состояний и (г) переносом заряда между парами ионов железа находящимися в разном кислородном окружении. Модель предложенная Wemple *et al.* [32] обсуждает переходы (а)–(в), а переходы (г) составляют основу модели Blazey [33].

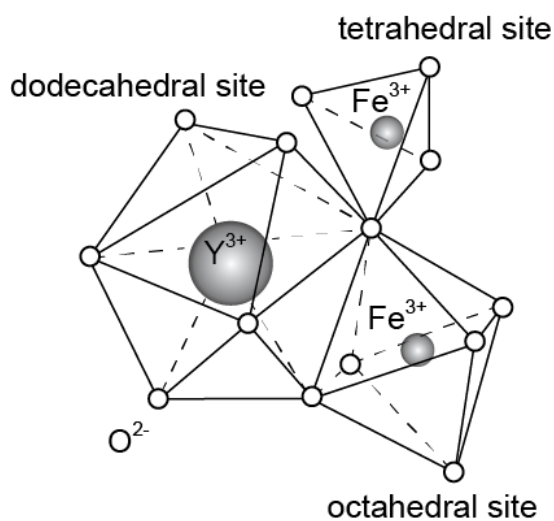


Рис. 3: Элементарная ячейка железиттриевого граната.

Было показано, что введение висмута в ячейку железиттриевого граната увеличивает МО активность, при этом с ростом концентрации висмута значительно растет поглощение света [34, 35]. Более того, присутствие висмута следующим образом влияет на магнитные свойства железиттриевого граната: растет величина намагниченности насыщения, увеличивается температура Кюри, кубическая магнитная анизотропия и магнитострикция. Магнитные свойства гранатов с примесью висмута изменяются по следующей причине. Показано, что присутствие висмута увеличивает размер элементарной ячейки граната. Это с одной стороны должно приводить к уменьшению магнитного момента на элементарную ячейку, однако, по-видимому, является причиной непрямых обменных взаимодействий между двумя ионами железа в октаэдрическом или тетраэдрическом окружении через общий ион кислорода. Такое взаимодействие также приводит к росту температуры Кюри.

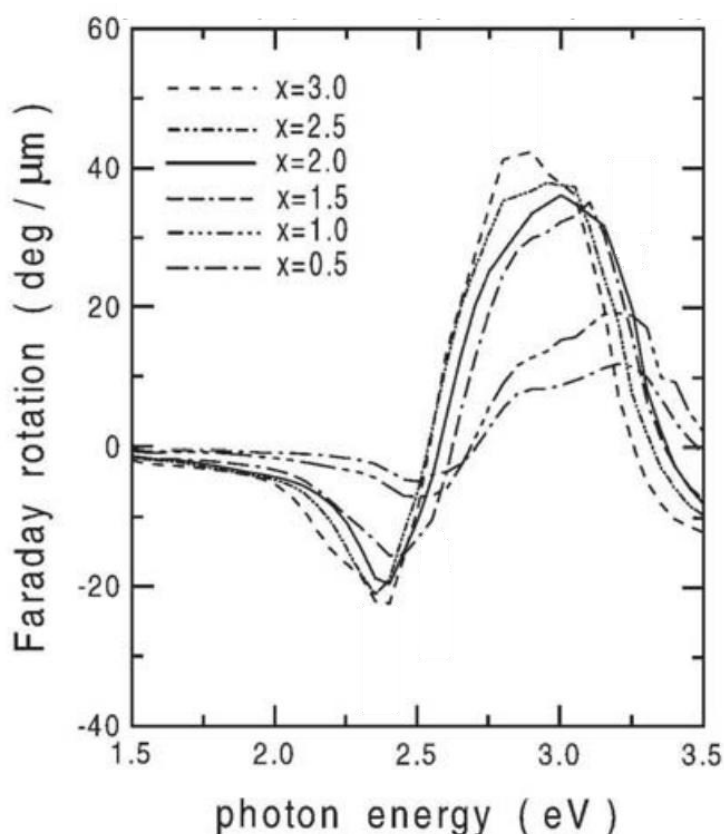


Рис. 4: Спектры фарадеевского вращения для поликристаллических образцов висмут-замещенного железиттриевого $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ с различным содержанием висмута.

Для объяснения изложенного выше были предложены «структурная» и «электронная» модели [34]. Структурная модель предполагает, что искажение локальной симметрии октаэдрического или тетраэдрического окружения меняет углы связи ионов железа с общим ионом кислорода. При этом максимальное обменное взаимодействие между ионами железа достигается, когда все три иона $\text{Fe}^{3+}-\text{O}^{2-}-\text{Fe}^{3+}$ находятся на одной линии. Однако влияние этого механизма не объясняет полностью наблюдаемые магнитные свойства. Электронная модель предполагает, (i) что к росту непрямого обменного взаимодействия приводит смешивание волновых функций висмута, кислорода и железа (т.е. примешивание $6p$ орбиталей к $2p$ орбиталиям кислорода и $3d$ орбиталиями железа) и (ii) рост спин-орбитального взаимодействия иона железа.

Рассмотрим два базисных типа электронных дипольных переходов генерирующих магнитооптические эффекты. Лево- и право-циркулярно поляризованная волна возбуждает оптические переходы при которых поглощаются соответствующие фотоны с магнитным моментом $m = \pm 1$ и, следовательно, меняется угловой момент электронной системы $\Delta M = \pm 1$ (рис. 5).

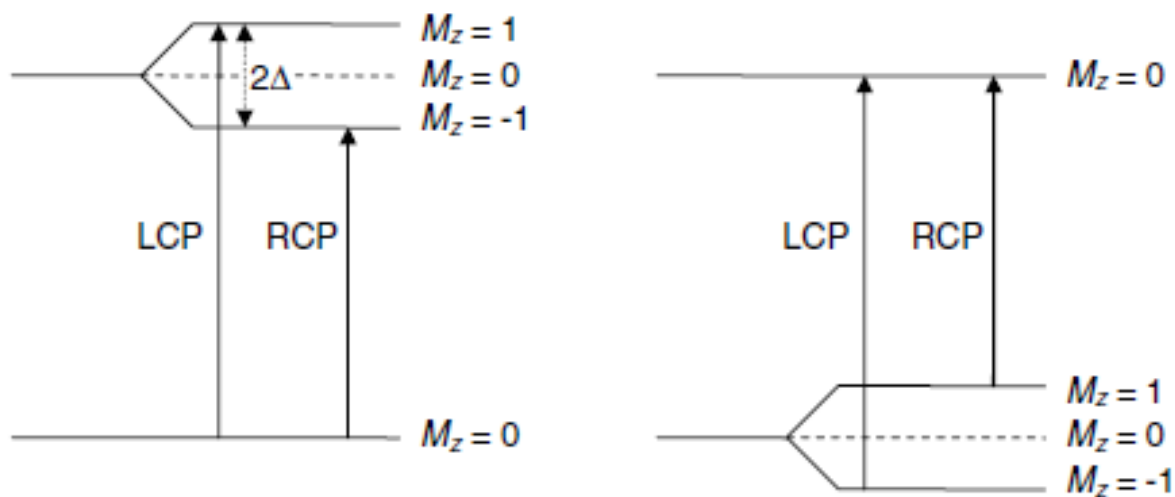


Рис. 5: Схема диамагнитных (лево) и парамагнитных (право) оптических переходов. LCP и RCP иллюстрируют процессы поглощения лево- и право-циркулярно поляризованных фотонов.

В заключение рассмотрения микроскопической природы МО эффектов заметим, что в общем случае магнитооптические эффекты являются следствием различной поляризуемости намагниченного вещества под действием лево- и право-циркулярно поляризованных волн. Обсуждаемые на рис. 5 расщепления электронных состояний вызваны электрон-электронным взаимодействием, спин-орбитальным взаимодействием, обменным взаимодействием и эффектом Зеемана. Детальное рассмотрение теории магнитооптических эффектов, формализм описания комплексного фарадеевского вращения, магнитного циркулярного дихроизма, а также геометрии исследования магнитооптического отклика изложены в книге [30]

1.3. Увеличение магнитооптического отклика за счет локализации света в микрезонаторе Фабри-Перо

Факт накопления угла фарадеевского вращения за счет многопроходности через намагниченное вещество в настоящее время применяется в оптических изоляторах. Изолятор – это устройство, защищающее лазерный источник света от отраженного излучения. Попадая в резонатор лазера, отраженный свет способен усиливаться, что приводит к паразитному сигналу. Поэтому оптический изолятор, в котором ячейка Фарадея является ключевым элементом, в свою очередь является неотъемлемым элементом лазерных систем и оптических усилителей, а также используется как отдельный элемент в оптических линиях связи. Из рисунка 5 видно, что плоскость поляризации света прошедшего дважды через фарадеевский вращатель поворачивается на 90 градусов и, с учетом взаимной ориентации двух поляризаторов, отраженное излучение не проходит к источнику.

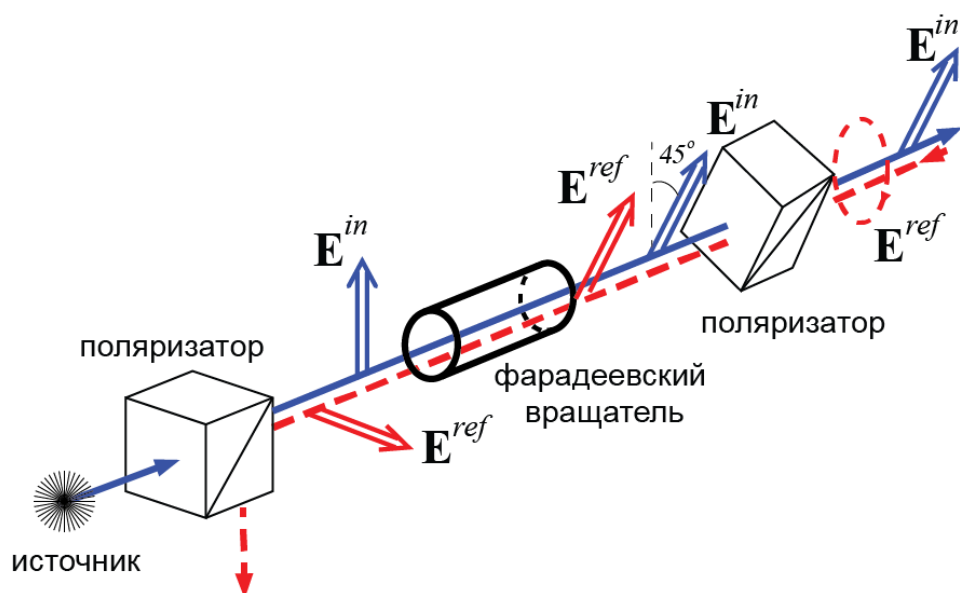


Рис. 6: Принципиальная схема магнитооптического изолятора. Векторы \mathbf{E}^{in} задают плоскость поляризации волны распространяющейся через изолятор вперед, а векторы \mathbf{E}^{ref} иллюстрируют вращение плоскости поляризации волны распространяющейся обратно к источнику излучения.

К одному из отправных источников исследований наноструктур на основе МО материалов можно отнести и работу по оптическим модуляторам [36]. В этой работе сотрудники «Bell Telephone Laboratories» представили МО модулятор, в котором пленка кристалла граната была помещена между двумя брэгговскими зеркалами. Свет с s поляризацией под некоторым углом вводился в систему зеркало/ненамагниченный гранат/зеркало многократно отражался и проходил от источника к детектору. Намагничивание граната производилось с помощью тока пропускаемого по металлическому электроду модулятора. В конфигурации с намагниченным гранатом, плоскость поляризации вращалась и p поляризованная компонента распространяющейся волны проходила через брэгговские зеркала, не достигая детектора. Ключевым свойством модулятора являлась непрерывная конвертация исходной поляризации в линейно-независимую при многократном отражении от брэгговских зеркал.

Следующий важный шаг был сделан в 1995 г. [37]. В работе изучался вклад множественных переотражений в гранатовой пленке в регистрируемый спектр

фарадеевского вращения и показано, что за счет конструктивной интерференции лучей растет величина поворота плоскости поляризации (рис. 7, из работы [38]).

Вероятно, что возникновение фундаментального и практического интереса к искусственным структурам с периодом на масштабе длины волны света – фотонных кристаллов (ФК) явилось импульсом для Inoue *et al.* [39–41] к теоретическому анализу одномерных магнитооптических структур из Bi:YIG и SiO₂ с помощью матриц переноса. Первоначальные исследования были посвящены многослойным структурам со случайной последовательностью из слоев Bi:YIG и SiO₂ [39,40]. В этих работах было показано, что рост угла фарадеевского вращения связан с локализацией света в структуре – чем больше локализация, тем больше поворот плоскости поляризации. Позже было обнаружено, что наибольший угол вращения можно получить с помощью Фабри-Перо резонатора с магнитооптическим дефектом [41,42]. На рисунке 8 показан экспериментальный образец такого резонатора и характерные спектры, демонстрирующие увеличение угла поворота плоскости поляризации за счет локализации света внутри слоя граната; для данного резонатора наблюдалось десятикратное увеличение [41].

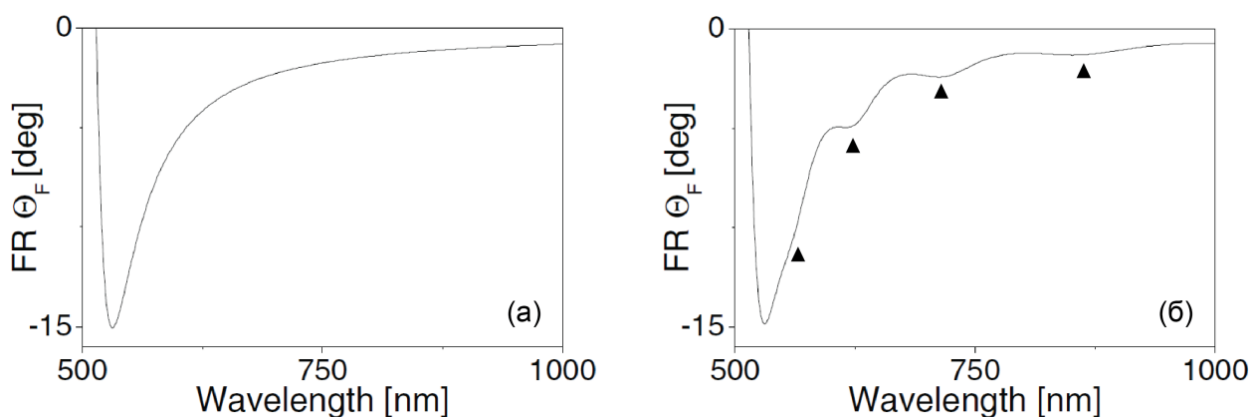


Рис. 7: Спектры фарадеевского вращения для пленки Bi₃Fe₅O₁₂ граната с толщиной 670 нм: без учета интерференции (а) и с учетом интерференции в пленке (б). Отмечены пики увеличенного угла вращения за счет конструктивной интерференции лучей испытывающих многократные отражения от границ пленки. Рисунок из работы [38].

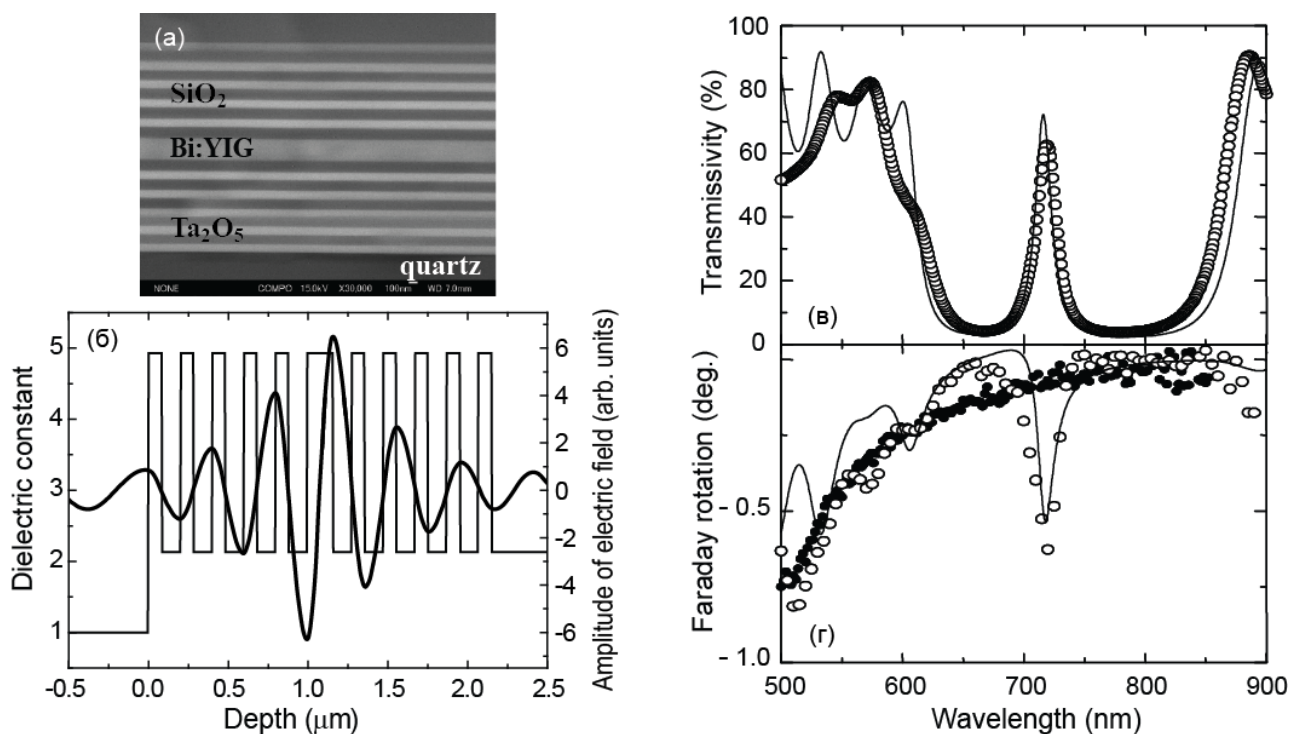


Рис. 8: (а) Изображение 1D МФК $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^5/\text{Bi:YIG}/(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^5$ со структурой Фабри-Перо резонатора; верхний индекс обозначает количество пар слоев в брэгговской зеркале. (б)–(г) Распределения амплитуды волны в образце показанном на панели (а) и его спектры пропускания и фарадеевского вращения.

Представленная микрорезонаторная структура подтвердила результаты концептуальной работы Rosenberg *et al.* [43] декларировавшей в 1964 г., что «фарадеевское вращение может быть сильно увеличено, если магнитооптический материал поместить в резонатор». Rosenberg использовал газообразное МО вещество, помещенное в оптическую схему с двумя брэгговскими зеркалами. Действительно к 2002 г., теоретические работы по исследованию одинарного и двойного магнитооптического резонатора [44] показали, что это наиболее эффективные структуры для увеличения фарадеевского вращения. Эти работы привлекли внимание нескольких научных групп и начались активные исследования в области технологии изготовления и анализа оптических свойств одномерных, двумерных и трехмерных магнитофотонных кристаллов (МФК).

Следует отметить основные сформулированные и развивающиеся направления в области МФК [11]: усиление магнитооптического отклика за счет

наноструктурирования диэлектриков – изготовления резонансных кристаллов, геликоидальные МФК, однонаправленность и управление направлением распространения света (магнитооптическая суперпризма), бистабильные МФК, плазмонные МФК, магниторефрактивные МФК, волноводные МФК и усиление нелинейных эффектов в МФК. Главы 2–5 диссертации освещают многие вопросы изготовления резонансных структур из железиттриевого граната и оптических свойств полученных МФК.

1.4. Увеличение магнитооптического отклика в плазмонных магнитооптических структурах

Взаимодействие света со структурами, поддерживающими объемный, поверхностный плазмонный или локализованный плазмонный резонанс (ЛПР) привлекает внимание, поскольку в таких системах наблюдаются новые ближнепольные эффекты и показана уникальная функциональность новых оптических элементов: аномальное пропускание, усиление рамановского сигнала, ближнепольная маскировка (cloaking), миниатюрные плазмонные волноводы, литография на масштабе меньше оптического предела и др.

Исследование плазмонных МО структур привлекает внимание в связи с вопросом о влиянии сильных ближних полей на их магнитооптические свойства. Было показано, что на частотах соответствующих плазмонному резонансу наблюдается увеличенный МО отклик. Фундаментальный интерес состоит в том, чтобы понять, может ли ближнее поле, возникающее на границе плазмонная частица/МО вещество, влиять на электронные переходы, отвечающие за МО отклик. Является ли система плазмонная частица/МО вещество невзаимной, т.е. увеличивается ли вращение поляризации в многопроходном режиме? Или же мы имеем дело с взаимным явлением, подобному эффекту вращения поляризации в веществах с естественной оптической активностью?

В прикладном аспекте плазмонные МО материалы интересны для высокоскоростного управления поляризационным состоянием волны и амплитудой сигнала под действием внешнего магнитного поля. Таким образом, плазмонные МО системы считаются перспективными, поскольку предоставляют потенциальные возможности для миниатюризации устройств посредством ближнепольной конденсации света и наносекундной модуляции оптического сигнала внешним магнитным полем.

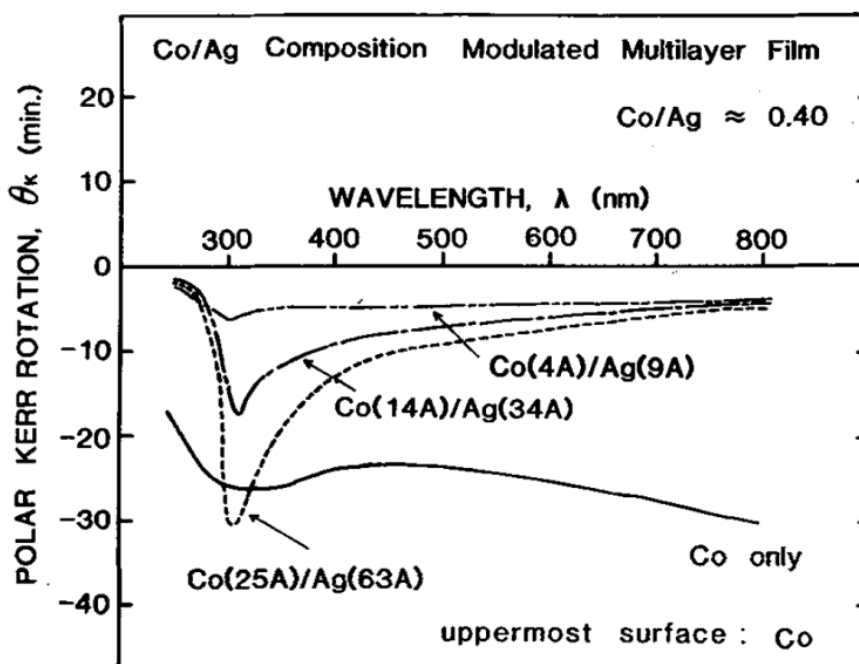


Рис. 9: Угол керровского вращения для биметаллических Co/Ag пленок, поддерживающих объемные плазмоны $\lambda = 310$ нм. Рисунок из работы [45].

Следует отметить некоторые основные работы, посвященные плазмонным МО структурам. Влияние объемных плазмонов на величину наблюдаемого вращения плоскости поляризации впервые было отмечено в 1986 г. в теоретической работе [45] и подтверждено экспериментально на биметаллических пленках [46] (рис. 9). Теоретическое рассмотрение фарадеевского вращения в результате взаимодействия света с гранулированными магнитными материалами проведено [47]. В этой и других теоретических и экспериментальных работах демонстрировалось усиление МО отклика в системах, где МО вещество находилось в контакте с тонкой металлической

пленкой из благородного металла или наночастицы [47–53]. В случае наночастиц наблюдался режим, когда естественная *МО активность граната уменьшалась* в диапазоне возбуждения ЛПР (рис. 10) [53]. Интересно, что в литературе существует дискуссия о взаимной или невзаимной природе усиленного *МО отклика*, см. например [46, 53–56]. На основании проведенных экспериментов и численного анализа в рамках диссертационной работы, в Главе 6 объясняется природа плазмонного усиления *МО отклика*.

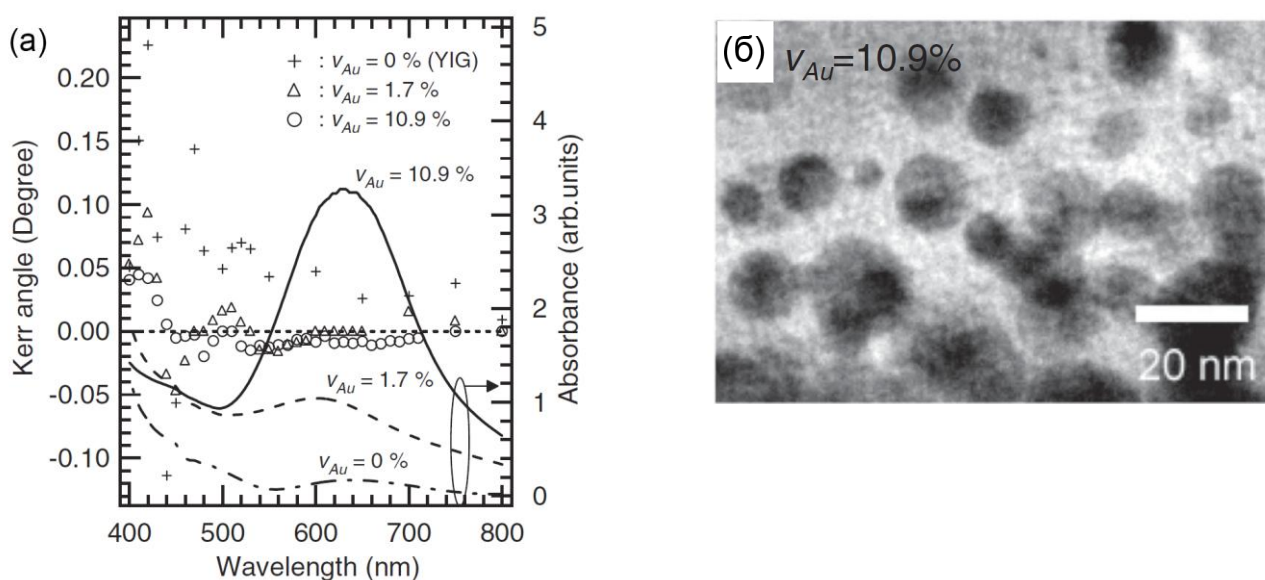


Рис. 10: Угол керровского вращения (крест, треугольник и круг) и спектры поглощения (сплошная и прерывистые кривые) для золото–железоиттриевый гранат пленок, поддерживающих локализованные плазмоны (а). В процентах указана объемная доля золота в пленке; см. изображение пленки, полученное просвечивающим электронным микроскопом (б). Рисунки из работы [48].

1.5. Общие сведения о примененных технологиях изготовления и особенностях роста искусственных структур обсуждаемых в диссертации

Для изготовления МФК диэлектрические (Ta_2O_5 , SiO_2 , Bi:YIG) материалы и металлы (Ag , Au , Pt) напылялись с помощью ионного напыления при комнатной температуре. Существенную сложность при изготовлении МФК на основе железоиттриевых гранатов составляла необходимость отжига напыленных пленок граната при температуре $700\text{--}800\text{ }^\circ\text{C}$ для кристаллизации. Это необходимый процесс, т.к. напыленная на подложку пленка имела аморфную фазу и не обладала МО откликом. При отжиге пленок граната при температурах близких к $800\text{ }^\circ\text{C}$, структура и, соответственно, оптические свойства брэгговских зеркал деградировали из-за кристаллизации как граната, так и Ta_2O_5 ; кристаллизация приводила к ухудшению интерфейсов Bi:YIG/SiO_2 и $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$. Атомная формула граната использованного при изготовлении МФК была примерно $\text{Bi}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ – $\text{Bi}_{1.5}\text{Y}_{1.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, а магнитное поле насыщения таких гранатов было 2 kOe .

Обычно 1D МФК выращивались на плоских подложках из плавленого кварца. Для изготовления МФК с двумерной периодичностью, использовался метод клонирования структуры подложки (рис. 11). Этот метод предполагает использование первоначально структурированных подложек и перенос (клонирование) симметрии подложки и, в результате, получать напыленный материал с тождественной симметрией. С помощью автоклонирования изготавливались 2D Bi:YIG слои, когда в качестве структурированной подложки использовалась пленка опала (также были изготовлены 2D Bi:YIG пленки когда в качестве зародышевого слоя использовалась 2D решетка из Pt дисков). Наиболее интересной была структура аналогичная показанной на рисунке 11 слева – объемный 2D МФК со структурой $(\text{Bi:YIG/SiO}_2)^5$.

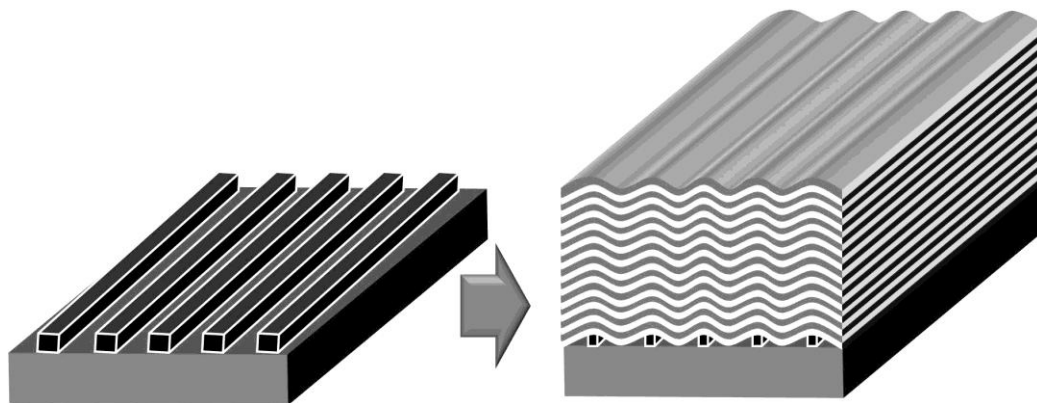


Рис. 11: Метод клонирования симметрии подложки.

Для изготовления 1D и 2D структурированных подложек использовалась электронная литография. Кроме этого, 2D и 3D МФК изготавливались на основе тонких опаловых пленок (рис. 12). Тонкие опаловые пленки были получены с помощью вертикального осаждения сферических частиц аморфного кремнезема SiO_2 на стеклянные и кварцевые плоские подложки [57]. Объемные 3D МФК синтезировались на основе объемных опалов, полученных с помощью седиментации [58]. В последнем случае опаловая матрица использовалась как контейнер для магнитного вещества (рис. 12). Вакантное пространство между сферическими SiO_2 частицами заполнялось золь-гелями солей магнитных металлов или нитридами веществ для синтеза соответствующих магнетиков. После заполнения солями производились реакции восстановления с образованием магнетита и различных ферримагнитных или парамагнитных гранатов [59, 60].

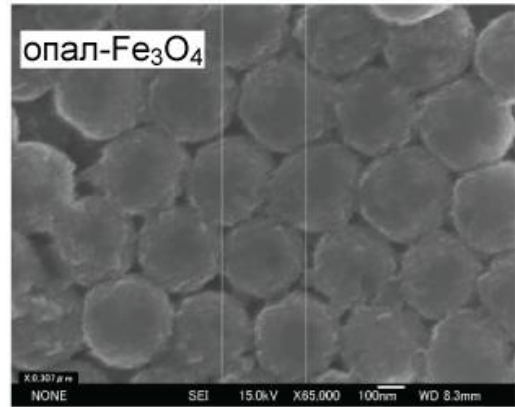
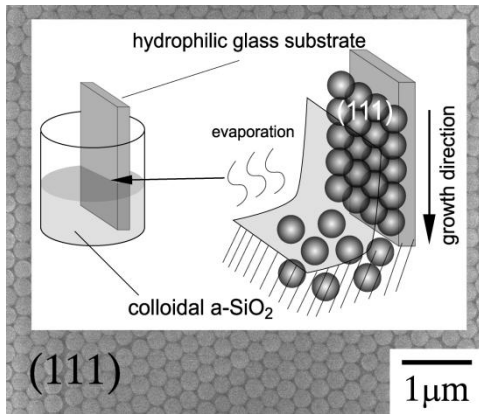


Рис. 12: Метод вертикального осаждения сферических частиц на гидрофильную подложку (слева) и (111) поверхность опаловой пленки. Опаловая матрица с непрерывной сетью пустот заполненных магнетитом (справа).

1.6. Экспериментальные установки

При выполнении данной работы использовалась оригинальная установка NeoArkBH-M600VIR-FKR-TU сконструированная компанией NeoArk (Япония). Для измерения углов вращения плоскости поляризации и эллиптичности использовалась схема с вращающимся анализатором.

Важной особенностью являлось то, что МО величины измерялись в противоположно направленных внешних магнитных полях (\mathbf{H}^+ и \mathbf{H}^-); например, угол вращения плоскости поляризации $\theta(\mathbf{H}^+)$ и $\theta(\mathbf{H}^-)$. Дважды измеренный сигнал анализировался программным обеспечением, а результат $\theta(\mathbf{H}) = \{\theta(\mathbf{H}^+) - \theta(\mathbf{H}^-)\}/2$ являлся измеренным МО откликом материала. *Процедура усреднения измеряемых величин $\theta(\mathbf{H}^+)$ и $\theta(\mathbf{H}^-)$ необходима для вычета немагнитооптического вклада в величину вращения поляризации.* Таким вкладом может быть, например, вращение поляризации связанное с обычной оптической активностью (директором жидкого кристалла, осью анизотропии). Однако при измерении МО отклика какого-либо жидкого кристалла такое вращение не будет учитываться и влиять на величину $\theta(\mathbf{H})$. Эллиптичность определялась как $\psi = \arctg(\sqrt{I_{\min}/I_{\max}})$, I_{\min} и I_{\max} – это минимальная и максимальная интенсивности света (после взаимодействия с образцом) прошедшего через вращающийся анализатор.

Установка позволяла размагничивать исследуемые структуры с помощью убывающего переменного магнитного поля, измерять оптические и магнитооптические спектры в геометриях отражения, пропускания и дифракции и анализировать эллиптичность волны (рис. 13). Важно отметить, что измерения проводились и для сигналов с предельно малыми интенсивностями с помощью фотоумножителя работающего в режиме счета фотонов.

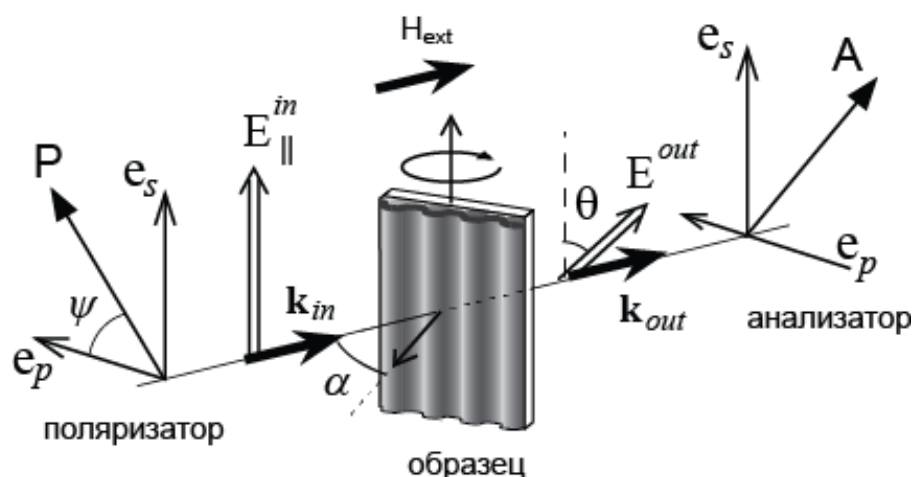


Рис. 13: Схема эксперимента для измерения оптических и магнитооптических свойств. Поляризатором **P** (углом ψ) задавалась плоскость поляризации падающего луча, вращающийся держатель задавал угол падения α , а с помощью вращающегося анализатора **A** детектировался угол поворота плоскости поляризации (или главной оси эллипса поляризации) θ и максимальную/минимальную амплитуду прошедшего (дифрагированного) луча как функцию угла вращения анализатора. После измерения МО спектра [т.е. зависимости $\theta(\lambda)$], направление внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} менялось на противоположное: в направлении \mathbf{H}^+ и противоположно \mathbf{H}^- волновому вектору \mathbf{k}_{in} .

1.7. Теоретический и численный анализ

Моделирование оптических и магнитооптических свойств исследованных одномерных структур проводилось с помощью формализма матриц переноса. В случае двумерных и трехмерных объектов, их свойства анализировались численно с помощью метода конечных элементов с использованием программы Comsol Multiphysics 4.2a. Анализ проводился с использованием оптических и магнитооптических констант восстановленных из эксперимента, а также

использовались параметры диэлектриков и металлов из работ [61, 62]. Таким образом, при моделировании не допускались идеализации, за исключением следующих случаев: (i) обсуждения запрещенной фотонной зоны и эффекта Боррманна (Глава 2) и (ii) анализа свойств магнитооптической суперпризмы, когда увеличивался параметр, отвечающий за гиротропию граната [63] (Глава 3).

Определение угла поворота поляризации в программе Comsol Multiphysics 4.2a проводилось в модели с периодическими граничными условиями вдоль осей x и y , при использовании рассеивающих граничных условий для описания источника волны и детектора волны (граничное условие «детектор»), расположенных вдоль оси z [см. рис. 85(г)] и с использованием следующих выражений на «детекторе»: угол поворота плоскости поляризации $\theta(\mathbf{H}) = \arctan(\mathbf{E}_x/\mathbf{E}_y)$ [$\text{atan}(\text{emw.E}_x/\text{emw.E}_y)$ в Comsol], и сдвиг фазы между \mathbf{E}_x и \mathbf{E}_y компонентами прошедшей волны был $\varphi(\mathbf{H}) = \text{аргумент}(\mathbf{E}_y) - \text{аргумент}(\mathbf{E}_x)$ [$\text{arg}(\text{emw.E}_y) - \text{arg}(\text{emw.E}_x)$ в Comsol].

Глава 2. Усиление фарадеевского вращения с помощью одномерных магнитофотонных кристаллов с различной структурой

2.1. Магнитооптический аналог эффекта Боррманна

Эффект Боррманна заключается в аномально повышенном пропускании волн рентгеновского диапазона кристаллами вследствие спектральной зависимости пространственного распределения электромагнитного поля в кристаллической решетке. Этот эффект наблюдался на кварце и кальците [64,65]. Лауэ дал следующую интерпретацию особенностей в спектрах пропускания кристаллов [66]: волны рентгеновского диапазона, взаимодействующие с периодической решеткой атомов, представляют собой стоячие волны в кристалле. В зависимости от длины волны максимальная амплитуда стоячей волны может приходиться на либо атом, либо на промежуток между атомами. Таким образом, поглощение света существенно уменьшается, если пучность стоячей волны находится в промежутке между атомами.

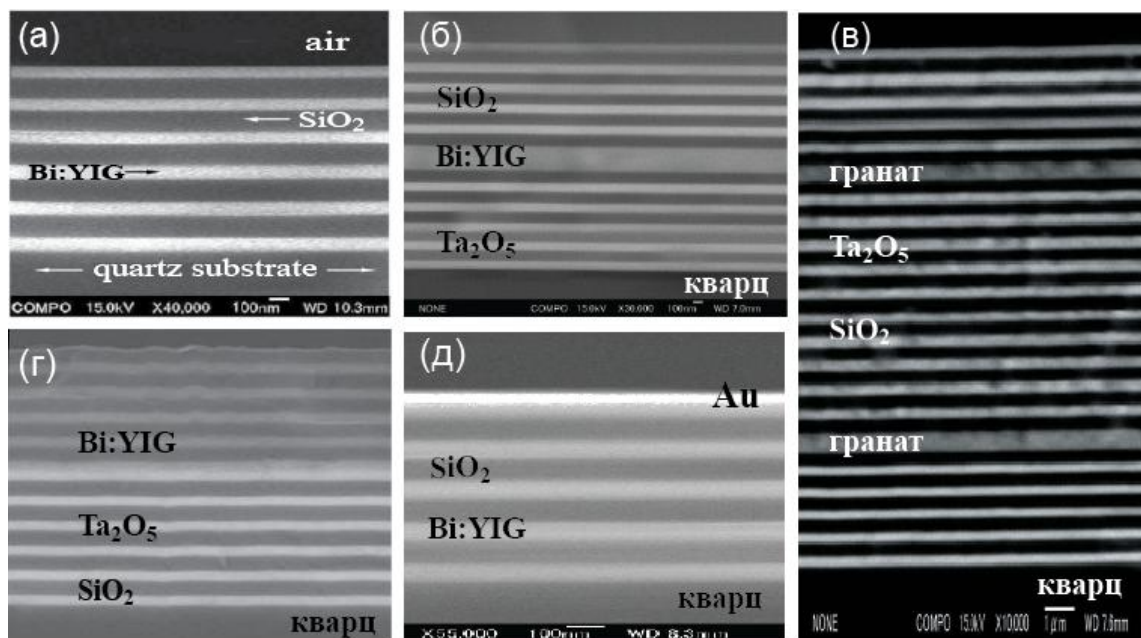


Рис. 14. Изображения различных 1D МФК, полученные сканирующим электронным микроскопом: (а) многослойная структура, (б) микрорезонатор Фабри-Перо, (в) двойной микрорезонатор Фабри-Перо, (г) и (д) таммовские структуры.

Эффект Боррманна должен проявляться в оптическом (и других) спектральном диапазоне, вследствие пространственной модуляции показателя преломления в фотонных кристаллах и существования в них стоячих волн отвечающим условиям брэгговской дифракции. Оказалось, что 1D МФК являются прекрасной демонстрацией эффекта Боррманна в фотонных кристаллах [67,68]. Перед обсуждением экспериментальных и теоретических спектров проведем аналитическое рассмотрение эффекта Боррманна в 1D МФК.

Итак, пусть волна распространяется в кристалле, изготовленном из слоев Bi:YIG и SiO_2 показанном на рис. 14(a); слои характеризуются диэлектрическими константами ε_1 и ε_2 и толщинами d_1 и d_2 . Электромагнитные поля на каждой границе каждого слоя связаны линейно в силу линейности уравнений Максвелла:

$$\begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix}_{\text{слева}} = T \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix}_{\text{справа}}, \quad (2.1)$$

где T – это матрица переноса. Для однородного слоя матрица переноса имеет следующую форму:

$$T = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}d\right) & i\sqrt{\varepsilon}\sin\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}d\right) \\ \frac{i}{\sqrt{\varepsilon}}\sin\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}d\right) & \cos\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}d\right) \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Матрица переноса для некоторого количества слоев равна произведению матриц уединенных слоев (2.2), а для бесконечного количества слоев применима теорема Блоха. При распространении волны через элементарную ячейку кристалла (в нашем случае два слоя), вследствие теоремы Блоха, собственное решение отличается только фазой и можно записать следующее выражение:

$$\begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix}_{\text{слева}} = e^{ik_{Bl}a} \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix}_{\text{справа}}, \quad (2.3)$$

где $a = d_1 + d_2$ – размер элементарной ячейки, а k_{Bl} – блоховский волновой вектор.

Из сравнения выражений (2.1) и (2.3) видно, что $e^{ik_{Bl}a}$ является собственным значением матрицы переноса. Таким образом, для 1D ФК с элементарной ячейкой из двух слоев получается дисперсионное соотношение:

$$\cos(k_{Bl}a) = \cos\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}d_1\right)\cos\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_2}d_2\right) - \frac{1}{2}\left(\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} + \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}d_1\right)\sin\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_2}d_2\right). \quad (2.4)$$

В низкочастотном пределе $k_{Bl} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 d_1 + \varepsilon_2 d_2}{a}}$, поэтому дисперсия $k_{Bl}(\omega)$ является линейной функцией. Для брэгговского условия выполняется соотношение

$$\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} d_1 + \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2} d_2 = \pi \quad (2.5)$$

и правая часть выражения (2.4) становится равной $-1 - \frac{(\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2})^2}{2\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2}} \sin^2\left(\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} d_1\right)$;

это отрицательная величина, следовательно k_{Bl} – это комплексное число.

Проведенный анализ показывает, что распространение волны запрещено вследствие резонансного брэгговского отражения от ФК при этом возникает фотонная запрещенная зона (ФЗЗ), см рис. 15 и 16. Во-вторых, групповая скорость волны стремится к нулю для мод в окрестности краев ФЗЗ.

Различные области физики оперируют волновыми явлениями. Однако заметим разницу – в физике твердого тела волновая функция электрона является скалярной, тогда как электродинамика оперирует векторными полями. Это различие становится ключевым при рассмотрении свойств магнитооптических материалов, описываемых тензором «вращающим» плоскость поляризации волны

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Важно, что гиротропия g оптических материалов относительно малая величина, поэтому управление направлением распространения волны в МФК под действием внешнего магнитного поля на практике не реализуется [63], хотя теоретически демонстрируется в работах [69–73]. Тем не менее, при намагничивании МФК, можно наблюдать превращения ФЗЗ, измеряя угол фарадеевского вращения.

Действительно, как обсуждалось в Главе 1, угол фарадеевского вращения является результатом расщепления дисперсии для лево- и право-циркулярно поляризованного света:

$$k_{left}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon + g} \text{ и } k_{right}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon - g}, \quad (2.7).$$

где k_{left} и k_{right} – волновые вектора циркулярно поляризованных волн. При этом выражение для угла фарадеевского вращения (1.17) можно записать в следующей форме:

$$\theta = \frac{1}{2}(k_{left}l - k_{right}l) = \frac{\omega}{2c}(\sqrt{\varepsilon + g} - \sqrt{\varepsilon - g})l \approx \frac{\omega gl}{2c\sqrt{\varepsilon}} \quad (2.8)$$

Вернемся к обсуждению эффекта Боррманна и проиллюстрируем дисперсию волнового вектора блоховской волны $k_{Bl}(\omega)$ в случае 1D МФК, см. рис. 15. Видно, что функция $k_{Bl}(\omega)$ – это линейная функция в диапазоне малых частот, а угол фарадеевского вращения практически не отличается от угла для однородной пленки граната; монотонные участки спектра на рис. 15(б). Однако, зависимости $k_{left}(\omega)$ и $k_{right}(\omega)$ становятся более и более пологими кривыми при приближении к краю ФЗЗ. Это иллюстрирует уменьшение групповой скорости волны $\frac{\Delta\omega}{\Delta k}$ и приводит к тому, что угол фарадеевского вращения (2.8) для волны с частотой ω^* увеличивается вследствие увеличения разности $|k_{left}(\omega^*) - k_{right}(\omega^*)|$. При этом возникает спектральная зависимость пространственного распределения поля внутри кристалла.

Проанализируем экспериментальные и теоретические спектры 1D МФК на основе многослойной структуры (SiO₂/Bi:YIG)⁵, показанной на рисунке 14 (а). Кристалл был изготовлен из $\lambda/4$ слоев SiO₂ (150 нм) и Bi:YIG (100 нм); профиль показателя преломления показан на рис. 16 (а). В спектре пропускания кристалла наблюдалась полоса непропускания вследствие брэгговской дифракции [рис. 16 (б)]. Максимальные величины угла фарадеевского вращения наблюдались для $\lambda_1 = 720$ нм и $\lambda_2 = 1070$ нм. Из расчета поля внутри кристалла видно, что электрическое поле моды соответствующей низкочастотному краю ФЗЗ (черная кривая, $\lambda_2 = 1070$ нм) локализуется преимущественно в слоях с большим показателем преломления (Bi:YIG), а в слоях с меньшим показателем преломления (SiO₂) концентрируется мода (серая кривая, $\lambda_1 = 720$ нм),

отвечающая высокочастотному краю ФЗЗ. Отмеченные выше конфигурации полей в ФК являются проявлением эффекта Боррманна, а спектры МФК визуализируют эффект посредством увеличенного МО отклика на краях ФЗЗ (рис. 15 и 16). В следующей подсекции будут обсуждаться свойства кристаллов, в которых изученная многослойная структура будет одним из элементов более сложных 1D МФК.

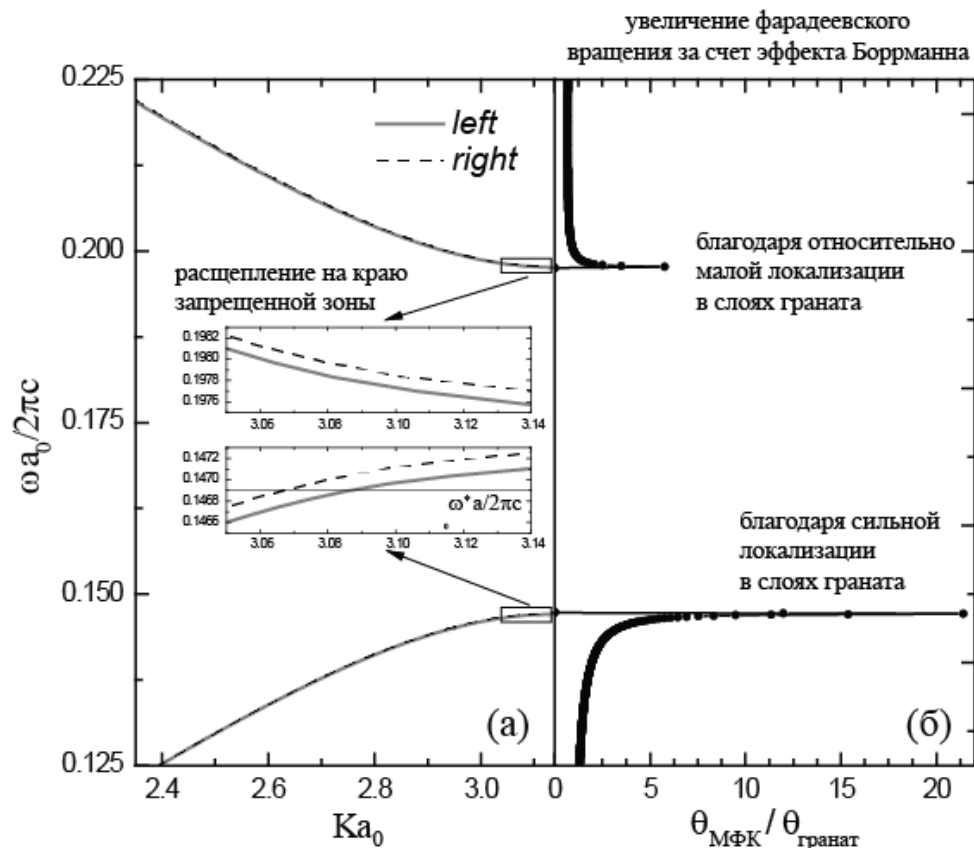


Рис. 15. (а) Фотонная зонная структура 1D МФК для циркулярно-поляризованных волн рассчитанная для нормального падения. SiO_2 слои имели $\epsilon_1 = 2.1$ и Bi:YIG слои описывались диагональной компонентой тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_2 = 5.6$ и гирацией $g = 0.1$ (значительно завышенное значение); поглощение и дихроизм не учитывались в расчете. (б) Спектр угла фарадеевского вращения МФК отнесенный к величине фарадеевского угла для граната толщиной равной той, что использовалась при расчете МФК; спектр рассчитан для структуры из двадцати элементарных ячеек $\text{Bi:YIG/SiO}_2 - (\text{Bi:YIG/SiO}_2)^{20}$.

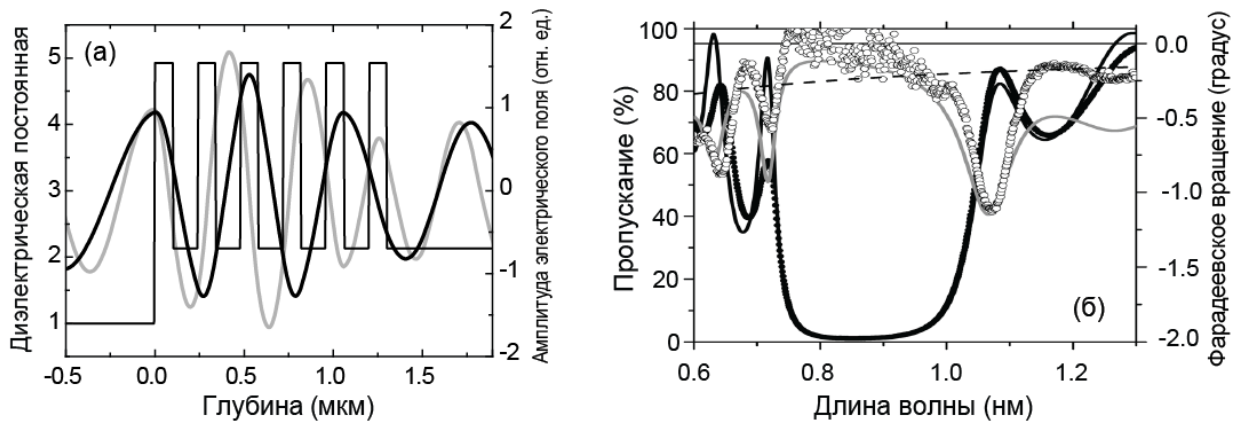


Рис. 16. (а) Пространственное распределение диэлектрической константы в 1D МФК, изображенного на рис. 14(а) и распределение амплитуды электрического поля резонансных волн в кристалле: серая линия отвечает коротковолновому краю полосы пропускания (или высокочастотный край на рис. 15), а черная линия – длинноволновый край (или низкочастотный край на рис. 15). (б) Спектр пропускания (заштрихованный круг) и спектр фарадеевского вращения (круг) кристалла. Сплошные линии показывают расчетные спектры, прерывистая линия иллюстрирует величину угла фарадеевского вращения граната с толщиной равной толщине граната в кристалле. Экспериментальные спектры измерены для нормального падения. Гранат был намагничен до насыщения.

2.2. Двойной магнитооптический резонатор Фабри-Перо

Пик резонансного пропускания в спектре 1D МФК на основе микрорезонатора Фабри-Перо расщепляется при намагничивании вследствие различия показателей преломления для лево- и право-циркулярно поляризованных волн. Теоретически это вызывает нежелательный эффект – уменьшение интенсивности пропущенного света [44]. По этой фундаментальной причине, величины пропускания и угла МО отклика всегда являются

компромиссом. Было показано, что 1D МФК на основе двойного Фабри-Перо резонатора обеспечивает максимально возможное пропускание и большой, вплоть до 45 град., угол фарадеевского вращения [44]. Такие характеристики достигаются из-за взаимодействия связанных резонаторов и специфическим расщеплением Фабри-Перо резонансов для циркулярно поляризованных мод, когда существует идеальное наложение пика соответствующего лево-циркулярно поляризованной моды на пик для право-циркулярно поляризованной моды.

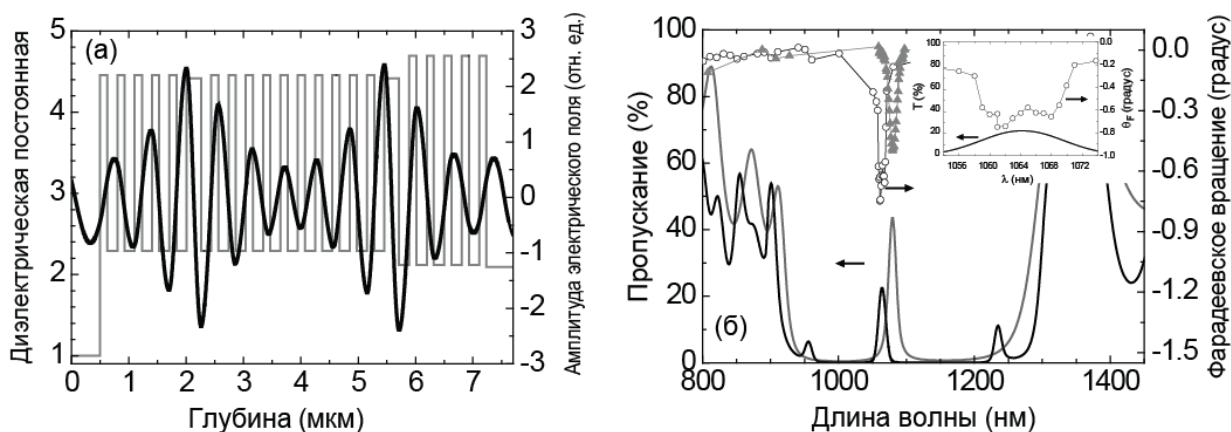


Рис. 17: (а) Распределение диэлектрической постоянной и амплитуды электрического поля резонансной моды $\lambda = 1080$ нм в двойном микрорезонаторе, см. рис. 14 (в). (б) Спектры пропускания и угла фарадеевского вращения двойного (черная кривая и круг) и одинарного (серая кривая и треугольник) микрорезонатора Фабри-Перо. Вставка иллюстрирует расщепление пика в спектре вращения плоскости поляризации.

В соответствии с теоретическим анализом, были изготовлены 1D МФК на основе двойного микрорезонатора Фабри-Перо со структурой $3/\Gamma/3/P/3/\Gamma/3$, где 3 – $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^5$ [или $(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^5$] брэгговское зеркало, Γ – слой граната $(\text{Bi}_{0.5}\text{Dy}_{0.7}\text{Y}_{1.8}\text{Fe}_{3.3}\text{Al}_{1.7}\text{O}_{12})$ с оптической толщиной $\lambda/2$, P – разделительный SiO_2 слой с оптической толщиной $\lambda/4$ [74], см. рис. 14 (в). Рисунок 17 иллюстрирует распределение диэлектрической постоянной и распределение амплитуды электрического поля резонансной волны (гранат немагнитен). На основании работы [44] ожидался значительный рост фарадеевского вращения. Однако

эксперимент показал, что добротность и соответственно МО отклик достигает больших значений не для двойного, а для одинарного микрорезонатора, см. рис. 17 (б). Тот факт, что наблюдался двойной пик в спектре угла фарадеевского вращения говорит о резонансном взаимодействии между слоями граната, см. вставку к рис. 17 (б).

Малый угол вращения плоскости поляризации указывает на то, что добротность 1D МФК на основе двойного микрорезонатора значительно понижалась в процессе его формирования. Причиной этого являлась необходимость последовательного напыления всех слоев структуры кристалла и последовательного отжига слоев граната для кристаллизации. Как следствие, оптическое качество и тождественность оптических свойств брэгговских зеркал не выдерживались. Для преодоления этой проблемы была привлечена технология адгезивного прилипания одинарных микрорезонаторов для формирования двойного. Однако изготовленные структуры также не имели заявленных в теории МО свойств [75]. Следует заметить, что, в ряде экспериментов, применение адгезии было затруднено из-за деформации поверхности МФК, возникающей в результате поверхностного натяжения из-за различия механических свойств напыляемых материалов и подложки. В наиболее удачных образцах, для компенсации этой деформации напылялась SiO_2 пленка на противоположную сторону подложки. Впоследствии, чтобы сохранить оптические характеристики брэгговских зеркал использовалось сфокусированное лазерное излучение для локального нагрева граната с его селективной кристаллизацией [76].

2.3. Магнитооптический аналог состояния Тамма

Перед обсуждением свойств 1D МФК, поддерживающих поверхностные оптические состояния, следует еще раз обратиться к МО микрорезонатору Фабри-Перо. В случае микрорезонаторной структуры увеличение МО отклика происходит по причине конструктивной интерференции (или локализации) света в одном слое граната – оптическом дефекте структуры, см. рис. 8. Таким образом, слой граната совмещает две функциональности – магнитооптический материал и резонаторный слой. Отличием структур, обсуждаемых в этой секции является то, что МО материал периодически распределен по структуре $(\text{Bi:YIG/SiO}_2)^n$ 1D МФК, а локализация света в гранате и резонансное прохождение света происходит вследствие особых условий, созданных на поверхности такого кристалла [77–85].

Для образца, показанного на рис. 14 (г), оказалось, что граница между двумя ФК является причиной возникновения локализованного состояния, а резонансная частота лежит внутри перекрывающихся ФЗЗ двух ФК. Действительно, собственное решение внутри каждого из ФК является блоховской функцией вида $f(z)e^{ik_{Bl}z}$, где $f(z)$ – периодическая функция. Анализ таммовской структуры показывает, что для частот из диапазона ФЗЗ интенсивность электромагнитного поля экспоненциально убывает от границы вглубь каждого из ФК (т.к. в этом случае k_{Bl} является мнимым числом) при этом поле модулируется функцией $f(z)$. Таким образом, в случае двух граничащих ФК, обе $f(z)$ функции могут удовлетворять граничным условиям для экспоненциально убывающих от границы блоховских волн. Именно такое решение по смыслу является поверхностным состоянием и есть прямой оптический аналог известного в физике твердого тела состояния Тамма [86]. Другой представитель оптической таммовской структуры может быть система из ФК и прилегающей пленки с отрицательной диэлектрической постоянной.

На основе теоретических работ [87,88] были изготовленные и изучены

образцы магнитооптических таммовских структур [рис. 14 (г) и (д)]. Рисунок 18 иллюстрирует характерное распределение амплитуды электрического поля и спектры таммовской структуры состоящей из смежных немагнитного ФК и магнитного МФК – кварцевая подложка/ Ta_2O_5 / $(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^5$ / $(\text{Bi:YIG}/\text{SiO}_2)^5$. Более простая таммовская структура – кварцевая подложка/ $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5$ / Au – обсуждается на рис. 19.

Для обеих реализаций характерно, что амплитуда электрического поля резонансной волны достигает своего максимума в окрестности интерфейса МФК и смежного материала и экспоненциально спадает вдали от интерфейса. Такое таммовское распределение поля подтверждается наблюдением резонансного пропускания и увеличенного угла фарадеевского вращения в спектрах структур за счет увеличенной амплитуды поля в слоях граната. Из спектров таммовской структуры (рис. 18) видно, что наблюдается резонанс $\lambda = 800$ нм, а угол фарадеевского вращения больше на порядок чем угол вращения поляризации для реперной слоистой структуры $(\text{Bi:YIG}/\text{SiO}_2)^5$. Следует заметить, что качественно и по величине измеряемых сигналов данная реализация МФК очень близка к одиночному микрорезонатору Фабри-Перо.

Рассмотрим оптическое таммовское состояние в МФК со структурой $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5/\text{Au}$, где периодичность структуры прерывается 40-нм пленкой золота с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Состояние на $\lambda = 780$ нм наблюдается внутри стоп-зоны (в диапазоне длин волн 600–850 нм). Интенсивность пропускания была 25%, а угол фарадеевского вращения составлял -0.4° (рис. 19). Отметим, что данная таммовская структура демонстрирует однозначно оптическую аналогию электронного состояния Тамма. Что касается реперной слоистой структуры $(\text{Bi:YIG}/\text{SiO}_2)^5$, хорошо наблюдался пик $\lambda = 875$ нм связанный с эффектом Боррманна.

Работы по исследованию 1D МФК показали, что такие кристаллы имеют хорошую перспективу для их прикладного использования в оптических пространственных модуляторах [89] (см. список литературы к главе 8 в книге [11]).

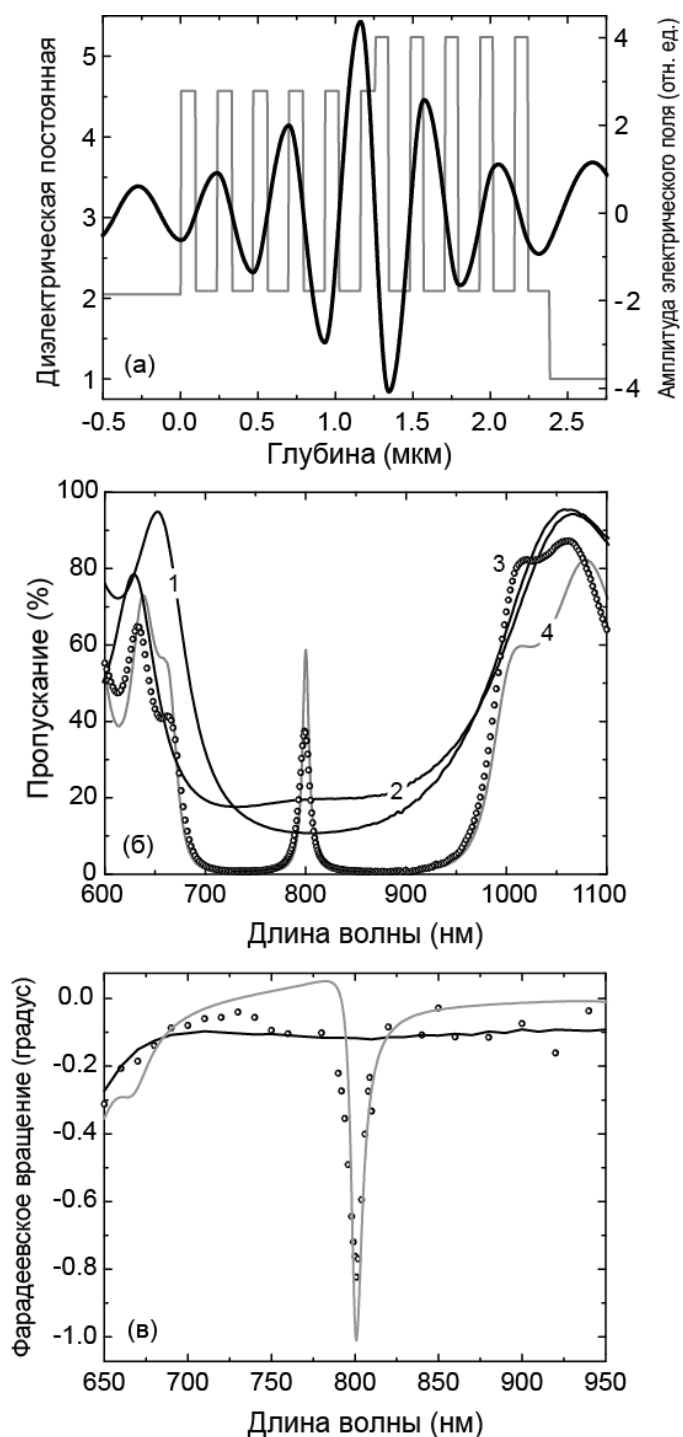


Рис. 18: (а) Распределение диэлектрической постоянной для МФК, показанного на Рис. 14(г), и амплитуда электрического поля резонансной волны. (б) Спектры пропускания немагнитного ФК (кривая 1) и магнитного ФК (кривая 2). Пропускание МФК, состоящего из двух ФК, (кривая 3) и расчетный спектр (кривая 4). (в) Спектр фарадеевского вращения: реперная ($\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG}$)⁵ структура (черная линия), МФК – эксперимент (кружки) и расчет (серая линия).

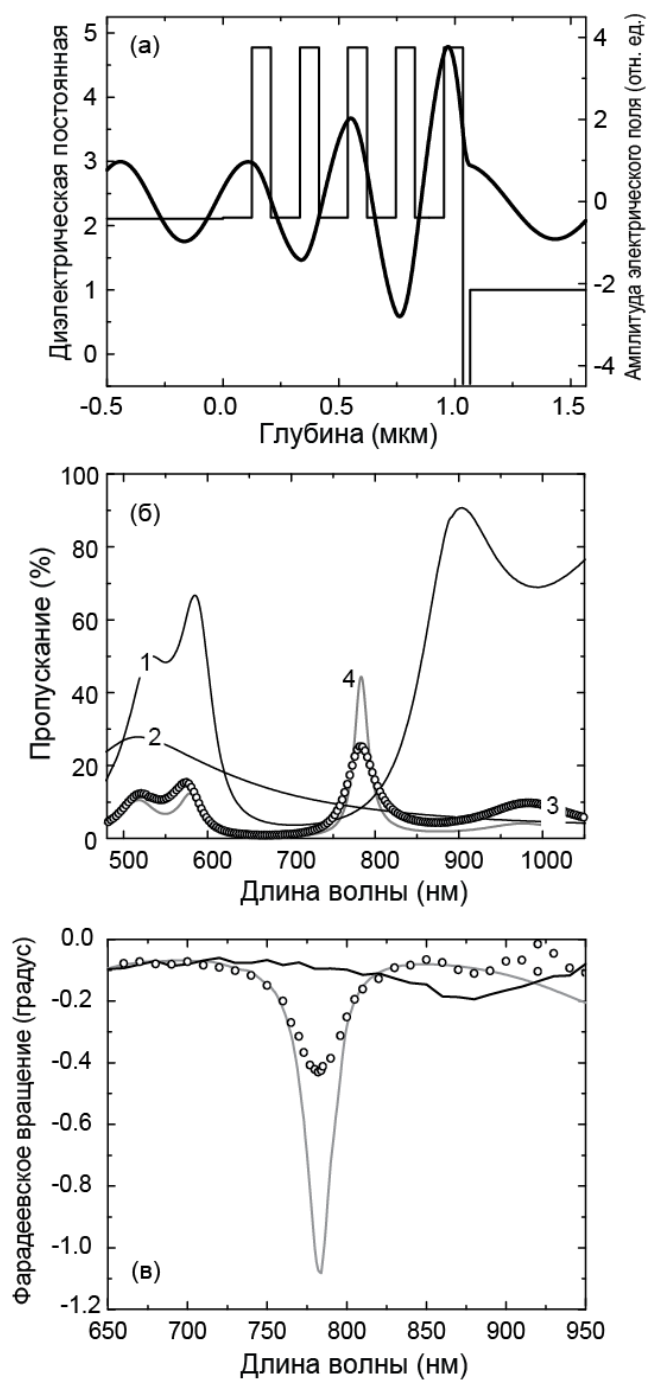


Рис. 19: (а) Распределение диэлектрической постоянной для МФК, показанного на Рис. 14 (д), и амплитуда электрического поля резонансной волны. (б) Спектры пропускания реперной $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5$ структуры (кривая 1) и пленки золота (кривая 2). Спектры пропускания $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5/\text{Au}$ структуры (кривая 3) и расчетный спектр – кривая 4. (в) Спектр фарадеевского вращения: реперная $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5$ структура (черная линия, эксперимент) и $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5/\text{Au}$ структура (кружок – эксперимент, серая линия – расчет).

2.4. Заключение по Главе 2

В заключении важно подчеркнуть, что наноструктурирование магнитооптических материалов позволило не только получить повышенный МО отклик от использованного граната, что востребовано в таких приложениях как оптический изолятор и модулятор, но и наблюдать новые оптические эффекты. В Главах 3, 5 и 6 будут обсуждаться принципиально новые функциональности МФК. Здесь же следует отметить уникальное свойство таммовских структур. Дизайн таких структур позволяет усилить величину амплитуды электромагнитной волны в активном материале, размещенном на интерфейсе, внутри или на поверхности ФК [90] и возбудить плазмон-поляритон распространяющийся на дальнее расстояние [91]. Как будет показано в Главе 5, такие структуры привлекательны для оптических сенсоров, когда их оптические спектры сильно модифицируются при малом изменении показателя преломления вещества смежного с пленкой благородного металла. На основе первоначальных исследований оптических (фотонно-кристаллических) аналогов таммовских структур, впервые экспериментально исследованы вопросы взаимодействия резонансов разной природы, возбуждаемых в одной структуре одновременно: *(i)* поверхностного оптического аналога состояния Тамма (или Блоха) возникающего из-за периодичности кристалла и *(ii)* поверхностного плазмонного резонанса в пленке благородного металла [92–97].

Глава 3

Двухмерные магнитофотонные кристаллы

3.1. Дифракционное усиление магнитооптического отклика в двухмерных слоях висмут-замещенного железиттриевого граната, выращенных на структурированных подложках

1D МФК обсуждаемые в Главах 1 и 2 являются привлекательными структурами с точки зрения простоты технологии их изготовления, однако современные технологии наноструктурирования демонстрируют богатые возможности для создания 2D и 3D МФК. Как будет показано в этой главе, МО отклик 2D МФК не составляет конкуренции отклику 1D МФК по величине, но теоретически предсказанные эффекты в 2D МФК – суперпризма и циркулятор – ставят, прежде всего, проблему реализации 2D структурирования МО материала и экспериментальной демонстрации заявленных эффектов. Для изготовления 2D МФК, исследованных в диссертационной работе, использовалась технология клонирования структурированной поверхности подложки (Глава 1). Простейшей реализацией были 2D слои Bi:YIG , выращенные с помощью осаждения на поверхность пленки искусственного опала или поверхность, приготовленную с помощью электронной литографии (рис. 20).

Как видно из рисунка 20 (а), напыляемый гранат осаждается на сферические частицы SiO_2 с образованием 2D пленки (далее *образец 1*). Заметим, что гранат осаждается неравномерно и наибольшая толщина пленки Bi:YIG наблюдается на вершине SiO_2 частицы. Объем осажженного граната был равен объему из расчета, что на плоскую поверхность будет осаждена пленка с толщиной 350 нм. Интересной структурной особенностью изготовленных пленок являлось то, что сферическая поверхность граната трансформируется в коническую при травлении поверхности электронным пучком [панель (б), *образец 2*]. В

соответствии с работой [98], травление материала с боковых поверхностей идет быстрее. Установлено, что поверхность граната, подверженная травлению, полируется в силу самозалечивания. Как будет обсуждаться ниже, последнее отражается на интенсивности резонансных пиков в оптических спектрах. Вследствие сильной гофрировки поверхности, изготовленную структуру можно характеризовать оптическим контрастом $n_{\text{opal}}/n_{\text{Bi:YIG}}/n_{\text{air}} \approx 1.4/2.5/1$. В целом, полученные структуры можно классифицировать как планарные Bi:YIG пленки с 2D решеткой в базисной плоскости.

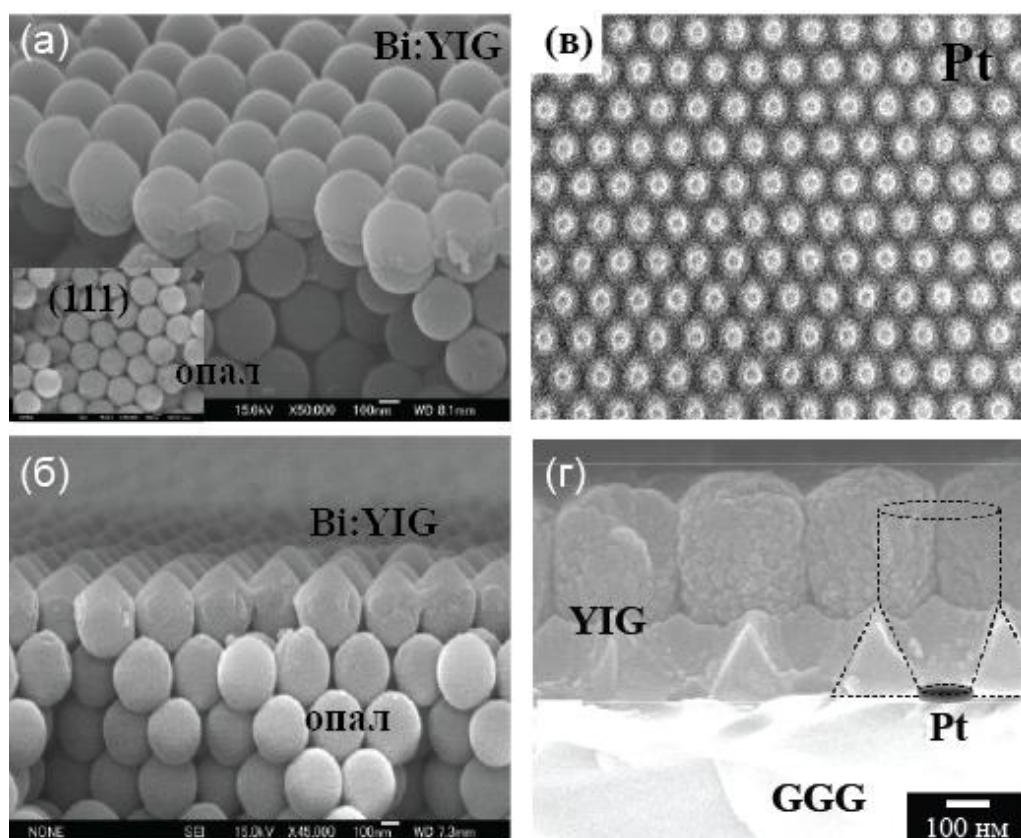


Рис. 20: Изображения затравочных подложек и различных 2D МФК, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа: (а) 2D Bi:YIG пленка, выращенная на (111) поверхности опала с помощью напыления электронным пучком, (б) 2D пленка Bi:YIG после травления с помощью электронного пучка, (в) 2D решетка платиновых дисков и (г) выращенная на ней пленка YIG.

Другая исследованная структура была изготовлена на подложке кристаллического граната (SGGG), см рис. 20 (в) и (г). В этой структуре 2D периодичность структурирования граната задавалась решеткой платиновых частиц. В результате напыления на такую подложку формировался гранат с различными свойствами. В местах непосредственного контакта напыляемого материала с подложкой SGGG формировался монокристаллический YIG (схематически показано треугольниками), а там, где платина отделяла YIG от SGGG, формировался гранат, характеризуемый микрокристаллической фазой. В процессе напыления микрокристаллическая фаза начинала преобладать и полностью подавляла конкурирующую фазу на толщине примерно 200 нм. Видно, что пленка практически не имеет гофрировки, поэтому можно считать, что оптический контраст внутри такой 2D YIG пленки отсутствует. Спектры данной структуры не будут рассматриваться в диссертации.

На рисунке 21 (а) и (б) показаны спектры пропускания образцов 1 и 2, показанных на рис. 20(а) и (б), соответственно. Спектры были измерены для s и p поляризаций и для различных углов падения света (φ); спектры для разных углов падения разнесены по вертикали графика на некоторую величину. Обнаружено, что параллельно со стоп-зонами, соответствующими брэгговской дифракции на системах кристаллографических плоскостей $\{111\}$ [99], видны более длинноволновые полосы [100]. Дополнительные полосы однозначно приписаны к дифракции света на 2D структурированных Bi:YIG пленках. На панели (с) показаны спектры опаловой пленки до напыления граната и его отжига.

Обработка спектров показала, что полосы приписанные дифракции на системах $\{111\}$ плоскостей опал хорошо описываются теоретическими зависимостями [панель (г)]:

$$\lambda_{(111)} = 2dn_{eff}\cos\{\arcsin(1/n_{eff}\sin\varphi)\} \quad (3.1)$$

и

$$\lambda_{(\bar{1}11)} = 2dn_{eff}\cos\{\alpha - \arcsin(1/n_{eff}\sin\varphi)\}, \quad (3.2)$$

где d – межплоскостное расстояние в системе (111) плоскостей, n_{eff} – эффективный показатель преломления опаловой пленки, φ – угол падения луча

света, и α – угол между (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ плоскостями. Лучшее соответствие эксперимента и расчета было получено при следующих параметрах: $d = 253$ нм, $n_{eff} = 1.29$ и $\alpha = 68.3^\circ$. Эти величины хорошо описывают структурные параметры искусственных опаловых пленок выращенных с помощью вертикального осаждения из сферических частиц с диаметром 300 нм [57].

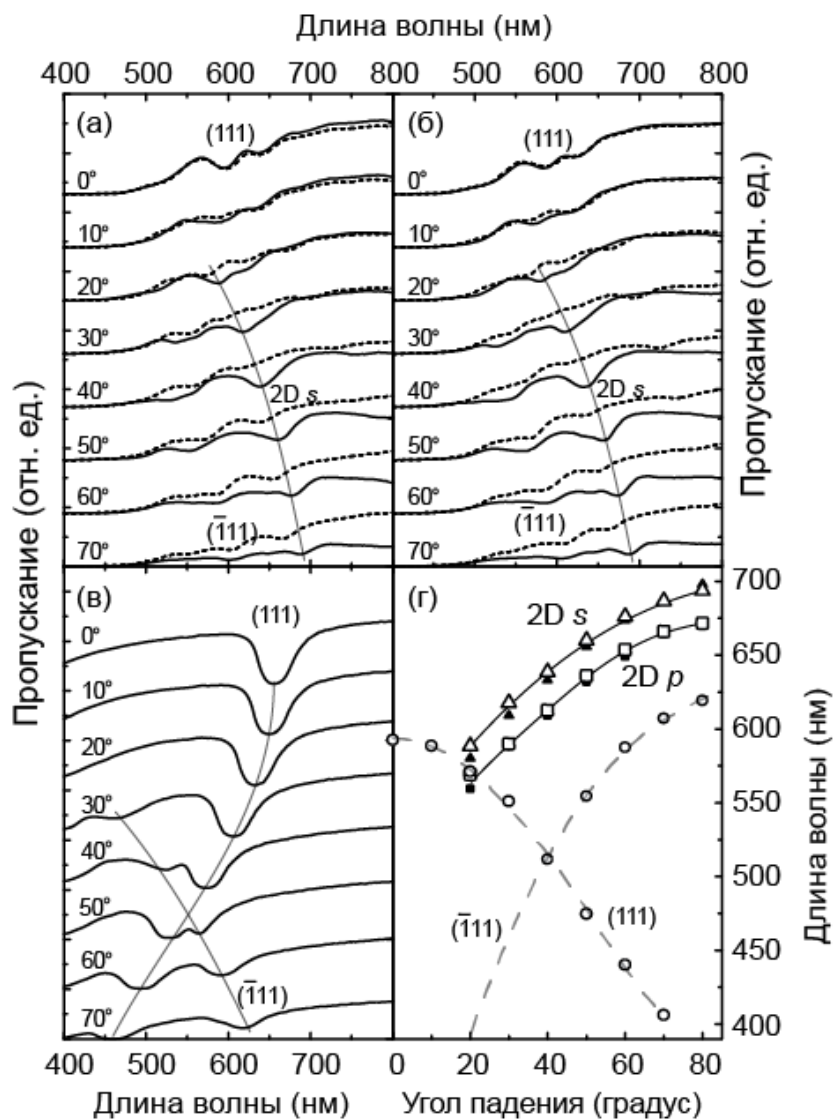


Рис. 21: Спектры пропускания для различных углов падения и поляризации света для образцов 1 (а) и 2 (б); сплошными и прерывистыми линиями показаны спектры для s и p поляризации, соответственно. Серая линия показывает смещение центра полосы связанной с 2D дифракцией на образцах 1 и 2. (в) Спектры пропускания исходной опаловой пленки до напыления граната и отжига. Спектры сдвинуты по вертикали на некоторую величину (а–с). (г) Спектральные позиции полос обнаруженных в спектрах образцов 1 и 2.

Дополнительные довольно интенсивные полосы «2D *s*» и «2D *p*», наблюдающиеся в спектрах, также сдвигались в длинноволновую область с ростом угла падения. Сдвиг этой полосы, наблюдавшейся вплоть до 700 нм, показан на рис. 21(а) и (б)]. Угловые зависимости наблюдаемых полос даны на рис. 21 (г): образец 1 – не заштрихованные символы и образец 2 – заштрихованные символы. Угловая зависимость спектрального сдвига не описывается брэгговским условием для какой-либо из кристаллографических плоскостей 3D решетки опала, т. к. система {111} обеспечивает наиболее длинноволновых канал дифракции. Очевидно, что «2D *s*» и «2D *p*» полосы являются результатом взаимодействия света с 2D гексагональной решеткой слоя Vi:YIG . Тот факт, что полосы «2D *s*» и «2D *p*» спектрально разнесены, говорит о «фотонном» характере наблюдаемой поляризационной анизотропии, а именно о различии эффективных показателей преломления для *s* и *p* поляризованного света и соответствующего спектрального положения и интенсивности ФЗЗ.

Магнитооптический отклик (θ_K) от образцов измерялся в керровской геометрии при наклонном падении света ($\varphi = 7^\circ$) с *s* поляризацией [100]. Спектры вращения плоскости поляризации (кривые 1–3) и отражения (кривые 4–6) реперной пленки Vi:YIG с толщиной 350 нм и образцов 1 и 2 показаны на рис. 22. В этом эксперименте направление намагниченности совпадало с направлением падающего луча. Вне спектрального диапазона $\lambda \approx 500\text{--}530$ нм МО отклик образцов 1 и 2 практически не отличался, а величина угла поворота плоскости поляризации была близка к отклику от реперной пленки Vi:YIG . Однако в окрестности резонанса, связанного с 2D структурой Vi:YIG , наблюдалось значительное изменение МО отклика и по величине и по знаку вращения. Сравнение МО спектров образцов 1 и 2 показало, что образец 2 обеспечивал большее усиление угла вращения. Так, для образца 1, угол вращения θ_K менялся в узком спектральном диапазоне $\Delta\lambda = 20$ нм с $+1.16^\circ$ до -0.82° , а это изменение для образца 2 составляло от $+1.36^\circ$ до -1.26° ; серым фоном показан диапазон $\Delta\lambda = 25$ нм для образца 2.

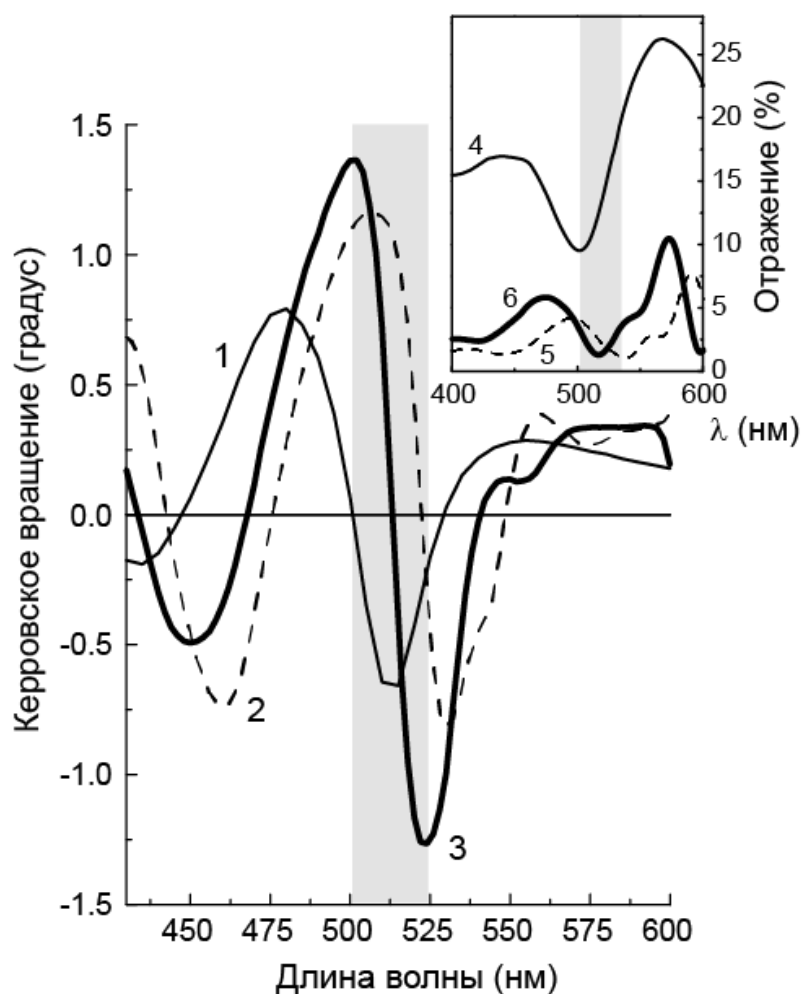


Рис. 22: Спектры керровского вращения и отражения: реперная пленка Bi:YIG с толщиной 350 нм (кривые 1 и 4), образец 1 (кривые 2 и 5) и образец 2 (кривые 3 и 6). Спектры были измерены в геометрии зеркального отражения для угла падения $\varphi = 7^\circ$.

Эксперименты показали, что наиболее вероятным рычагом *дифракционного увеличения* угла керровского вращения является не только форма рассеивателей в 2D решетке Bi:YIG (сферическая и коническая), но главную роль играет качество такой дифракционной решетки. Известно, что при повторяющихся процессах напыления и травления происходит самозалечивание поверхности [98]. При наличии стандартного 5% разброса в диаметре сферических частиц SiO_2 образующих опал, травление слоя Bi:YIG отполировало поверхность образца 2. Поэтому резонансное взаимодействие света с более качественной 2D решеткой Bi:YIG могло, как увеличить оптический путь света в гранате, так и

обеспечить нетривиальную интерференцию выходящих и отраженных от пленки лучей с изменением фазы какого-либо из интерференционных вкладов. Результатом такого взаимодействия явилось в частности изменение знака вращения поляризации. Следует отметить, что поляризационная анизотропия, обсуждавшаяся на рис. 21 приводила к незначительной эллиптичности отраженной волны; эллиптичность составляла не более 2° в спектральном диапазоне, отмеченном на рис. 22.

3.2. Объемные двумерные магнитофотонные кристаллы

3.2.1. Спектры кристаллов в фарадеевской геометрии и проявление множественной брэгговской дифракции

В предыдущей секции обсуждался вопрос дифракционного усиления МО отклика в спектрах 2D структурированных слоев висмут-замещенного железиттриевого граната. Планарные структуры, показанные на рис. 20 обладали малоинтенсивными ФЗЗ в силу малости оптического пути внутри таких 2D МФК. В данной секции будут обсуждаться объемные 2D МФК, выращенные с помощью клонирования 1D подложки [рис. 23 (а)]; работа [14]. Следует заметить еще раз, что интерес к реализации объемных 2D и 3D МФК связан с теоретическими предсказаниями о расщеплении и снятии вырождений ФЗЗ [15, 70] и, как следствие, эффекту магнитной суперпризмы [16].

Итак, для изготовления многослойной структуры $(\text{Bi:YIG}/\text{SiO}_2)^7$ на первом шаге с помощью электронной микроскопии была приготовлена 1D решетка из фоторезиста, см. вставку на рис. 23 (а). Решетка из фоторезиста имела период 400 нм, ширина полосок фоторезиста составляла 200 нм, а их высота была ≈ 50 нм. Далее с помощью напыления осаждались слои Bi:YIG с последующим отжигом и слои SiO_2 . Напыление производилось одновременно и на 1D решетку

фоторезиста, занимающую часть кварцевой подложки, и на плоскую поверхность этой же подложки.

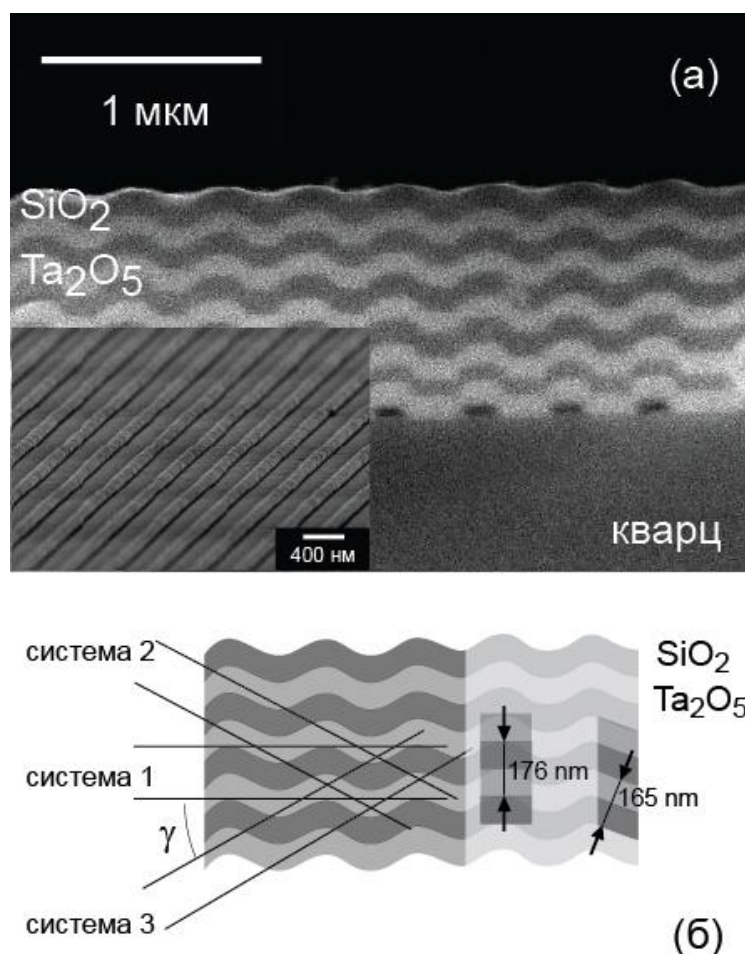


Рис. 23: Изображение тестового $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^5$ 2D ФК полученное сканирующим электронным микроскопом. Кристалл был выращен на поверхности 1D решетки из фоторезиста. По аналогичной процедуре роста был изготовлен образец 2D МФК $(\text{Bi}:\text{YIG}/\text{SiO}_2)^7$.

Обычный одномерный кристалл служил репером для сравнения оптических свойств 1D и 2D МФК. Толщина напыляемых слоев $\text{Bi}:\text{YIG}$ и SiO_2 составляла 95 нм (в случае 1D МФК), а для 2D МФК она варьировалась по глубине кристалла в диапазоне 82–90 нм; вывод сделан на основании анализа изображения $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^5$ структуры. В результате 1D решетка фоторезиста служила шаблоном для напыленных слоев. Как видно из рис. 23 (а), профиль слоев после третьего периода был близок к синусоидальному, а в структуре кристалла можно

различить 2D периодичность распределения осажженного материала. Периодические элементы структуры отмечены параллелограммами на рис. 23 (б), также показан размер элементарных ячеек двух типов – на перегибе синусоиды и на наклонном участке.

Рисунок 24 иллюстрирует схему эксперимента. Измерения проводились в фарадеевской геометрии (намагниченность была параллельно падающему лучу) для нормального и наклонного падения. Плоскость поляризации задавалась углом поляризатора: p поляризация определялась как E_{\perp} при $\psi = 0^{\circ}$ (перпендикулярно полоскам фоторезиста) и s поляризация – E_{\parallel} при $\psi = 90^{\circ}$ (параллельно полоскам фоторезиста).

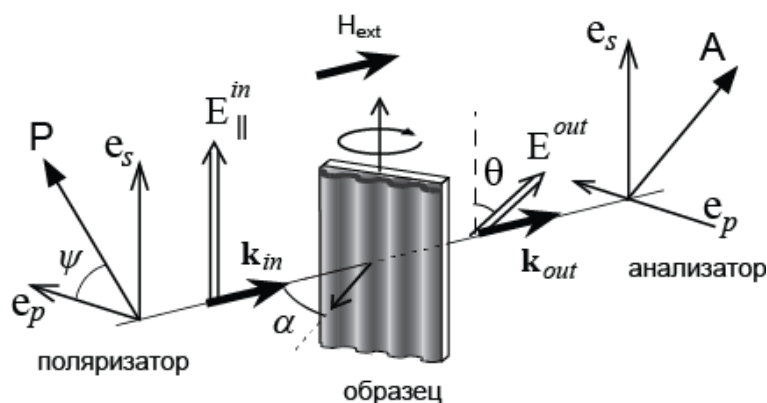


Рис. 24: Схема эксперимента для измерения спектров фарадеевского вращения и для измерения поляризационного состояния дифрагированного света.

Спектры пропускания и спектры фарадеевского вращения 2D МФК на основе слоистой структуры $(\text{Bi:YIG}/\text{SiO}_2)^7$ с синусоидальным профилем слоев и реперного 1D МФК $(\text{Bi:YIG}/\text{SiO}_2)^7$ представлены на рис. 25. В первую очередь проанализируем спектры пропускания. В длинноволновом диапазоне спектра наблюдалась полоса 580–830 нм соответствующая ФЗЗ для 1D МФК (серая линия). Эта полоса прослеживалась и в спектре 2D МФК. Интересно, что T_{\perp} и T_{\parallel} сильно отличались друг от друга в диапазоне соответствующем ФЗЗ 1D МФК и обнаруживали богатую спектральную структуру со множеством резонансов.

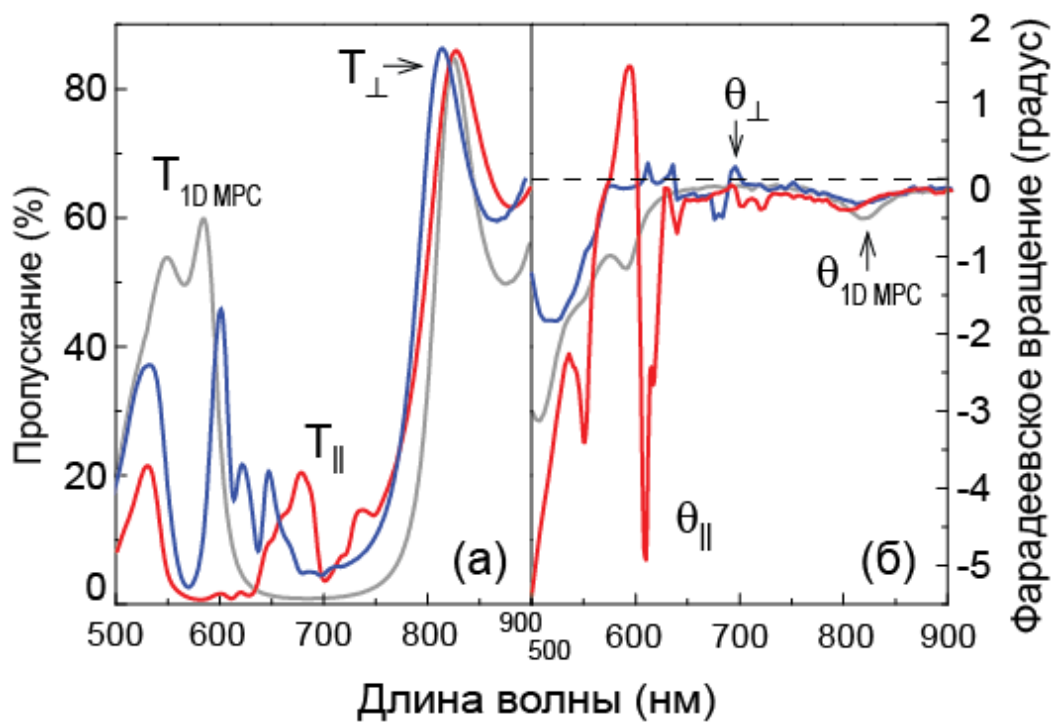


Рис. 25: (а) Спектры пропускания поляризованного света и (б) спектры фарадеевского вращения 2D МФК. Показаны спектры реперного 1D МФК. Нормальное падение, $\alpha = 0^\circ$.

Главной особенностью в спектрах 2D МФК была дополнительная полоса в диапазоне 535–600 нм («2D ФЗЗ»). Соответствующая полоса четко наблюдалась для E_\perp поляризованного света и имела минимум $\lambda = 570$ нм. В спектре T_\parallel коротковолновая «2D ФЗЗ» полоса пересекалась с длинноволновой «1D ФЗЗ» полосой. Было установлено, что открытие «2D ФЗЗ» происходит вследствие взаимодействия света на системах плоскостей образованных наклонными элементами синусоиды, см. рис. 23 (б). А за существование длинноволновой полосы (или «1D ФЗЗ») отвечают периодические элементы, находящиеся на перегибе синусоиды.

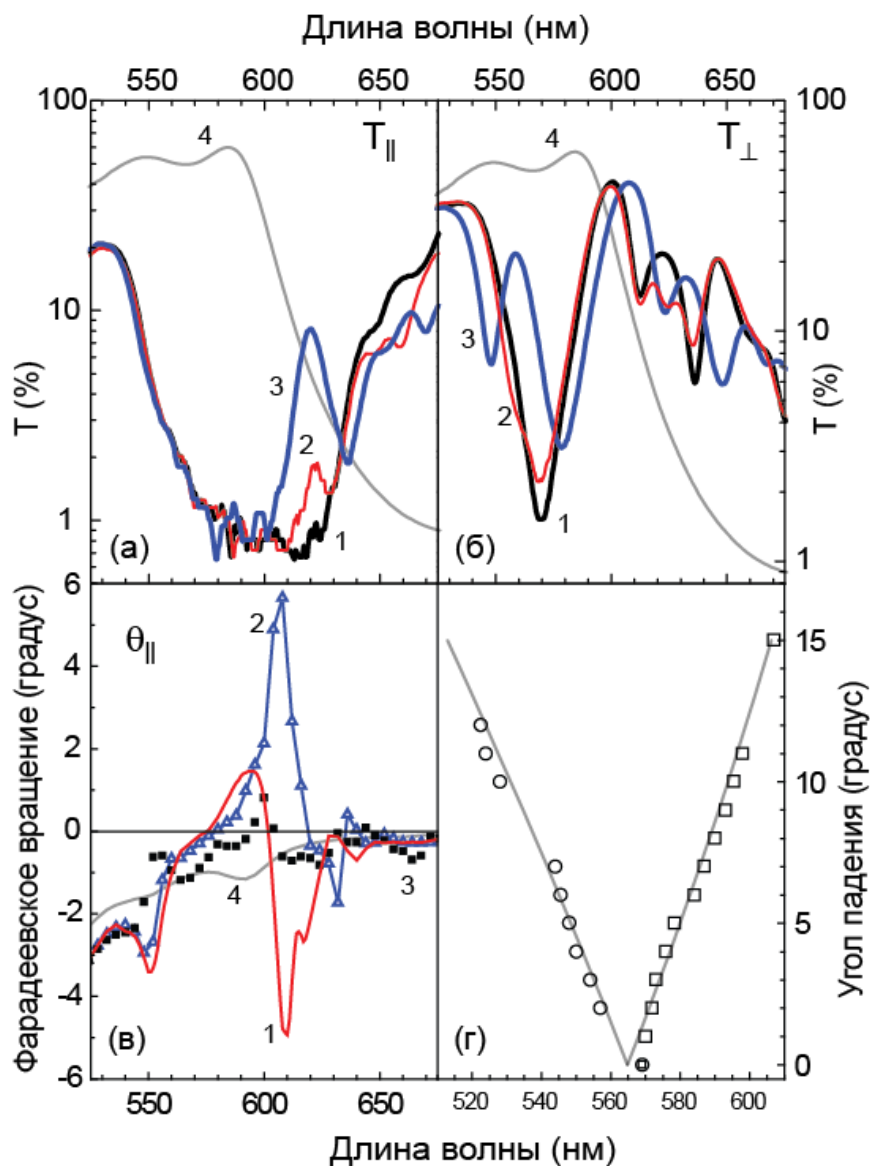


Рис. 26: (а) и (б) Поляризованные спектры пропускания 2D МФК. (в) Спектры фарадеевского вращения 2D МФК для E_{\parallel} поляризованного света. На рисунке приведены спектры для углов падения $\alpha = 0^{\circ}$ (кривая 1), 2° (кривая 2) и 5° (кривая 3). Кривые 4 показывают спектры 1D МФК при $\alpha = 0^{\circ}$. (г) Расщепление дополнительной «2D ФЗЗ» в спектрах 2D МФК; на основании обработки серии спектров пропускания для E_{\perp} поляризованного света [см. панель (б)].

Действительно, в структуре 2D МФК можно различить три системы брэгговских плоскостей (показаны линиями). Система 1 образована элементами в экстремумах синусоидального слоя, а системы 2 и 3 – наклонными элементами слоя. Дифракция света на этих брэгговских плоскостях определяет спектральное

положение «2D ФЗЗ». Проверкой этому служил результат эксперимента в геометрии наклонного падения света, рис. 26. При изменении угла $\alpha \neq 0^\circ$, «2D ФЗЗ» 535–600 нм расщеплялась на две полосы, смещающиеся по спектру в противоположные стороны с увеличением α ; что отчетливо видно на рис. 26 (б) для E_\perp поляризованного света. Разделение спектра на два гауссиана позволило проанализировать расщепление «2D ФЗЗ» для случая E_\perp : круг и квадрат на рис. 26 (г) соответствуют минимумам контуров Гаусса. Эти спектральные сдвиги хорошо описываются выражением для брэгговской дифракции с учетом преломления на поверхности кристалла [аналогично выражению (3.2)]:

$$\lambda = 2dn_{\text{eff}}\cos(\gamma - \arcsin(\sin\alpha/n_{\text{eff}})), \quad (3.3)$$

где n_{eff} – это эффективный показатель преломления, γ – угол между брэгговской плоскостью и базисной плоскостью образца и d – межплоскостное расстояние. Параметр $n_{\text{eff}} = (n_{\text{BeYIG}} + n_{\text{SiO}_2})/2 \approx 1.9$ был зафиксирован, а остальные параметры варьировались и для лучшего совпадения с экспериментом были получены следующие величины: $|\gamma| \approx 31.3^\circ \pm 1^\circ$ и $d \approx 174 \pm 1.5$ нм. Эти данные были в хорошем соответствии с параметрами, полученными после геометрического анализа изображений образца на рис. 23 (а): $|\gamma| \approx 28.2^\circ \pm 1^\circ$ и $d \approx 176.7 \pm 10$ нм. Принимая во внимание полученную величину γ , заметим, что лучи, дифрагированные на наклонных элементах структуры (на системах плоскостей 2 и 3), по-видимому, распространяются вдоль базисной плоскости 2D МФК.

Рассмотрим МО спектры 2D МФК в сравнении с реперным 1D МФК, измеренные при нормальном падении, см. рис. 25 (б). Во-первых, отметим проявление эффекта Боррманна для обоих кристаллов в окрестности длинноволнового края «1D ФЗЗ» $\lambda = 590$ нм и 825 нм для 1D МФК. Видно, что и в спектрах фарадеевского вращения для 2D МФК четко прослеживается боррманновское усиление в окрестности $\lambda = 800$ нм. Однако, в окрестности пересечения коротковолнового края «1D ФЗЗ» с длинноволновым краем «2D ФЗЗ» наблюдается десятикратный рост величины угла фарадеевского вращения θ_\parallel по сравнению с углом для 1D МФК, причем в узком спектральном диапазоне λ

= 590–610 нм происходит смена знака вращения поляризации. Очевидно, что такие превращения в МО отклике 2D МФК происходят вследствие режима множественной брэгговской дифракции, когда волна с фиксированной длиной волны дифрагирует на двух (или трех) системах кристаллографических плоскостей одновременно. Можно ожидать, что в этом режиме свет будет максимально "заперт" в структуре 2D МФК и, как результат, угол вращения поляризации будет увеличиваться. Действительно, как следует из эффекта Боррманна, усиление вращения плоскости поляризации происходит и на коротковолновом, и на длинноволновом краю «1D ФЗЗ». Поэтому при пересечении полос в диапазоне $\lambda = 570\text{--}620$, вклады в суммарный угол вращения должны прибавляться, что и наблюдалось в эксперименте. Однако, спектры для E_{\perp} поляризованного света показали, что фарадеевское вращение может быть подавлено в режиме пересечения «1D и 2D ФЗЗ». Таким образом, очевидно существование механизма, который обеспечивает и изменение знака вращения поляризации, и подавление величины угла вращения.

Как будет подробно обсуждаться в Главе 4, сильная поляризационная анизотропия пропускания является механизмом для немагнитооптического вклада в суммарную величину угла поворота поляризации. Спектры МО отклика обсуждаемого здесь 2D МФК модифицируются как амплитудной, так и фазовой анизотропией пропускания E_{\parallel} и E_{\perp} компонент [101]. При этом увеличение суммарного угла вращения происходит по причине амплитудной анизотропии, а следствием фазовой анизотропии является изменение знака вращения. Таким образом, суммарный МО отклик 2D МФК является некоторой смесью поляризационных состояний в режиме множественной брэгговской дифракции. Можно так же сказать, что амплитудная и фазовая анизотропия оптических свойств кристалла в поляризованном свете включается с помощью МО отклика слоев Bi:YIG .

Однозначной проверкой влияния режима множественной брэгговской дифракции на величину и знак угла фарадеевского вращения были эксперименты при наклонном падении света. Действительно, если множественная дифракция

является ключевым фактором в наблюдаемых превращениях, то разрегулировка спектрального пересечения «1D и 2D ФЗЗ» должна привести к значительным изменениям в МО отклике кристалла. На рисунке 26 (а) и (в) показаны спектры 2D МФК при нормальном (кривая 1, $\alpha = 0^\circ$) и наклонном падении (кривая 2, $\alpha = 2^\circ$ и кривая 3, $\alpha = 5^\circ$). Очевидно, что с ростом α возникала разница в угле падения на системы плоскостей 2 и 3, что приводило к расщеплению «2D ФЗЗ» полосы.

Важным наблюдением было то, что малое изменение угла падения приводило к перевороту спектра фарадеевского вращения, т.е. изменению знака вращения на противоположный; см. спектры для $\alpha = 2^\circ$ (кривая 2) и $\theta_{||}$ для $\alpha = 0^\circ$ (кривая 1). Увеличение угла падения до $\alpha = 5^\circ$ (кривая 3) показало, что, в режиме множественной дифракции, величина $\theta_{||}$ была сравнима по величине с МО откликом реперного 1D МФК (кривая 4). Дальнейшее увеличение угла до $\alpha = 15^\circ$ не привело к каким-либо интересным эффектам. Наблюдавшаяся зеркальная симметрия в знаке $\theta_{||}$ -спектров при $\alpha = 0^\circ$ (кривая 2) и $\theta_{||}$ для $\alpha = 2^\circ$ показала, что МО отклик был чрезвычайно чувствителен к вкладу каждого дифракционного процесса (интенсивности дифракционных процессов на системах плоскостей 1–3) в режиме множественной брэгговской дифракции.

3.2.2. Магнитооптический отклик кристаллов для света дифрагированного в режиме суперпризмы

Было продемонстрировано, что 2D и 3D ФК, обладают уникальной возможностью управления направлением распространения света [98]. Хорошо известно, что направление распространения света в 2D и 3D ФК определяется

симметрией кристаллов, взаимной ориентацией падающего луча и кристаллической решетки, а также длиной волны света. Явление значительного отклонения направления дифрагированного луча при очень малом изменении взаимной ориентации падающего луча и решетки кристалла или такое отклонение при крайне небольшом изменении длины волны падающего луча называется *эффектом суперпризмы* [102–104], рис. 27

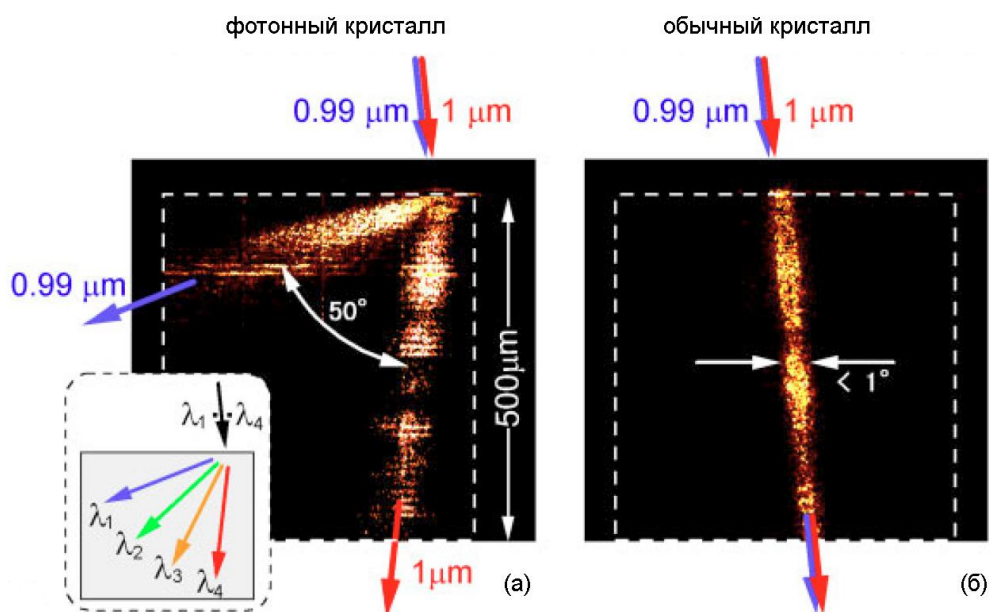


Рис. 27: Иллюстрация эффекта суперпризмы: распространение света внутри и вне фотонного (а) и обычного (б) кристалла.

Теоретически было показано, что возможно наблюдение эффекта суперпризмы в 2D МФК, когда с помощью гиротропии возможно переключение направления распространения света внешним магнитным полем [15,16]. В данной диссертационной работе экспериментально верифицировалась и развивалась концепция магнитооптической суперпризмы на основе 2D МФК обсуждаемых на рис. 23.

Геометрия наблюдения эффекта суперпризмы показана на рис. 24. В эксперименте сканировалась длина волны падающего луча $\Delta\lambda$, при этом угол падения света был фиксирован $\alpha = 2^\circ$. В начале обсуждения результатов

эксперимента, обратимся еще раз к МО отклику, измеренному в фарадеевской геометрии (в канале пропускания, $\alpha = 2^\circ$). Рисунок 28 демонстрирует гистерезисные зависимости угла фарадеевского вращения и эллиптичности для прошедшего луча с $\lambda = 595$ нм и 610 нм. Видно, что прошедший свет имел эллиптическую поляризацию, степень эллиптичности зависела от приложенного магнитного поля, и что небольшое сканирование $\Delta\lambda = 15$ нм приводило к смене угла поворота главной оси эллипса. Эллиптичность в эксперименте определялась как $\delta = \tan^{-1}(E_{\min}/E_{\max})$, где E_{\min} и E_{\max} – это минимальная и максимальная амплитуды волны прошедшей через вращающийся анализатор. Заметим, что измеренные характеристики относятся к модам, принадлежащим спектральному диапазону пересечения «1D и 2D ФЗЗ».

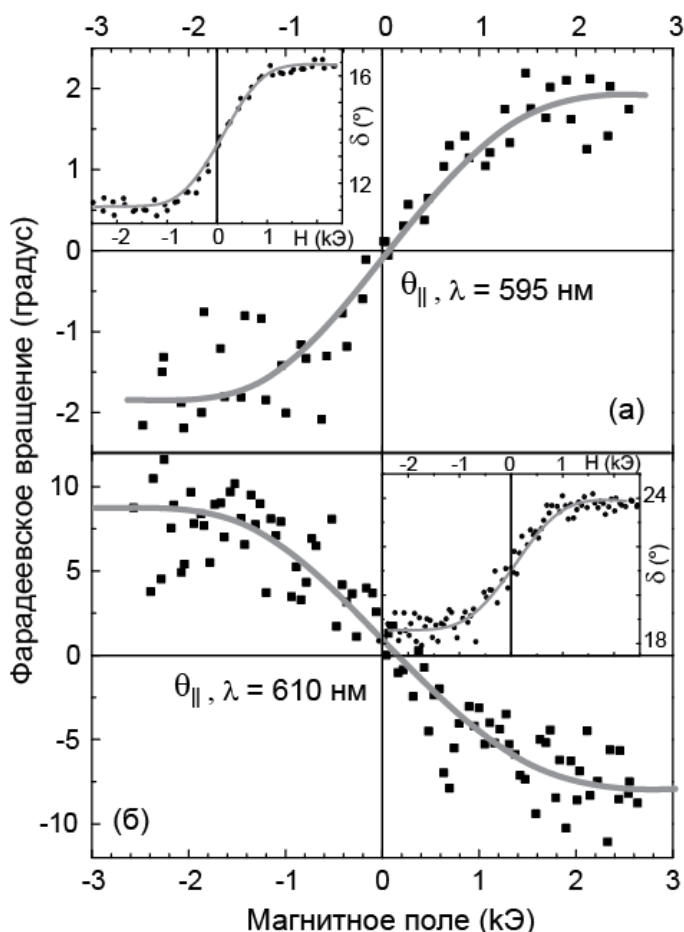


Рис. 28: Гистерезисные зависимости угла фарадеевского вращения и эллиптичности (вставки) для прошедшего света в режиме множественной брэгговской дифракции. Зависимости измерены для нормального падения света с E_{\parallel} поляризацией. Vi:YIG насыщался в поле $H = 2$ кЭ.

Наиболее ярко эффект суперпризмы для исследованного 2D МФК наблюдался для длин волн из диапазона соответствующего коротковолновому краю «2D ФЗЗ» в окрестности $\lambda = 550$ нм. Так, при изменении угла падения $\alpha = \pm 2^\circ$, дифрагированное излучение распространялось в правую или левую полусферу относительно падающего луча; на рис. 23 показано распространение излучения в правую полусферу ($\alpha = 2^\circ$). При этом из кристалла выходило два луча – в переднюю полусферу (перед кристаллом) и в заднюю полусферу (за кристаллом). Следует заметить, что большая часть падающего излучения дифрагировала в направлении противоположном направлению падения света. Рисунок 29 показывает дифракционные картины, сфотографированные в плоскости детектирования. Видны пары дифракционных рефлексов для $\lambda = 545$ нм, 550 нм и 555 нм, а также пятно соответствующее освещенному образцу. Углы между парами рефлексов составляли 51° (545 нм), 45° (550 нм) и 40° (555 нм). Таким образом, сканирование $\Delta\lambda = 10$ нм приводило к изменению направления распространения (или *демультиплексированию*) $\Delta\alpha^* = 5.5^\circ$ вследствие проявления эффекта суперпризмы. Отметим, что рефлексы имели различную яркость на изображениях (а)→(в): более→менее яркие рефлексы.

Обсудим природу формирования двух рефлексов. Для малых углов α , свет с длиной волны из диапазона «2D ФЗЗ» стремится к распространению вдоль базисной плоскости кристалла из-за дифракции на системах плоскостей 2 и 3. Напротив, тождественность этих систем плоскостей способствует возврату света в обратную сторону, т. е. развороту на 180° . Однако при $\alpha \neq 0^\circ$, тождественность дифракционных условий разрушается и свет частично дифрагирует вправо (или лево), и с учетом эффективного показателя преломления 2D МФК, образуется нарушенная волноводная мода. Такая мода выходит из кристалла в обе стороны. В переднюю полусферу свет выходит под большим углом α^* , т. к. луч проходит границу кристалл/воздух, а распространяясь в заднюю полусферу луч проходит через границы кристалл/подложка/воздух – выходит под меньшим углом α^{**} . Эти рассуждения

сделаны на основе анализа дифракционных картин на рис. 28: левый рефлекс – луч прошедший границу кристалл/воздух, а правый – границы кристалл/подложка/воздух. С учетом фотографирования рефлексов, углы между дифракционным рефлексом и засвеченным образцом равны $90^\circ - \alpha^*$ для левого рефлекса, и $90^\circ - \alpha^{**}$ для правого.

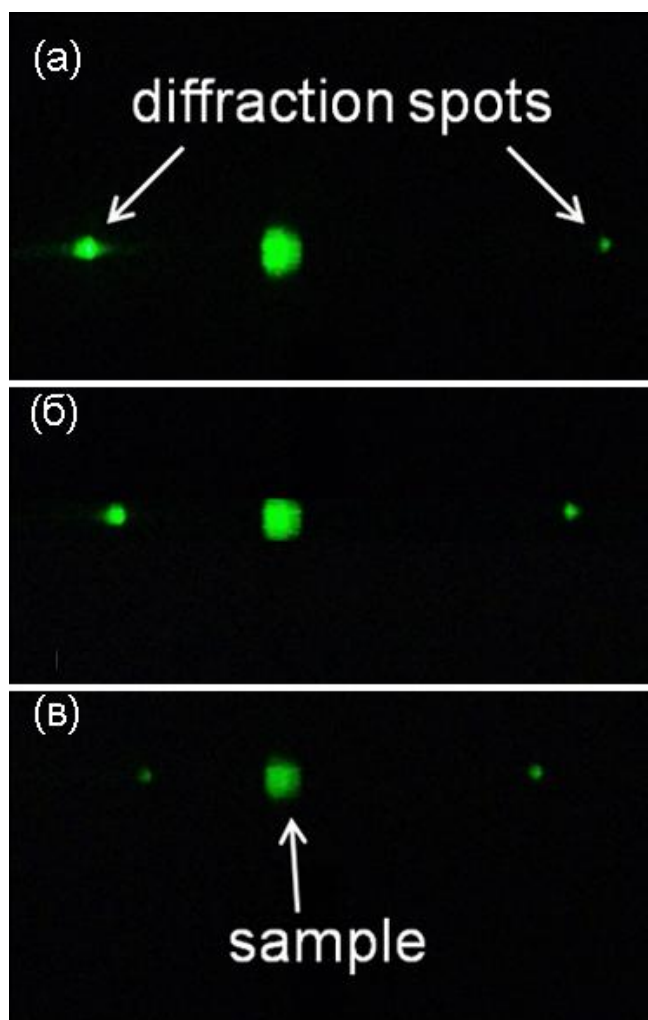


Рис. 29: Дифракционные картины сфотографированные на плоском экране в геометрии показанной на рис. 23 при $\alpha = 2^\circ$ для света с E_{\parallel} поляризацией и длиной волны: (а) 545 нм, (б) 550 нм и (в) 555 нм. Углы между парами рефлексов: (а) 51° , (б) 45° и (в) 40° .

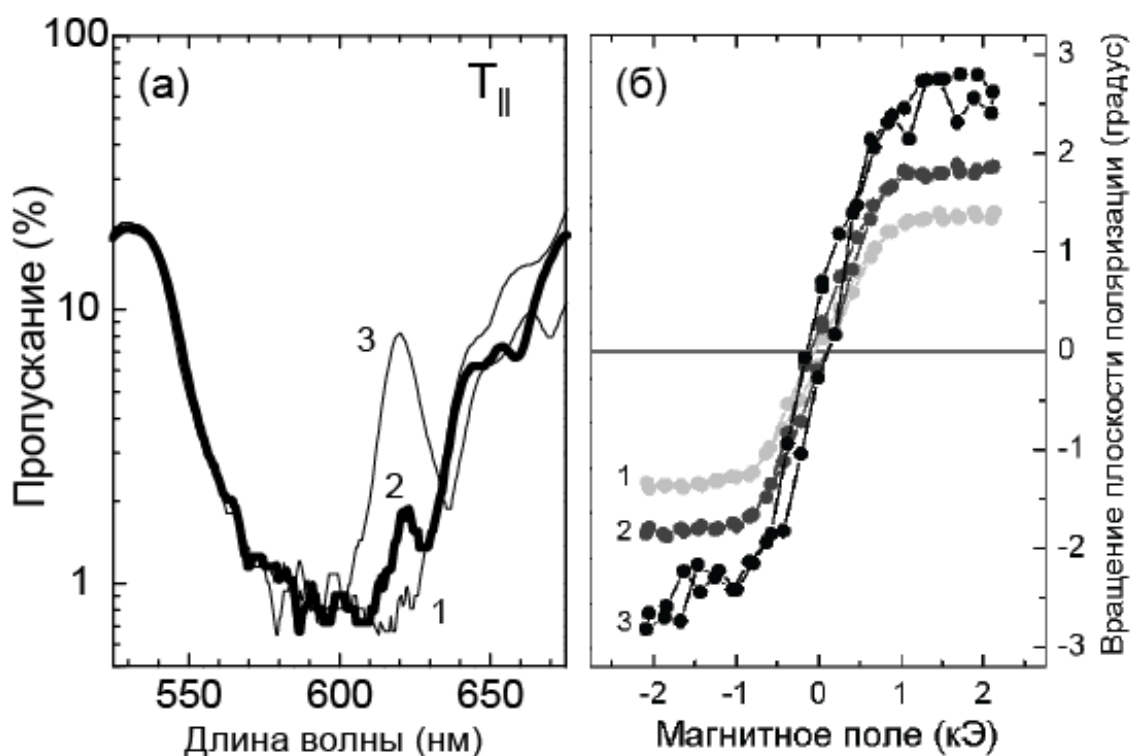


Рис. 30: (а) Спектры пропускания 2D МФК для E_{\parallel} поляризованного света в диапазоне «2D ФЗЗ»: кривые 1 – $\alpha = 0^\circ$, 2 – $\alpha = 2^\circ$ и 3 – $\alpha = 5^\circ$. (б) Гистерезисные зависимости угла вращения поляризации для лучей дифрагировавших в обратную полусферу в геометрии $\alpha = 2^\circ$: кривые 1 – 545 нм, 2 – 550 нм и 3 – 555 нм.

Безусловно, существование такого специфического взаимодействия должно отражаться и в МО отклике 2D МФК в режиме суперпризмы. Изменяя длину волны падающего излучения можно регулировать интенсивность дифракционных каналов, т. е. управлять множественной брэгговской дифракцией и как следствие влиять на величину МО отклика. Эксперименты показали, что наблюдается значительный рост МО отклика для волн, отвечающим минимуму «2D ФЗЗ», см. рис. 30. Кривая 3 ($\lambda = 555$ нм) иллюстрирует трехкратное увеличение угла поворота поляризации по сравнению с кривой 1 ($\lambda = 545$ нм). Заметим, что дифрагированные пучки характеризуются эллиптической поляризацией с величиной эллиптичности характерной для волн в фарадеевской геометрии (см. рис. 28).

3.3. Численное моделирование двумерных магнитофотонных кристаллов

Для исследования оптических и магнитооптических свойств 2D МФК, а также с целью визуализации направлений распространения света в кристалле и на выходе из него, проведен численный расчет [63]. Модель, использованная для моделирования оптических и МО спектров (рис. 31) была копией восстановленной из изображения экспериментальной структуры (см. вставку) с соответствующими структурными особенностями, количеством периодов и синусоидальным профилем слоев Bi:YIG и SiO_2 – $(\text{Bi:YIG}/\text{SiO}_2)^7$ модель с периодическими граничными условиями.

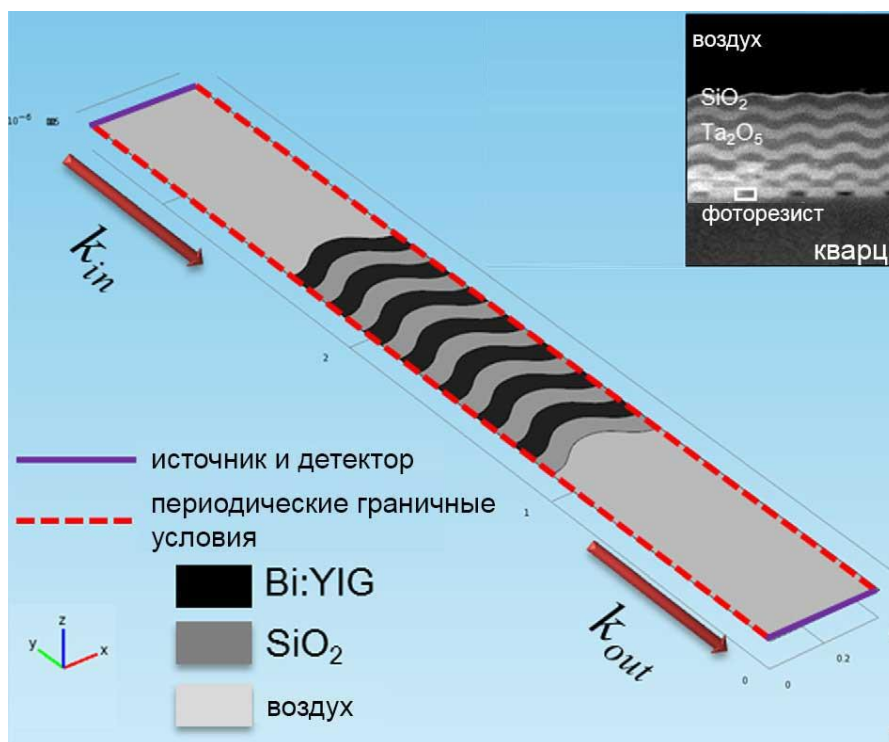


Рис. 31: Модель с периодическими граничными условиями для численного моделирования свойств $(\text{Bi:YIG}/\text{SiO}_2)^7$. Вставка: изображение экспериментального образца.

На рисунке 32 (а) и (б) приведено сравнение экспериментальных и расчетных спектров пропускания для нормального падения. Наблюдалось хорошее соответствие интенсивностей спектров в диапазонах находящихся вне

перекрытия «1D и 2D ФЗЗ». Однако, в диапазоне, отвечающем перекрытию «1D и 2D ФЗЗ», наблюдалось расхождение в величинах пропускания, при этом формы расчетного и экспериментального спектров имели хорошее сходство. Как и в эксперименте, «2D ФЗЗ» имела меньшую спектральную ширину для E_{\perp} поляризованного света. Серии пиков, наблюдающиеся в спектральных диапазонах «1D и 2D ФЗЗ» и их перекрытия, были связаны с режимом множественной брэгговской дифракции.

Расчетный спектр магнитооптического отклика модельной структуры (Bi:YIG/SiO₂)⁷ и ее экспериментальный спектр для E_{\parallel} поляризованного света показаны на рис. 32 (с). Видно сходство основных особенностей в спектрах, а увеличение угла фарадеевского вращения с изменением знака наблюдалось в диапазоне перекрытия «1D и 2D ФЗЗ». Следует заметить, что в модели с периодическими граничными условиями структура кристалла, источник излучения и приемник являются бесконечными в латеральной плоскости. Возможно, вследствие этого в расчетных спектрах присутствовали узкие линии отвечающие модам, распространяющимся в латеральной плоскости кристалла, и наблюдались различия в величинах пропускания и МО отклика для расчетных и экспериментальных спектров.

Для визуализации распространения света использовалась модель с большим количеством периодов, (Bi:YIG/SiO₂)¹⁴. Модель была ограничена в латеральной плоскости 50 периодами [рис. 33(а)]. Гауссов пучок света вводился в кристалл из воздуха при фиксированном угле, а выходил из кристалла в диэлектрик (SiO₂). Для демонстрации эффекта магнитной суперпризмы в модели масштабировалась величина гиротропии Bi:YIG:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & -\varepsilon_{yz} * N \\ 0 & \varepsilon_{zy} * N & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (3.4)$$

где $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = 5.17 - i * 0.136$ и $\varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy} = 0.000125 + i * 0.0095$ – это величины, соответствующие диэлектрическим константам для света с $\lambda = 625$ нм, а N – параметр увеличения недиагонального элемента тензора

диэлектрического проницаемости.

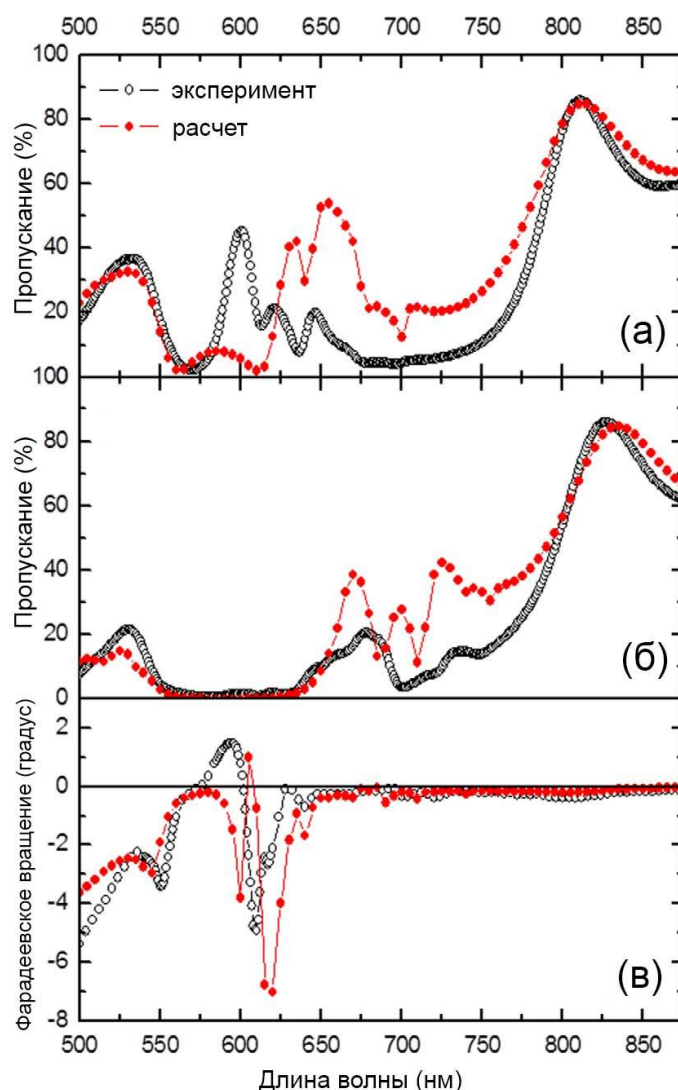


Рис. 32: Расчетные и экспериментальные спектры пропускания $(\text{Bi:YIG}/\text{SiO}_2)^7$ МФК для E_{\perp} (а) и E_{\parallel} (б) поляризованного света. (в) Расчетный и экспериментальный спектр фарадеевского вращения.

Рисунки 33 (б) и (в) демонстрируют результат численного расчета для E_{\parallel} поляризованного света с $\lambda = 625$ нм, входящего в структуру из воздуха под углом $\alpha = 15^\circ$. Видно, что в внутри немагниченной структуры ($N=0$), свет преимущественно отклонялся в одну сторону, а прошедший ослабленный гауссов пучок сдвигался параллельно относительно падающего луча. При намагничивании структуры до искусственнозавышенных величин гиротропии

($N > 50$), из кристалла выходили три световых луча. *Луч 1* являлся следствием процессов рассеяния аналогичных тем что и в немагнитной структуре и имел преимущественно E_{\parallel} поляризацию. *Луч 2* был следствием баллистического распространения света (без отклонения от направления падения), с преимущественно E_{\perp} поляризацией, возникающей из-за фарадеевского вращения и анизотропии пропускания поляризованного света; видно, что ослабление E_{\perp} -поляризованного луча происходит в меньшей степени. *Луч 3* возникал вследствие эффекта магнитной суперпризмы.

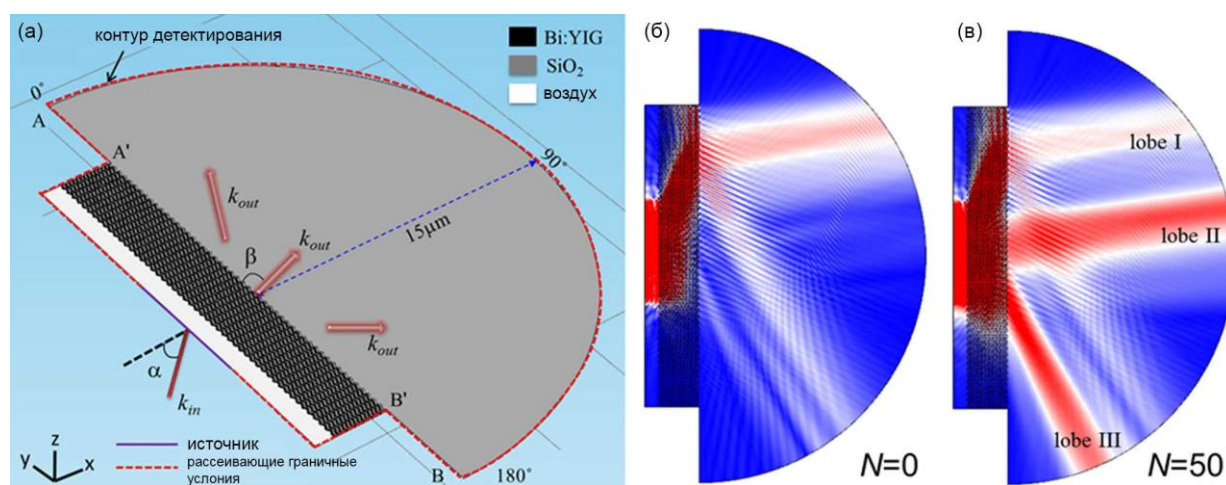


Рис. 33: (а) Модель для визуализации направлений выхода дифракционных лучей. (б) Распространение света в модели для случая нулевой гиротропии (в) для случая с увеличенной гиротропией в слоях Bi:YIG; показана нормированная интенсивность электрического поля волны. Угол падения $\alpha = 15^\circ$.

Из рисунка 34 видно, что для достижения эффекта магнитной суперпризмы на основе выбранной модели, естественной гиротропии Bi:YIG недостаточно и для экспериментальной реализации эффекта необходим материал с гиротропией превышающей естественную гиротропию Bi:YIG на более чем порядок по величине. В проведенном численном анализе наблюдалось изменение направления распространения света на $\approx 80^\circ$ – угол между лучом 1 (или 2) и лучом 3. (При анализе направлений распространения света, реперной интенсивностью считалась интенсивность луча 1 на рис. 33 (б) и в рис. 34 учитывались только лучи с интенсивностью превосходящей реперную.) Следует

заметить, что, в общем случае при $N \neq 0$, прошедшие световые пучки имели эллиптическую поляризацию.

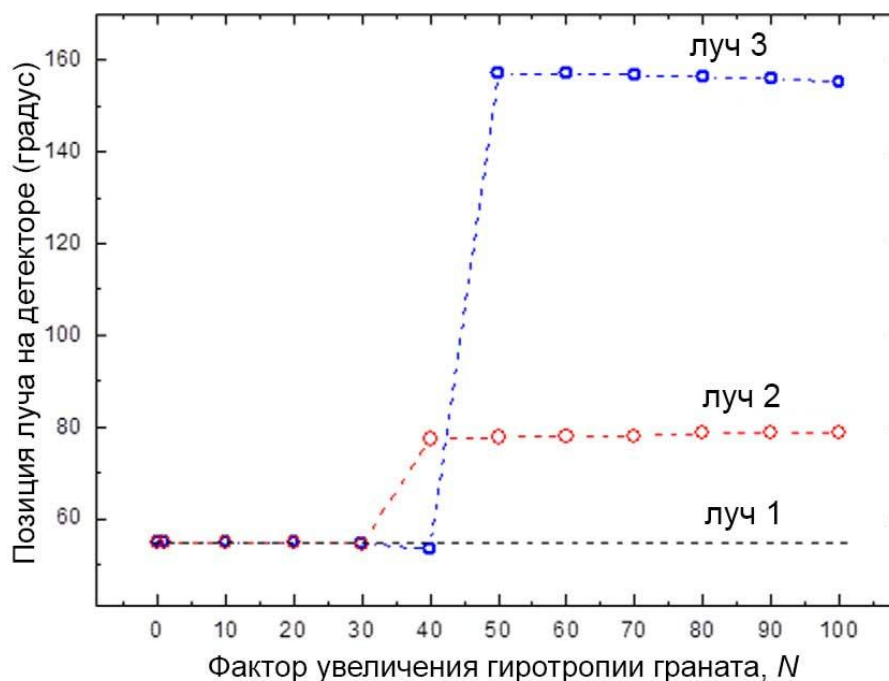


Рис. 34: Иллюстрация изменения распространения света в передней полусфере как функция параметра увеличения гиротропии.

3.4. Заключение по Главе 3

1. Впервые экспериментально исследованы оптические и магнитооптические свойства планарных 2D железоиттриевых пленок граната, выращенных с помощью клонирования поверхности опала. Продемонстрировано усиление магнитооптического отклика таких пленок и изменение знака вращения плоскости поляризации в режиме дифракции на 2D решетке граната, когда интенсивность дифракционных пиков определяла величину увеличенного вращения плоскости поляризации. Таким образом, обнаружен механизм существенной модификации естественного магнитооптического отклика граната.

2. Экспериментально исследованы оптические и магнитооптические свойства

объемных 2D магнитофотонных кристаллов на основе многослойной $(\text{Bi:YIG/SiO}_2)^7$ структуры. Продемонстрирована анизотропия пропускания поляризованного света и спектральные особенности, связанные с перекрытием и расщеплением различных запрещенных фотонных зон. Обнаружено резонансное усиление фарадеевского вращения по сравнению с реперной 1D $(\text{Bi:YIG/SiO}_2)^7$ структурой. Наблюдался эффект фотонной суперпризмы, связанный с 2D периодичностью исследованного кристалла, с соответствующими дифракционными картинками. Исследован магнитооптический отклик для дифрагированного излучения. Сделан вывод об механизме усиления магнитооптического отклика вследствие множественной брэгговской дифракции.

3. В результате численного моделирования эффекта магнитной суперпризмы с использованием модели аналогичной экспериментальной 2D $(\text{Bi:YIG/SiO}_2)^n$ структуре описаны экспериментальные спектры пропускания. В модели, визуализирующей механизмы взаимодействия света с кристаллом, обнаружена возможность переключения излучения прошедшего кристалл, для случая с искусственно завышенной величиной гиротропии. Сделан вывод, что естественной гиротропии граната было не достаточно для наблюдения эффекта магнитной суперпризмы в экспериментально исследованной структуре.

Глава 4

Распространение линейно-поляризованного света в трехмерных фотонных кристаллах и магнитофотонные кристаллы на основе опалов

4.1. Оптические свойства искусственных опалов

Начиная с работы [105], опубликованной в 1995 сотрудниками лаборатории Спектроскопии Твердого Тела Физико-Технического Института им. А.Ф. Иоффе, искусственные опалы [106, 107] на основе сферических частиц SiO_2 являются ярким модельным объектом для изучения свойств 3D ФК.

В качестве введения к этой главе следует отметить, что искусственные опалы привлекают значительное внимание, поскольку представляют собой материал с богатыми возможностями для дизайна фотонных кристаллов (ФК) с различными свойствами. Методы роста опаловых структур из сферических частиц включают гравитационное осаждение с использованием структурированных подложек и с приложением внешних полей, ассемблирование на вертикальных подложках и с помощью наноманипуляторов. Способы роста опаловых структур с привлечением дополнительных методик позволяют получать объемные и пленочные трехмерные ФК, композитные (прямые и инвертированные) с различными функциональными возможностями, гетеро- и «woodpile»-структуры на основе опаловых матриц [108–123]. Рост опалов преимущественно идет с образованием плотноупакованной ГЦК структуры, для которой также характерно двойникование и наличие областей с ГПУ решеткой. Кроме этого двумерная симметрия поверхности опалов (гексагональные слои сферических частиц) может быть использована для получения двумерных структурированных пленок [100] и различных нанощаблонов [124–126]. Между сферическими частицами существует непрерывная сеть пустот, поэтому возникает решетка обеспечивающая трехмерную модуляцию диэлектрической проницаемости в

объеме опалов, а сами опалы являются представителями трехмерных фотонных кристаллов [105]. Диаметр сферических частиц, диэлектрические свойства материала из которого они приготовлены, а также диэлектрическая постоянная заполнителя определяют характеристики фотонной зонной структуры (ФЗС) прямых и инвертированных опалов. Большинство работ посвящено исследованию особенностей ФЗС, простой и многократной брэгговской дифракции света в опалах [127–148], теоретическим расчетам и экспериментальной демонстрации полной запрещенной и псевдо-запрещенной фотонной зоны [146–148].

Значительная часть работ велась по изучению кристаллической структуры опалов и ее проявлений в оптических спектрах опалов [128–139]. В этой связи интересны работы Сандерса (**J. V. Sanders**) по исследованию дифракции света на природных опалах [149]. Следует так же отметить работы по исследованию сходной с опалами системы – коллоидных кристаллов [150–154]. Взаимодействие поляризованного света с опалами обсуждается в ограниченном числе публикаций [141–145]. В указанных публикациях речь идет об амплитудной анизотропии пропускания опалов. При этом в литературе, за исключением работы [155], отсутствуют данные о трансформации поляризации волн испытывающих брэгговскую дифракцию в ФК.

Целью исследований освещенных в данной главе являлось восполнить отмеченный выше недостаток. Ниже рассматривается взаимодействие линейно-поляризованного света с ФК на основе объемных и тонкопленочных опалов и поляризационные состояния вышедших из ФК волн.

4.1.1. Образцы, геометрия и методика эксперимента

Наиболее общее экспериментальное рассмотрение вопросов распространения света в опалах сделано в рамках диссертации, в работе [101]. В этой работе использовались два типа образцов синтетических опалов, изготовленных из сферических частиц α -SiO₂ (аморфного диоксида кремния): объемный образец [156], полученный методом гравитационного осаждения частиц с диаметром $D_1 = 315 \pm 15$ нм, и опаловая тонкая пленка [99], выращенная на стеклянной подложке с помощью вертикального осаждения, $D_2 = 290 \pm 15$ нм. Образцы имели следующие толщины вдоль оси [111]: объемный – 0.5 мм, пленка – примерно 4.5 μ м. Кристаллическая структура экспериментальных образцов обсуждалась в работах [137, 156]. В обоих образцах частицы α -SiO₂ формируют ГЦК структуру, в которой двухмерные ростовые слои с плотной гексагональной упаковкой образуют высокоупорядоченную (111) систему кристаллографических плоскостей, см. рис. 35(а).

Свойства объемного образца изучались при условии низкого диэлектрического контраста, когда в качестве заполнителя использовался раствор воды и пропилен гликоля ($\epsilon_{\alpha\text{-SiO}_2} = 1.83$, $\epsilon_{\text{H}_2\text{O-pg}} = 1.96$, $\epsilon_{\alpha\text{-SiO}_2} / \epsilon_{\text{H}_2\text{O-pg}} \approx 0.93$). Для достижения таких условий образец пропитывался и помещался в кювету (в форме параллелепипеда) с раствором. Отметим, что падающий и прошедший лучи распространялись вдоль нормали к граням кюветы. Опаловая пленка исследовалась на воздухе при большем контрасте, $\epsilon_{\alpha\text{-SiO}_2} / \epsilon_{\text{air}} \approx 1.7$; в экспериментах луч падал на пленку со стороны воздуха.

Геометрия эксперимента (и ориентация образцов) представлена на рис. 35(б). Направление вектора падающей волны \mathbf{E}_ψ задавалось с помощью поляризатора. Измерения проводились для p (от \mathbf{E}_p , $\psi = 0$), s (от \mathbf{E}_s , $\psi = 90^\circ$) и \mathbf{E}_{45° ($\psi = 45^\circ$) поляризаций. Для исследования дирекционных спектральных зависимостей образцы поворачивались вокруг оси $[0\bar{1}1]$ на угол θ (при $\theta = 0$

свет направлялся вдоль оси $[111]$, совпадающей с нормалью к ростовой плоскости образцов опала), что соответствовало сканированию вдоль линии L_g – K – L на поверхности зоны Бриллюэна (ЗБ) ГЦК решетки. Путь и плоскость сканирования в эксперименте, а также сечение ЗБ решетки представлены на рис. 35 (в) и (г).

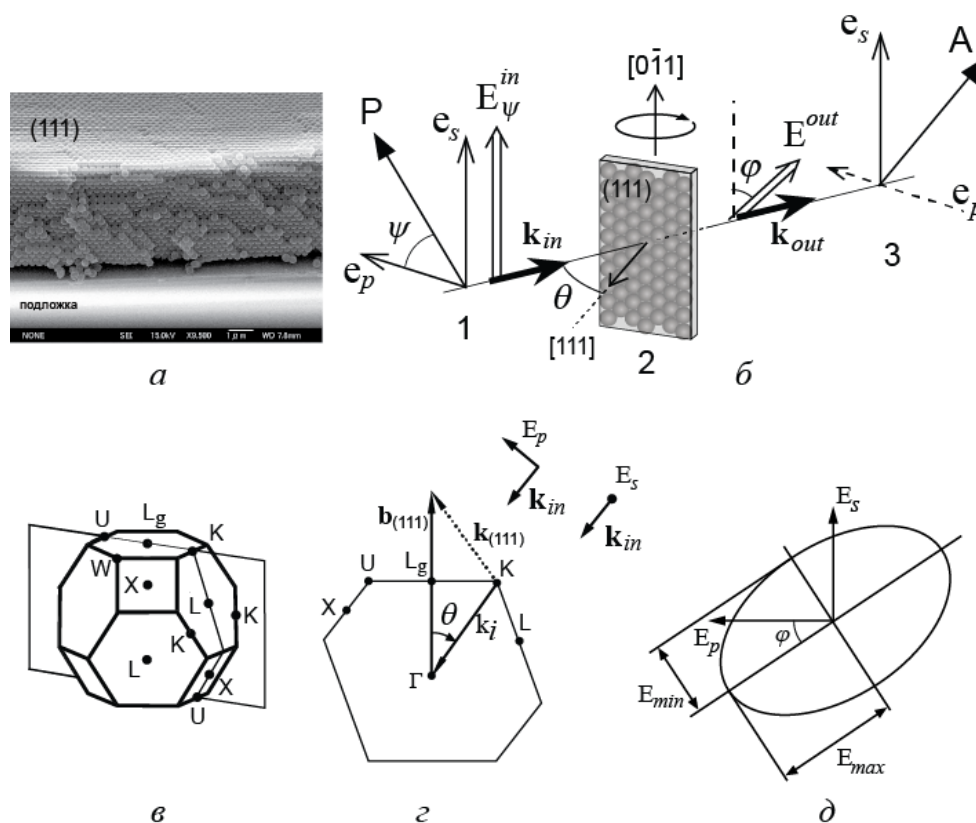


Рис. 35: (а) Изображение тонкой опаловой пленки, полученное сканирующим электронным микроскопом. (б) Схема эксперимента и ориентация образца: 1 – поляризатор, 2 – образец, 3 – вращающийся анализатор; показаны задаваемые и детектируемые величины. (в) Зона Бриллюэна ГЦК решетки. (г) Сечение и путь сканирования. (д) Эллипс поляризации прошедшей волны.

С помощью эллипсометра с вращающимся анализатором измерялись спектральные зависимости максимальной и минимальной интенсивности лучей, поворота плоскости поляризации (φ), с точностью до 0.02° , и эллиптичность (γ) прошедшего через образцы света. Дополнительно анализировались степень поляризации и направление циркуляции. Эллиптичность определялась как

арктангенс отношения минимальной амплитуды прошедшего через анализатор света к максимальной амплитуде [или малой оси эллипса поляризации к большой оси, $\gamma = \arctg(E_{min}/E_{max})$]. Спектры фазовой анизотропии – набег фазы δ между ТЕ и ТМ волнами на выходе из кристаллов – были рассчитаны на основе экспериментальных данных с помощью известного соотношения $\pm 2 \cdot E_{min} \cdot E_{max} \cdot \text{ctg} \delta = \{(E_{max})^2 - (E_{min})^2\} \sin \varphi$, где E_{min} , E_{max} и φ измеряемые величины характеризующие эллипс поляризации [рис. 35(д)]. При наклонном падении площадь освещаемой на образце области не превышала 2 мм², угол расходимости падающего луча не превышал 2°.

4.1.2. Оптические свойства опалов при взаимодействии с линейно-поляризованным светом

На рисунке 2 представлены спектры пропускания объемного опала (а)-(в) и опаловой пленки (г)-(е) в зависимости от поляризации и угла падения волны. В спектрах полоса непропускания или стоп-зона (111) возникает вследствие брэгговской дифракции на системе плоскостей (111). С увеличением угла θ , стоп-зона (111) сдвигается в коротковолновую область спектра. Из рисунков видно, что в случае объемного образца полоса (111) имеет одинаковую интенсивность для p ($\psi = 0$), s ($\psi = 90^\circ$) и $\psi = 45^\circ$ поляризаций при $\theta = 0$. (В аналогичной геометрии эксперимента для тонкой опаловой пленки наблюдается отличие в интенсивности стоп-зон (111).) При наклонном падении света в спектрах видно, что более интенсивная стоп-зона (111) наблюдается для s поляризованного света, минимальная по интенсивности – для p поляризации и при E_{45° стоп-зона (111) имеет промежуточную интенсивность. Различия в интенсивности стоп-зон при освещении опалов линейно поляризованным качественно объясняется в

рамках теории Френеля [140–142]. При этом максимальные различия в пропускании (отражении) достигаются при распространении света вдоль таких направлений, когда угол между падающим лучом и нормалью к какой-либо плоскости (hkl) достигает критического значения $\theta_c^{(hkl)}$ соответствующего по смыслу углу Брюстера. В такой геометрии p поляризованный свет не дифрагирует на (hkl) системе плоскостей, а соответствующая стоп-зона (hkl) не открывается [99, 143, 144].

Итак, спектры на рис. 36 иллюстрируют анизотропию пропускания линейно-поляризованного света опаловыми структурами. Видно, что для обеих структур наблюдаются различия в интенсивностях стоп-зон для света с разными поляризациями. Различия интенсивностей полос в спектрах T_s и T_p близки по величине в случае обоих образцов. Следует подчеркнуть, что анизотропия пропускания зависит как от толщины образца (т.е. количества брэгговских плоскостей в структуре), так и от диэлектрического контраста в нем. В нашем случае в тонкой опаловой пленке диэлектрический контраст выше, но оптическая длина пути света составляет всего двадцать слоев (111); в объемном же образце контраст низкий, но при этом свет проходит около двух тысяч слоев (111). *Как будет показано ниже, различия в интенсивности стоп-зон для линейно-независимых (s и p) компонент \mathbf{E}_v волны с произвольной плоскостью поляризации будут приводить к повороту плоскости поляризации и трансформации исходного поляризационного состояния света (линейной поляризации).*

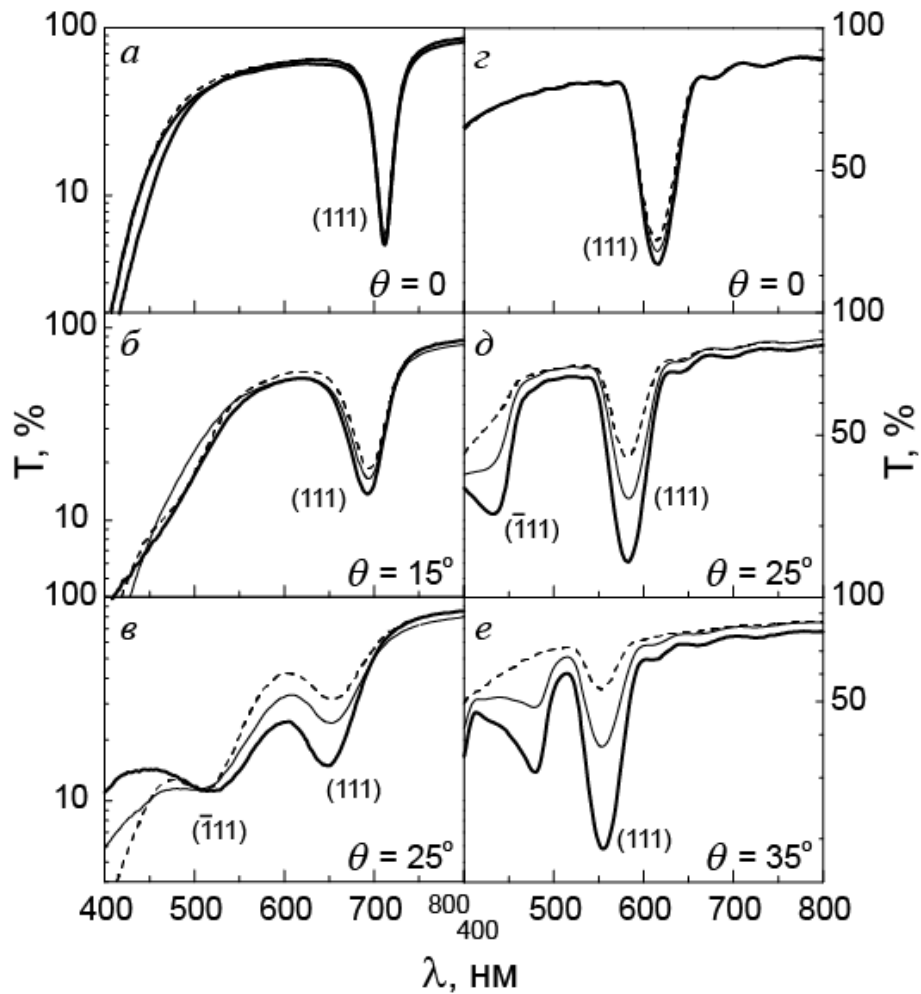


Рис. 36: Спектры пропускания поляризованного света для объемного образца опала (а)–(в) и тонкой опаловой пленки (г)–(е). Спектры измерены при нормальном и наклонном падении для трех поляризаций: E_p – штриховая, E_{45° – сплошная тонкая и E_s – сплошная толстая линии.

В спектрах (рис. 36) также наблюдается вторая стоп-зона – это полоса, возникающая вследствие дифракции от плоскостей $(\bar{1}11)$. Для стоп-зоны $(\bar{1}11)$ характерны те же особенности взаимодействия с поляризованным светом и ее исчезновению из спектра соответствует критический угол $\theta_c^{(\bar{1}11)}$ [99]. Видно, что в спектрах для p -поляризованного света стоп-зоны $(\bar{1}11)$ не открываются при углах падения близких к критическим [рис. 36(д) и (е)]. Далее в данной подсекции мы ограничимся изучением угловых и поляризационных особенностей пропускания только для стоп-зоны (111). Для анализа поляризации

спектральные диапазоны измерений были: 550–800 нм – объемный опал, 500–700 нм – опаловая пленка.

Рисунок 37 иллюстрирует трансформацию линейной поляризации волн прошедших через исследованные образцы. Представлены спектральные зависимости для поворота плоскости поляризации прошедшего света и его эллиптичности. Из сравнения спектров для света с различными поляризациями при $\theta = 0$ видно, что свет с брэгговской длиной волны [и с длинами волн вне стоп-зоны (111)] проходит через объемный опал практически без поворота плоскости поляризации ($\varphi \approx 0.2^\circ$), а величина эллиптичности пренебрежимо мала [рис. 37(а)-(в)]. Эллиптичность достигала максимального значения для света с исходной E_{45° поляризацией, $\text{tg}\gamma = 0.03$. Данный результат показывает, что линейно поляризованный свет практически не деполаризуется распространяясь в исследованных образцах. Малые величины γ по-видимому связаны с малой анизотропией пропускания обсуждаемой в разделе 3.1 при нормальном падении. Однако, существенный вклад может вносить взаимная ориентация плоскости поляризации и гексагональной двумерной решетки слоев $\alpha\text{-SiO}_2$ сфер. Кроме того, возможен дополнительный вклад в γ из-за угловой расходимости падающего светового луча.

С ростом угла падения для s (и p) поляризованного света наблюдается незначительное увеличение угла поворота φ (см. рис. 38). Так для $\theta = 25^\circ$, максимальный угол $\varphi = 1.6^\circ$ в спектре соответствует минимуму стоп-зоны (111) [рис. 38(а); $\lambda = 660$ нм], при этом $\text{tg}\gamma = 0.01$. Однако, для E_{45° поляризации свет, распространяющийся в опале, испытывает значительную трансформацию исходной поляризации [рис. 38(в)]: (i) свет сохраняет линейную поляризацию, а плоскость поляризации поворачивается на значительный угол; и (ii) свет становится эллиптически поляризованным, при этом главная ось эллипса поляризации поворачивается на некоторый угол относительно поляризации падающей волны. Из спектра для E_{45° [рис. 38(в)] видно, что максимальный угол поворота, $\varphi = -10^\circ$, наблюдается для длины волны соответствующей центру стоп-

зоны (111) [рис. 38(в); $\lambda = 660$ нм], при этом на краях стоп-зоны (111) наблюдается рост эллиптичности. Максимум эллиптичности был обнаружен для длинноволнового края стоп-зоны (111) – $\text{tg}\gamma = 0.13$ ($\lambda = 690$ нм), второй пик обнаружен на коротковолновом крае – $\text{tg}\gamma = 0.07$ ($\lambda = 630$ нм).

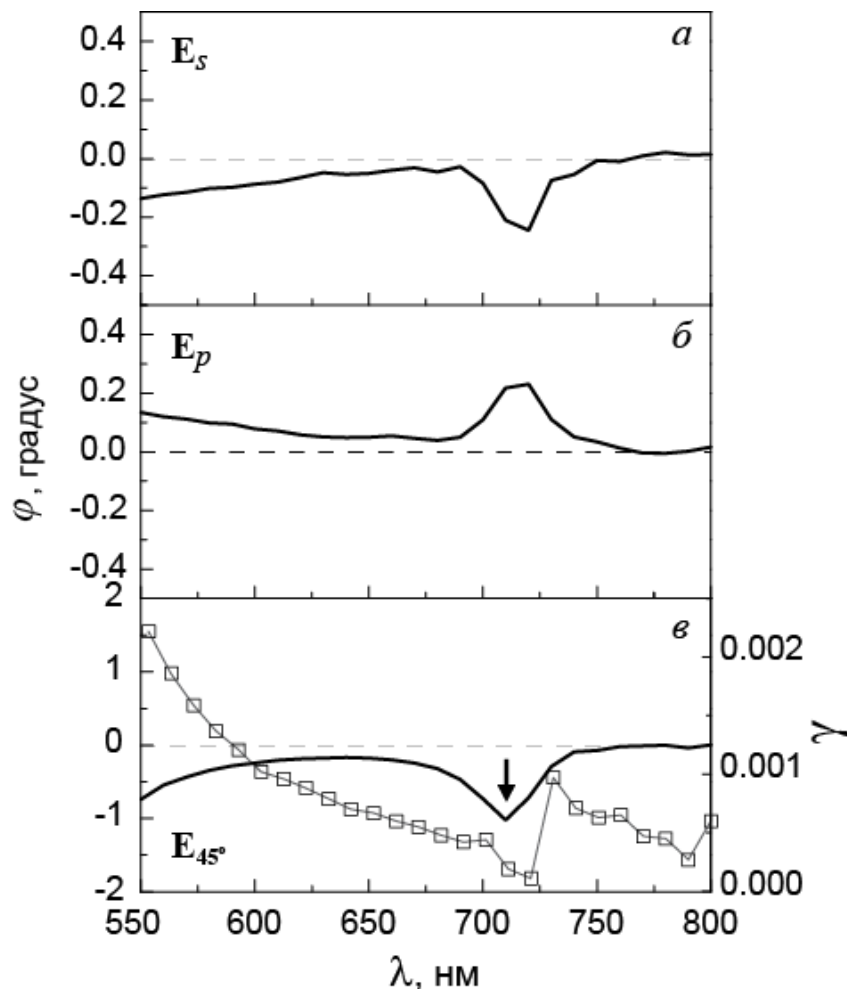


Рис. 37: Спектральные зависимости поворота плоскости поляризации (сплошная линия) и эллиптичности (открытый квадрат) для света прошедшего через образец объемного опала. Падающая волна имела три различные линейные поляризации: (а) – E_s , (б) – E_p и (в) – E_{45° . Спектры измерены для нормального падения, $\theta = 0^\circ$.

Как и в случае объемного опала, при освещении тонкой опаловой пленки s или p поляризованным светом вдоль нормали к плоскостям (111) ($\theta = 0$) угол поворота плоскости поляризации мал, а эллиптичность равна нулю.

Максимальный поворот плоскости поляризации ($\varphi = 1.8^\circ$), наблюдается для света с длиной волны соответствующей центру (111) стоп-зоны ($\lambda = 630$ нм) и исходной E_{45° поляризацией (мы не приводим эти спектры).

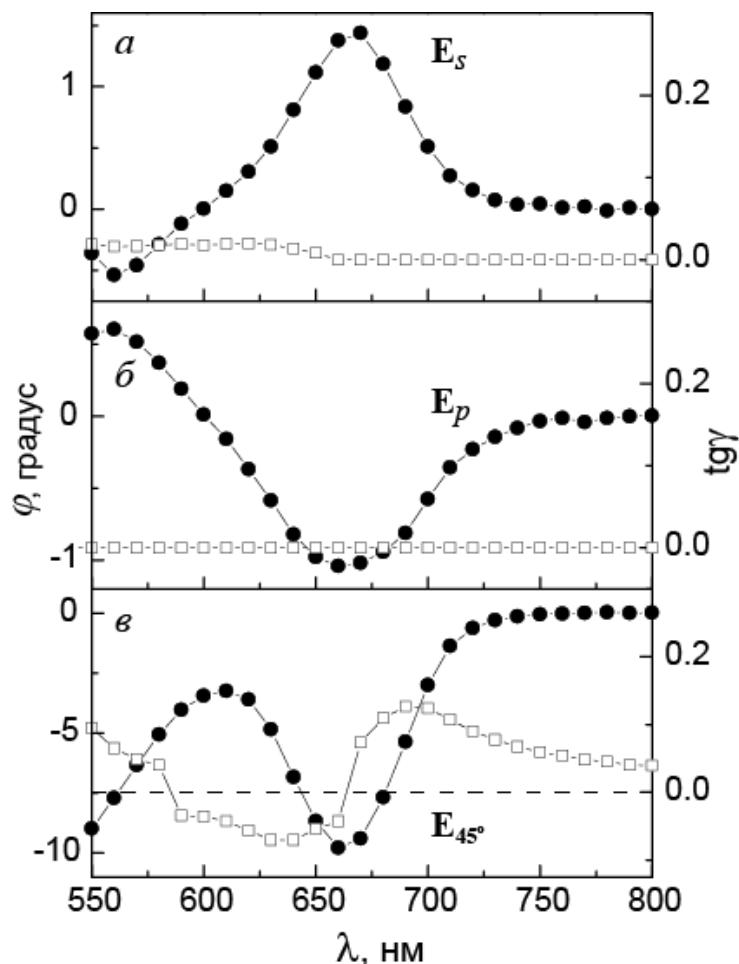


Рис. 38: Спектральные зависимости поворота плоскости поляризации (сплошной круг) эллиптичности (открытый квадрат) для света прошедшего через образец объемного опала. Падающая волна имела три различные линейные поляризации: (а) – E_s , (б) – E_p и (в) – E_{45° . В эксперименте угол падения был $\theta = 25^\circ$.

На рисунке 5 представлены φ и γ спектральные зависимости для тонкой опаловой пленки в геометрии наклонного падения, $\theta = 35^\circ$. Видно, что для s (и p) поляризации поворот плоскости поляризации для прошедшей волны достигает $\varphi \approx 1^\circ$. Для случая E_{45° поляризации угол поворота достигает своего максимума

$\varphi \approx -15^\circ$ при $\lambda = 560$ нм, см. рис. 39(в). Эллиптичность на краях стоп-зоны (111) ($\lambda = 540$ и 590 нм) примерно равна $\text{tg}\gamma \approx 0.2$. Заметим, что особенности в спектрах на рис. 38 и 39 практически совпадают по величине.

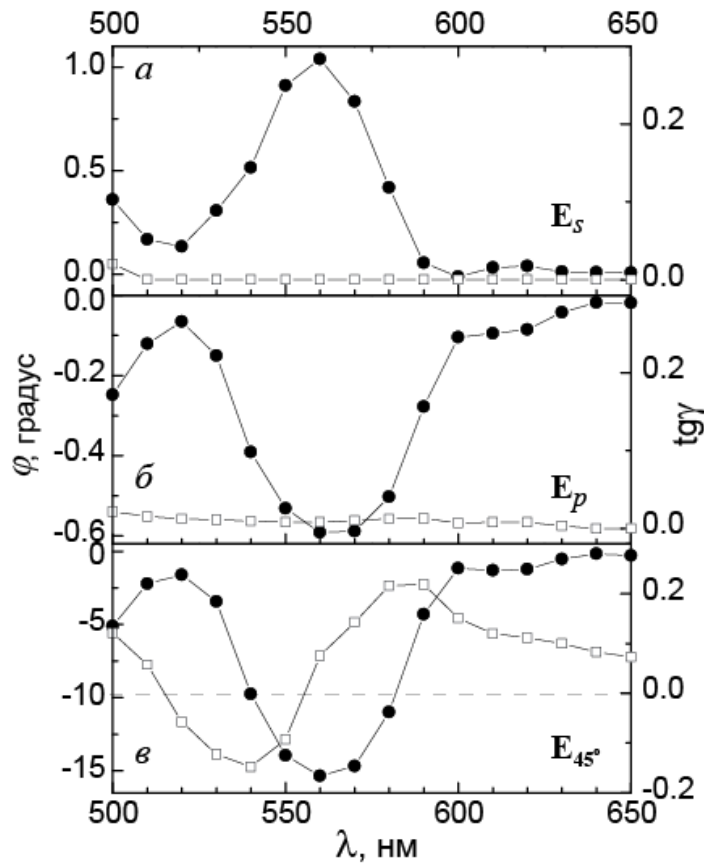


Рис. 39: Спектральные зависимости поворота плоскости поляризации (сплошной круг) эллиптичности (открытый квадрат) для света прошедшего через тонкую опаловую пленку. Падающая волна имела три различные линейные поляризации: (а) – E_s , (б) – E_p и (в) – E_{45° . В эксперименте угол падения был $\theta = 35^\circ$.

Рассмотрим изменение поляризационного состояния при фиксированной ориентации образца ($\theta = 30^\circ$) и последовательном изменении направления вектора E_ψ падающей волны (рис. 40). В действительности оказалось, что максимальный угол поворота плоскости поляризации возникает при $E_\psi^{in} = E_{45^\circ}$ поляризации [рис. 40(б)]. При этом для волн с линейно-независимыми векторами E_p (ТМ мода) и E_s (ТЕ мода) поляризация не претерпевает значительных изменений при распространении в кристалле. Становится очевидным, что

значительный поворот плоскости поляризации возникает из-за анизотропии пропускания ортогональных компонент вектора \mathbf{E}_ψ^{in} (компоненты $\mathbf{E}_\psi^{e_p}$ и $\mathbf{E}_\psi^{e_s}$ — это проекции \mathbf{E}_ψ^{in} на оси e_p и e_s , см. рис. 35(а), 36 и 40(а). Наблюдаемый поворот — это изменение ориентации напряженности электрического поля $\mathbf{E}_\psi^{in} \rightarrow \mathbf{E}_\psi^{out}$ в силу изменения векторной суммы $\mathbf{E}_\psi^{e_p} + \mathbf{E}_\psi^{e_s}$ при распространении через фотонный кристалл. Тот факт, что эллиптичность для мод соответствующим минимумам стоп-зон (111) равна нулю, подтверждает справедливость такой модели.

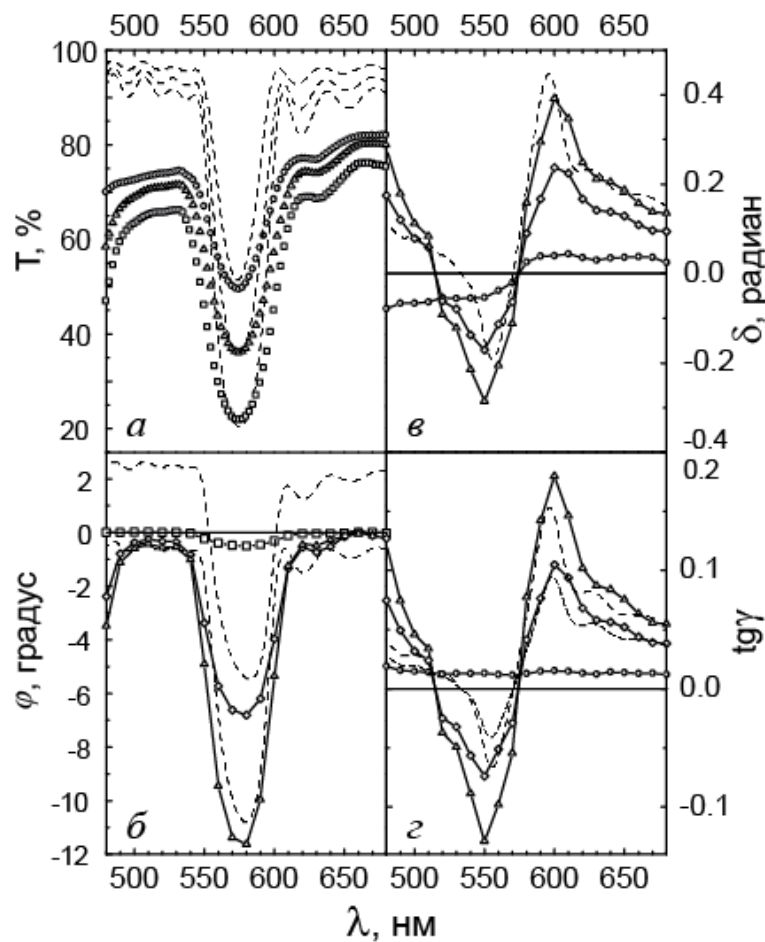


Рис. 40: Экспериментальные (символы) и расчетные (прерывистые линии) спектры пропускания (а), поворота плоскости поляризации (б), набега фазы (в) и эллиптичности (г). Рассмотрен случай наклонного падения под углом $\theta = 30^\circ$. На графике (а) показаны спектры для падающего света с ориентациями плоскости поляризации \mathbf{E}_p (круг), \mathbf{E}_s (треугольник) и \mathbf{E}_{45° (квадрат). На графиках (б)-(г) приведены экспериментальные спектры для \mathbf{E}_s (круг), \mathbf{E}_{20° (ромб) и \mathbf{E}_{45° (треугольник), а также показан соответствующий расчет.

Трансформация поляризации из линейной в эллиптическую с одновременным поворотом главных осей эллипса поляризации для мод вблизи краев фотонных стоп-зон показывает, что простого изменения векторной суммы $\mathbf{E}_\psi^{e_p} + \mathbf{E}_\psi^{e_s}$ не достаточно. Известно, что волну с эллиптической поляризацией можно рассмотреть как суперпозицию двух линейно поляризованных волн с одинаковыми (или разными) амплитудами и сдвигом фаз между ними. Причем если амплитуды разные и существует сдвиг фаз (δ), то главные оси эллипса поляризации не совпадают с осями колебаний напряженности поля исходных волн. Именно такая суперпозиция различных по величине и фазе $\mathbf{E}_\psi^{e_p}$ и $\mathbf{E}_\psi^{e_s}$ полей, возникает при взаимодействии света с образцами опалов в наших экспериментах. На рис. 40(в) представлен спектр фазовой анизотропии – сдвиг фаз δ между ТЕ и ТМ модами возникающий на выходе из опаловой пленки.

Фазовая анизотропия взаимодействия поляризованного света с опалами проявляется в следующем. Разность фаз между $\mathbf{E}_\psi^{e_p}$ и $\mathbf{E}_\psi^{e_s}$ волнами в фотонном кристалле вне стоп-зон равна нулю. При сканировании в спектральном диапазоне запрещенных длин волн δ нарастает и достигает своего максимума на краях стоп-зон, а, при приближении к минимуму стоп-зоны, сдвиг фаз равен нулю. Вторая особенность, связанная с δ -анизотропией заключается в том, что величина фазового сдвига для мод соответствующих длинноволновому краю больше чем для мод вблизи коротковолнового края. Третья особенность заключается в том, что направление циркуляции электрического вектора суммарной волны на выходе из кристалла изменяется, см. рис. 40(в) и (г).

Чтобы разобраться в причинах смены знака направления циркуляции в пропущенной эллиптически поляризованной волне, мы должны рассмотреть изменение разности фаз $\delta_s - \delta_p$ исходных \mathbf{E}_s - и \mathbf{E}_p -поляризованных волн. Отметим, что эффект смены эллиптичности наблюдался как на тонкой опаловой пленке, так и на объемном опале заполненном раствором этилен гликоля. В последней структуре с одной стороны контраст проницаемостей шариков и наполнителя был небольшой, с другой стороны поверхность опала не была

идеальной плоскостью. Отметим, что, в соответствии с экспериментальными данными, в таких структурах можно пренебречь многолучевой интерференцией на границах образца. В случае слоистой среды \mathbf{E}_s -поляризованная волна возбуждает ТЕ решение, а \mathbf{E}_p -поляризованная волна – ТМ решение. Поэтому полагаем, что разность фаз обусловлена разностью соответствующих волновых векторов $\delta_s - \delta_p \approx (k_{TE} - k_{TM})L$, где L – толщина образца, а k_{TE} и k_{TM} линейно-независимые компоненты волновых векторов перпендикулярные поверхности образца. Подчеркнем, что нас интересует лишь действительная часть блоховского вектора.

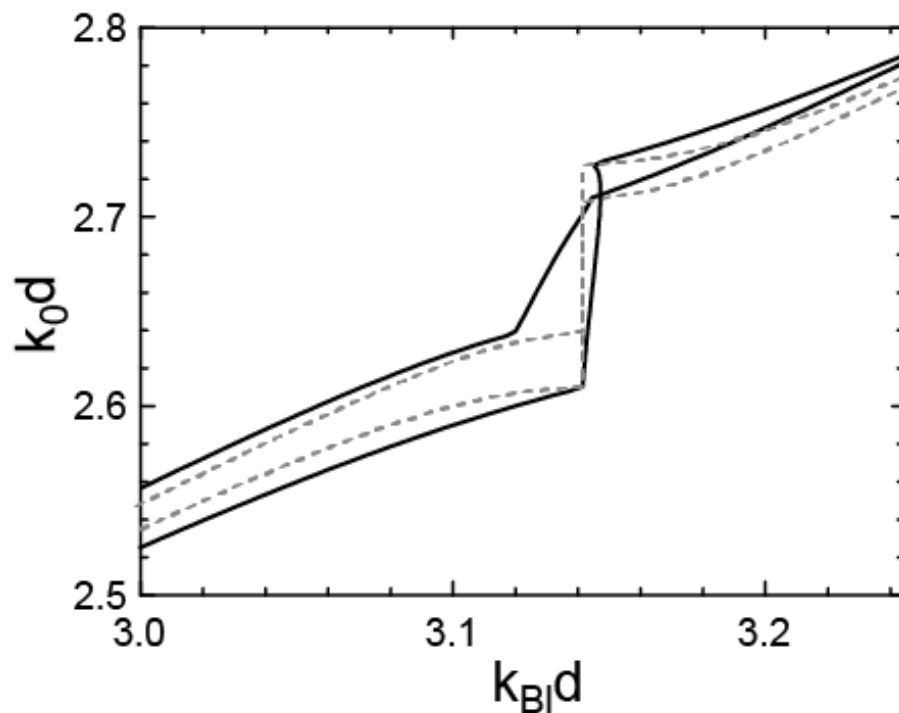


Рис. 41: Дисперсионные кривые для бесконечных слоистых структур в расширенной зонной структуре (по горизонтали произведение блоховского волнового вектора k_{Bl} на период кристалла d , по вертикали произведение волнового вектора в вакууме $k_0 = \omega/c$ на d). Расчет для одномерного фотонного кристалла (штриховая линия) и расчет для опаловой пленки в рамках теории гомогенизации (сплошная линия). Контраст в фотонных кристаллах составлял $\epsilon_{a-SiO_2} / \epsilon_{air} \approx 1.7$, период одномерного фотонного кристалла был $d = 245$ нм.

Расчет волновых векторов k_{TE}, k_{TM} для одномерной структуры,

использовавшейся ранее для оценки спектров пропускания, подтверждает наше предположение (см. рис. 41, сплошные линии). Видно, что для частот ниже запрещенной зоны (длинноволновый край запрещенной зоны) $k_{TE} > k_{TM}$ и таким образом $\delta_s - \delta_p > 0$, но при этом выше запрещенной зоны (коротковолновый край) $k_{TE} < k_{TM}$ и, соответственно, $\delta_s - \delta_p < 0$. Иными словами, при переходе через запрещенную зону меняется направление вращения вектора поляризации.

Однако проведенный расчет не дает ответа например на вопрос, – "Почему на длинноволновом крае имеется такое соотношение волновых векторов $k_{TE} > k_{TM}$?" Для объяснения рассмотрим оценки для k_{TE} и k_{TM} , сделанные на основе теории гомогенизации. Эта теория дает неплохую оценку для действительной части волнового вектора не только в длинноволновом приближении, но и для длин волн сравнимых с периодом решетки фотонного кристалла. В то время как в длинноволновом пределе различные определения гомогенизированных параметров приводят к одинаковой оценке волнового вектора, при длинах волн, сравнимых с неоднородностью, для получения корректного результата необходимо использовать «энергетическое» определение [157]. Гомогенизированная одномерная среда описывается анизотропным тензором диэлектрической проницаемости [158, 159]:

$$\varepsilon_{eff} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (4.1)$$

где для определения ε_{\parallel} мы воспользуемся «энергетическим» определением [157, 160, 161]:

$$\varepsilon_{\parallel} \langle E_{\parallel}(z) E_{\parallel}^*(z) \rangle = \langle \varepsilon(z) E_{\parallel}(z) E_{\parallel}^*(z) \rangle, \quad (4.2)$$

а для ε_{\perp} будем использовать аналогичную формулу, с учетом того, что в этом случае усредняемой величиной является $1/\varepsilon$ [158, 159]:

$$\frac{1}{\varepsilon_{\perp}} \langle E_{\perp}(z) E_{\perp}^*(z) \rangle = \left\langle \frac{1}{\varepsilon(z)} E_{\perp}(z) E_{\perp}^*(z) \right\rangle \quad (4.3)$$

где \parallel – обозначает компоненты параллельные слоям, а \perp – перпендикулярные. Соответственно перпендикулярные компоненты волновых векторов будут:

$$k_{TE} = k_0 \sqrt{\varepsilon_{\parallel} - \sin^2 \theta} \quad (4.4)$$

$$k_{TM} = k_0 \sqrt{\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} \sin^2 \theta} \quad (4.5)$$

Не смотря на отклонения в запрещенной и во второй разрешенной зонах, расчет (рис. 41) показывает хорошее качественное согласование значений волновых векторов для исходной (сплошные линии) и гомогенизированной (прерывистые линии) сред.

Согласно формулам (4.2) и (4.3) эффективное значение диэлектрической проницаемости определяется в первую очередь теми областями, где сконцентрировано электрическое поле. (В предельном случае, если поле сконцентрировано только на каком-то включении, то эффективная проницаемость просто равна проницаемости этого включения.) То есть, если для заданной поляризации поле в большей степени сконцентрировано на слое SiO_2 , то соответствующая эффективная проницаемость будет больше, чем, если поле сконцентрировано в воздушной прослойке. Следовательно, при сканировании запрещенной зоны распределение поля меняется – в окрестности нижнего края запрещенной зоны электрическое поле ТЕ-поляризованной волны преимущественно сконцентрировано в слоях SiO_2 , в то время как для верхнего края ТЕ волна сконцентрирована преимущественно в воздушных слоях. Для ТМ волны дисперсионная кривая больше похожа на прямую, что означает, что поле ТМ волны более-менее равномерно распределено по ячейке. Именно поэтому, при переходе от низкочастотной границы запрещенной зоны к высокочастотной, волновой вектор ТМ (4.4) волны становится больше волнового вектора ТЕ волны (4.5). Суммируя сказанное, мы приходим к тому, что смена знака вращения поляризации связана с изменением распределения поля на ячейке при переходе через запрещенную зону [162, 163].

Отметим, что приведенные рассуждения, объясняющие связь эллиптичности с распределением поля, носят в основном качественный характер: во-первых,

теория гомогенизации дает приблизительные значения волновых векторов, во-вторых, мы не учитывали многолучевую интерференцию. Поэтому, в частности, экспериментально измеренный ноль эллиптичности не соответствует строго пересечению сплошных линий на рисунке 41.

4.2. Магнитофотонные кристаллы на основе опалов

4.2.1. Процедура синтеза и магнитные свойства

Тот факт что искусственные опалы обладают непрерывной сетью пустот между сферическими частицами SiO_2 , позволил использовать их как матрицу для заполнения различными материалами. В рамках диссертационной работы ферромагнитные и парамагнитные материалы вводились в опалы используя следующий подход: (1) подготовка пластинок опала толщиной 1 мм, (2) пропитывание пластинок водным раствором солей химических элементов необходимых для синтеза магнитного вещества, (3) удаление излишков раствора с поверхности образца, (4) выпаривание воды, (5) оксидирование солей с помощью раствора аммиака в случае опал–магнетит композита или отжиг в случае опал–гранат композитов и (5) полировка образцов для электронной микроскопии, рентгеновской дифракции и измерений магнитных свойств с помощью вибрационного магнетометра.

На рисунке 42 показаны изображения незаполненного образца опала и опал–магнитное вещество композитов. Для изготовления опал– Fe_3O_4 композита пластинка исходного опала пропитывалась хлоридами железа в соотношении $\text{FeCl}_2:\text{FeCl}_3 = 1:1$. После испарения воды заполненный хлоридами опал пропитывался 30% раствором NH_4OH ; пропитывание длилось несколько секунд для образования Fe_3O_4 внутри пор. Процедура пропитывания солями и их оксидирование или отжиг для кристаллизации повторялось несколько раз в

случае Fe_3O_4 или гранатов. Нижняя панель на рисунке – это фотография полученных образцов; для демонстрации прозрачности/непрозрачности композитов образцы были помещены над границей листов белой и черной бумаги; перед фотографированием образцы дополнительно пропитывались водой. Визуально видны результаты синтеза материалов внутри сети пустот опала, проявляющиеся как поглощение и высокий оптический контраст.

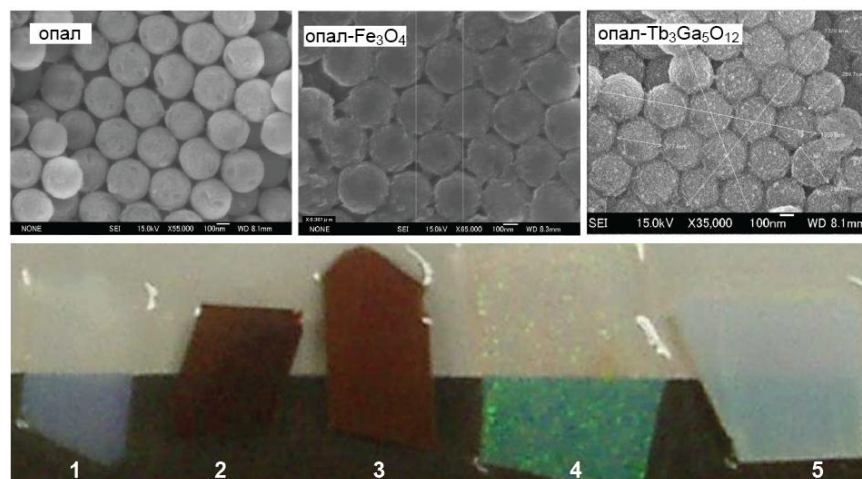
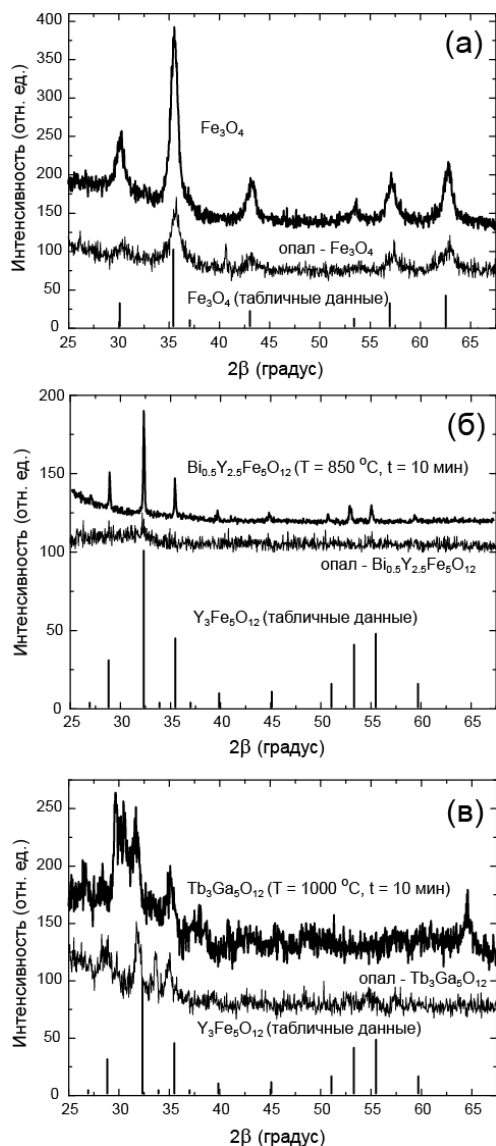


Рис. 42: Изображения (111) поверхностей незаполненного опала и опал–магнитное вещество композитов, полученные с помощью электронного сканирующего микроскопа. Образцы: 1 – исходный опал, 2 – опал– Fe_3O_4 , 3 – опал–Bi:YIG, опал– $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$. – тонкая (4) и толстая пластинки (5).

Рис. 43: Спектры рентгеновской дифракции изготовленных материалов: (а) Fe_3O_4 и опал– Fe_3O_4 , (б) Bi:YIG и опал–Bi:YIG, (в) $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ и опал– $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$.

Спектры рентгеновской дифракции проказаны на рисунке 43. Растворы солей $\text{FeCl}_2:\text{FeCl}_3$, $\text{Bi}(\text{NO}_3)_3:\text{Y}(\text{NO}_3)_3:\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$ и $\text{Tb}(\text{NO}_3)_3:\text{Ga}(\text{NO}_3)_3$ использовались также и для синтеза соответствующих материалов (в виде тонких

пленок), а их рентгеновские спектры служили реперными данными об успешном синтезе. По совпадению положений пиков в экспериментальных спектрах и табличных данных видно, что процедура синтеза позволила изготовить опал–магнитное вещество композиты. Очевидно, что относительная интенсивность дифракционных пиков в спектре опал–магнитное вещество композитов слабее, чем в спектрах пленок магнитных веществ. Малая интенсивность пиков была обусловлена относительно малой объемной долей синтезированного вещества в порах опала, которая обычно составляла менее чем 10% от объема приходящегося на пространство пор.

Магнитные свойства композитов изучались с помощью вибрационного магнетометра, см. рис. 44 и 45. Так, в случае опал– Fe_3O_4 композита магнитные свойства синтезируемых образцов менялись от парамагнитного характера к ферромагнитному с увеличением объемной доли Fe_3O_4 внутри опала (рис. 44). Ферромагнитный характер гистерезиса намагниченности обнаруживался при величинах внешнего магнитного поля < 5 кЭ для образцов с большой концентрацией частиц Fe_3O_4 (линия 1). Сравнение магнитных свойств различных образцов показано на рис. 45. Очевидно, что магнетизм композитов определялся магнетизмом и объемной долей введенного в опал вещества. Опал– Fe_3O_4 и опал– $\text{Bi}_{0.5}\text{Y}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ образцы имели ферромагнитный тип гистерезиса, а опал– $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ образцы, как и незаполненный опал на основе SiO_2 частиц, имели парамагнитную зависимость намагниченности.

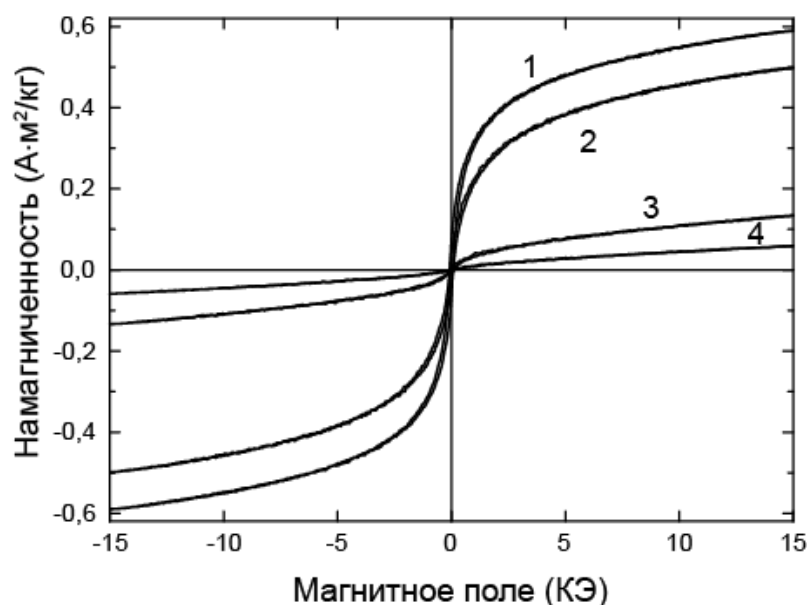


Рис. 44: Кривые намагничивания для опал– Fe_3O_4 композитов измеренные при комнатной температуре. Кривые 1–4 соответствуют образцам, заполненным водными растворами солей железа со следующими концентрациями 0.5 г/мл, 0.25 г/мл, 0.17 г/мл и 0.12 г/мл с последующим синтезом Fe_3O_4 внутри пор.

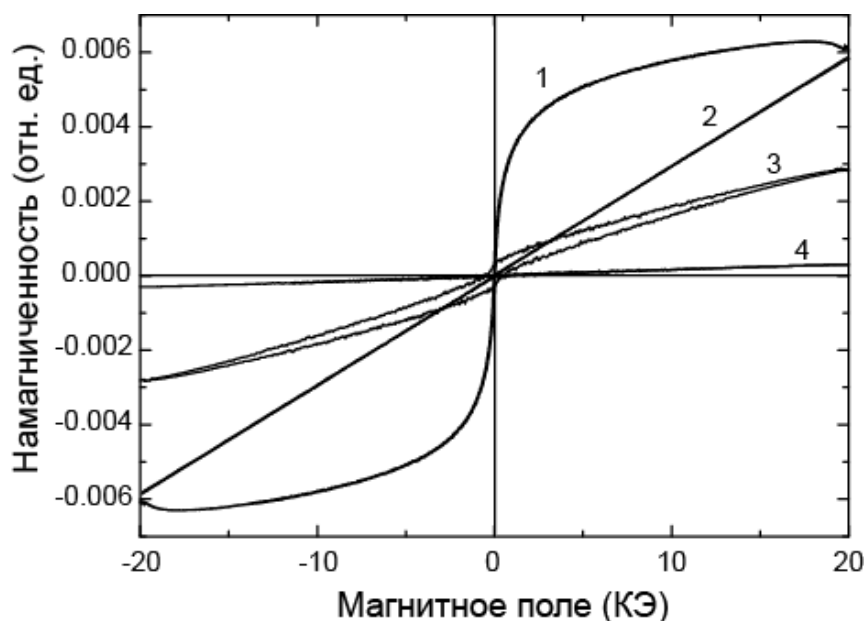


Рис. 45: Кривые намагничивания для различных 3D МФК на основе опал–магнитное вещество композитов: 1 – опал– Fe_3O_4 , 2 – опал– $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, 3 – опал– $\text{Bi}_{0.5}\text{Y}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и 4 – незаполненный образец опала.

4.2.2. Оптические и магнитооптические свойства 3D МФК на примере опал- Fe_3O_4 , опал- $Tb_3Ga_5O_{12}$ и опал-парамагнитная жидкость [59, 155, 164]

Серия спектров пропускания, измеренная после последовательных пропиток с последующим оксидированием солей железа выбранного образца опала- Fe_3O_4 показана на рис. 46. Очевидно, что общее пропускание через образец уменьшалось из-за поглощения света магнетитом. Вследствие поглощения относительная глубина полосы связанная с дифракцией на (111) системе кристаллографических плоскостей уменьшалась по сравнению с интенсивностью полосы (111) незаполненного опала. (Магнитные свойства таких опал- Fe_3O_4 композитов обсуждалось на рис. 44.)

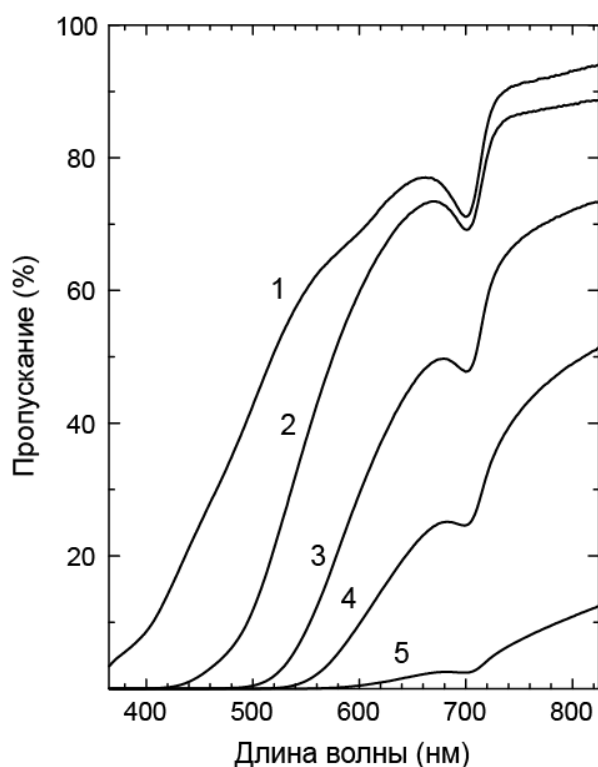


Рис. 46: Изменение оптических свойств при синтезе Fe_3O_4 внутри опала: кривая 1 – спектр пропускания пластинки незаполненного опала; кривые 2–5 – спектры пропускания опал- Fe_3O_4 композитов после последовательной пропитки пластинки опала водными растворами солей $FeCl_2:FeCl_3 = 1:1$ и их последующим оксидированием 30% раствором NH_4OH (2 – первая пропитка раствором с концентрацией 0.07 г/мл, 3 – вторая пропитка при концентрации 0.08 г/мл, 4 и 5 –

следующие пропитки при концентрациях 0.1 г/мл и 0.13 г/мл. Наблюдаемая в спектрах полоса является следствием брэгговской дифракции на (111) системе кристаллографических плоскостей (нормальное падение). Образцы дополнительно иммерсировались водой.

При пропитывании опал- Fe_3O_4 композита различными иммерсирующими жидкостями наблюдался эффект связанный с изменением оптического контраста внутри образцов, а именно, менялась интенсивность (111) полосы, см. рис. 47. Данный эксперимент проводился для опал- $\text{Bi}_{0.5}\text{Y}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и опал- $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ композитов. На рисунке 48 показана серия спектров для опал- $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, измеренная по мере шлифовки образца. При сравнении спектров на рис. 47 и 48 видно, что для опал- $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ композита эволюция (111) стоп-зоны происходит как по интенсивности, так и по ширине спектральной ширине. Эта эволюция обусловлена синтезом оптически плотного $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ($n \approx 2$ в видимом диапазоне) в порах опала и соответствующим ростом оптического контраста.

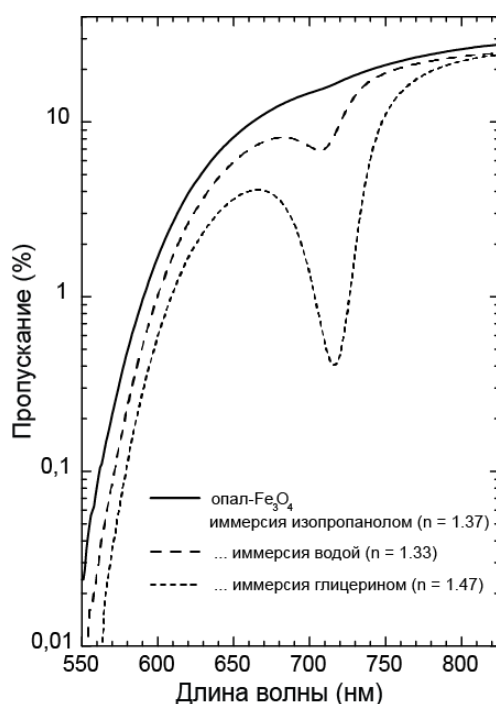


Рис. 47: Изменение интенсивности (111) стоп-зоны опал- Fe_3O_4 композита при иммерсии различными жидкостями.

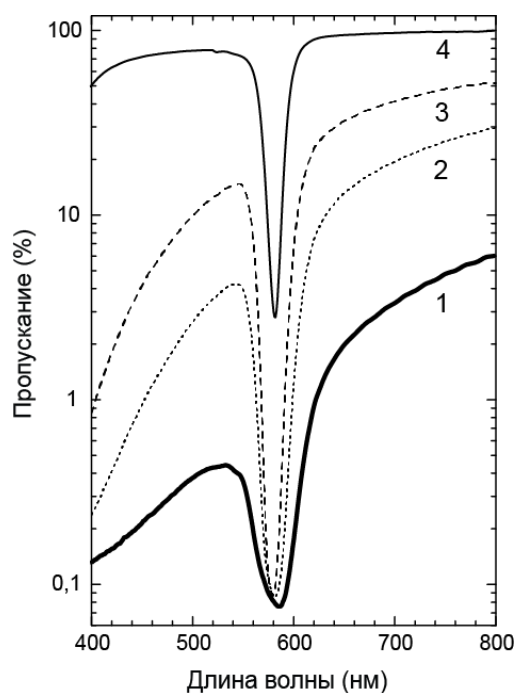


Рис. 48: Спектры пропускания опал– $Tb_3Ga_5O_{12}$ композита по мере шлифования: кривая 1 – образец толщиной 1 мм, 2 – образец с толщиной 0.7 мм, 3 – образец с толщиной 0.5 мм. Кривая 4 – спектр пропускания пластинки опала с толщиной 1 мм. Образцы дополнительно иммерсировались изопропанолом.

Угол фарадеевского вращения измерялся в геометрии нормального падения на (111) систему кристаллографических плоскостей опал– Fe_3O_4 композита. Известно, что большие величины фарадеевского вращения обычно наблюдаются в полосе поглощения магнитооптического материала. Такая же тенденция наблюдалась и в случае опал– Fe_3O_4 композита. Спектры пропускания и фарадеевского вращения показаны на рис. 49. Однако было обнаружено значительное изменение величины угла поворота поляризации в спектральном диапазоне отвечающем (111) стоп-зоне; максимум величины угла фарадеевского вращения наблюдался на $\lambda=590$ нм.

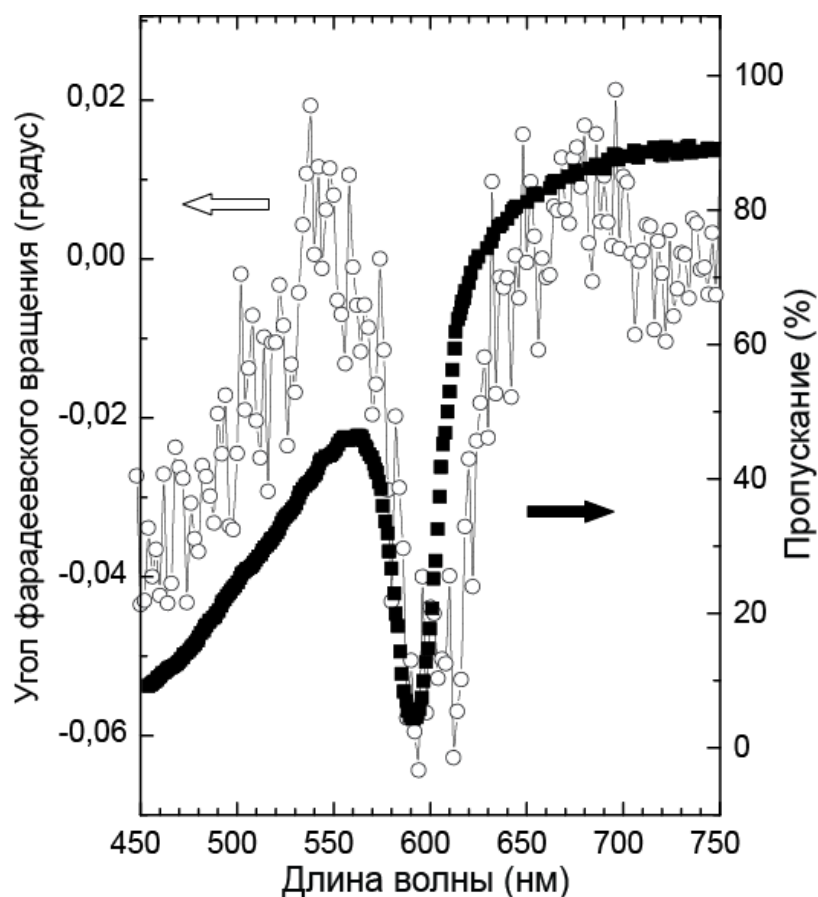


Рис. 49: Спектры пропускания и угла фарадеевского вращения опал- Fe_3O_4 композита.

Наиболее вероятно, что рост величины угла поворота плоскости поляризации происходил вследствие многократного прохождения света внутри опала. Такой же вывод сделан в работе [165]. Дополнительным фактором роста угла вращения может являться амплитудная и фазовая анизотропия пропускания линейно-поляризованного света (секция 4.1.2), которая может проявляться в спектрах МО отклика (секция 6.1). Следует заметить, что угол фарадеевского вращения незаполненного опала на основе частиц SiO_2 является положительной величиной с монотонной спектральной зависимостью в видимом диапазоне – угол монотонно уменьшается в длинноволновой области спектра. В данном эксперименте образец имел толщину ≈ 0.2 мм, т.е. был сравнительно прозрачным $T(\lambda=590 \text{ нм}) \approx 5\%$.

На первый взгляд несколько противоречивыми выглядят результаты

эксперимента, когда в качестве магнитной компоненты, внедренной в опал, использовался насыщенный раствор парамагнитной соли (рис. 50). В качестве магнитного вещества в данном эксперименте выступает как раствор $Dy(NO_3)_3$ соли характеризуемый отрицательным углом вращения, так и сам опал, характеризуемый положительным углом вращения. Кривая 1 на рисунке соответствует спектру фарадеевского вращения раствора $Dy(NO_3)_3$ соли в изопропанол. В эксперименте образец помещался в кювету с раствором соли, а оптический путь был раствор→пропитанный опал→раствор. Видно, что угол вращения имеет отрицательный знак в длинноволной области спекта как для раствора соли, так и пропитанного опала (кривая 2). Однако, величина угла вращения плоскости поляризации уменьшалась в диапазоне соответствующем (111) стоп-зоне; угол менял знак и достигал максимального значения для света с $\lambda=580$ нм. Далее величина угла уменьшалась и на коротковолновом крае полосы (111) знак угла вращения снова обращал свой знак.

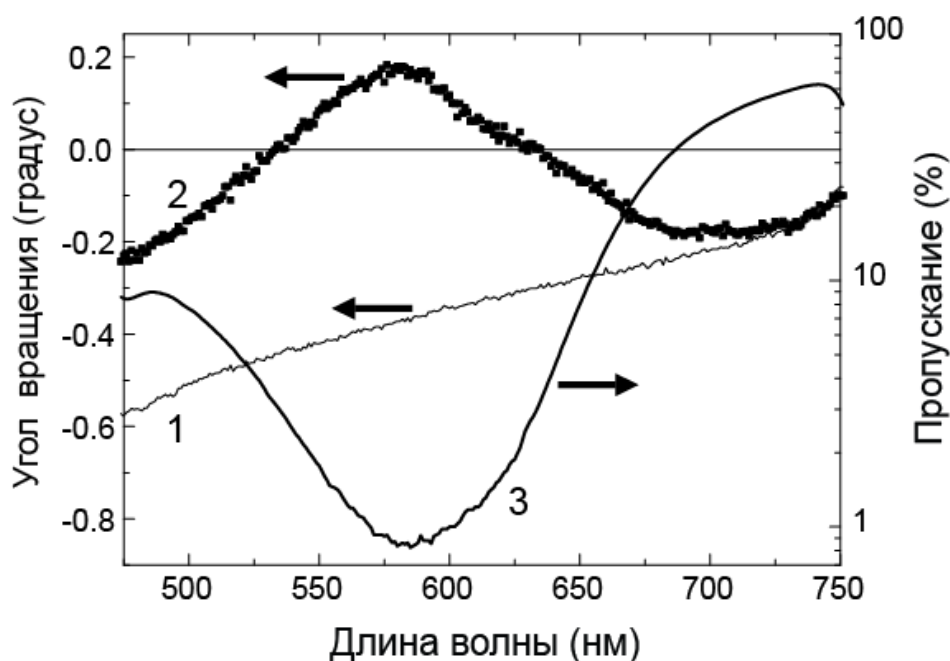


Рис. 50: Спектры угла вращения плоскости поляризации пропускания: раствор $Dy(NO_3)_3$ (кривая 1) и системы *пропитанный опал–раствор $Dy(NO_3)_3$* (кривая 2). Спектр пропускания системы *пропитанный опал–раствор $Dy(NO_3)_3$* (кривая 3).

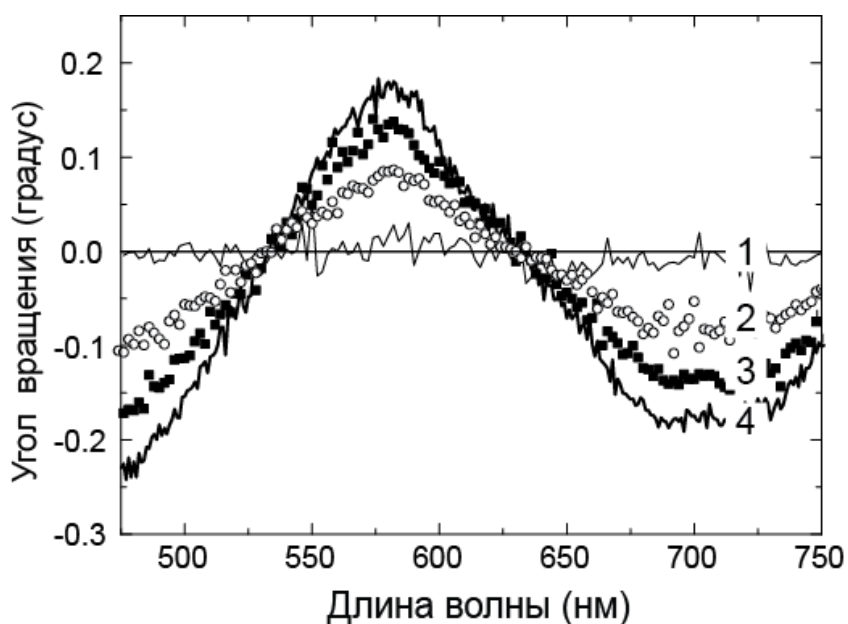


Рис. 51: Спектры угла вращения плоскости поляризации пропускания системы *пропитанный опал–раствор $Dy(NO_3)_3$* в зависимости от величины внешнего магнитного поля: (1) – $H = 0$, (2) – $H = 1$ кЭ, (3) – $H = 1.7$ кЭ и (4) – $H = 2.3$ кЭ.

Показательным являлся эксперимент, показанный на рис. 51. Здесь спектр фарадеевского вращения системы *опал–раствор $Dy(NO_3)_3$ соли* измерялся при различных магнитных полях. Эксперимент показал, что вращение плоскости поляризации было равным нулю в отсутствии магнитного поля (кривая 1), по мере увеличения внешнего магнитного поля наблюдалась тенденция, обсуждаемая на рис. 50. Таким образом, был сделан вывод, что амплитудная и фазовая анизотропия пропускания вносит значительный вклад в кумулятивный МО отклик опал–магнитное вещество.

4.3. Магнитооптический резонатор Фабри-Перо с брэгговскими зеркалами из опалов

Технология вертикального осаждения сферических частиц [107] на плоские подложки была использована для изготовления магнитооптического резонатора Фабри-Перо, в котором опаловые пленки являлись брэгговскими зеркалами [100]. Изготовленные образцы имели структуру опаловая пленка/слой BiYIG/опаловая пленка, т.е. были аналогами 1D МФК. Для изготовления гетероструктур применялся усовершенствованный метод осаждения с целью получения опаловых пленок высокого качества. Для более равномерного роста пленок, во-первых, частицы SiO₂ осаждались на подложку размещенную под углом и, во-вторых, осаждение проводилось в специальном шкафу где поддерживалась высокая влажность (80%) и температура (70–80 °С). Использовалась суспензия частиц SiO₂ в водном растворе, концентрация частиц была 0.05% общего объема суспензии. Обычно осажденные опаловые пленки имели толщину равную десяти периодам вдоль направления [111]. Диаметр частиц SiO₂ был $D = 290$ нм, а толщина напыленного граната была выбрана $d_{\text{def}} = 0.56D \approx 155$ нм на основе данных работы [166].

На рисунке 52 представлен экспериментальный образец, опал/BiYIG/опал гетероструктура. Поверхность структуры – (111) кристаллографическая плоскость – была однородной (без ступенек и трещин) на масштабе несколько сот микрометров, демонстрируя 2D гексагональную упаковку SiO₂ частиц. Как и в обсуждаемых в Главе 3 планарных 2D Bi:YIG пленках, симметрия (111) плоскости опала была перенесена в слой Bi:YIG (см. вставку), игравшего роль МО дефекта в опал/BiYIG/опал гетероструктуре. Для изготовления опал/BiYIG/опал гетероструктуры, была необходима процедура отжига гранатовой пленки для ее кристаллизации (гранат, осажденный на подложку при комнатной температуре, не обладает значительным МО откликом). Важно было проследить эволюцию оптических свойств структуры при каждом шаге ее изготовления.

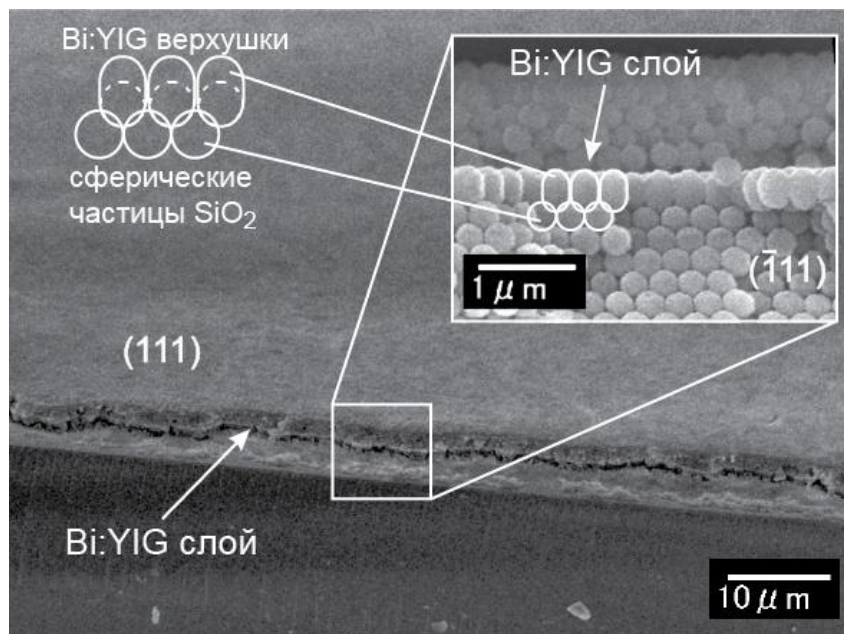


Рис. 52: Изображение опал/BiYIG/опал гетероструктуры полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. 2D структурированный слой граната находится между двумя тонкими опаловыми пленками. Вставка иллюстрирует скол образца.

Спектры пропускания всех структурных элементов представлены на рис. 53. Эксперимент показал, что при (111) стоп-зона сдвигалась в короткие волны при отжиге опаловой пленки. Спектральный сдвиг достигал примерно 5% от спектрального положения (111) полосы неотожженного опала. Измерение периодичности упаковки SiO_2 частиц в (111) плоскости опаловых пленок с помощью электронного микроскопа показало, что вследствие отжига расстояния между SiO_2 частицами тоже становится меньше. Такое уменьшение периода упаковки может объясняться испарением с поверхности частиц слоя этиленгликоля (комментарий производителя [167]), что также должно приводить и к уменьшению показателя преломления опала.

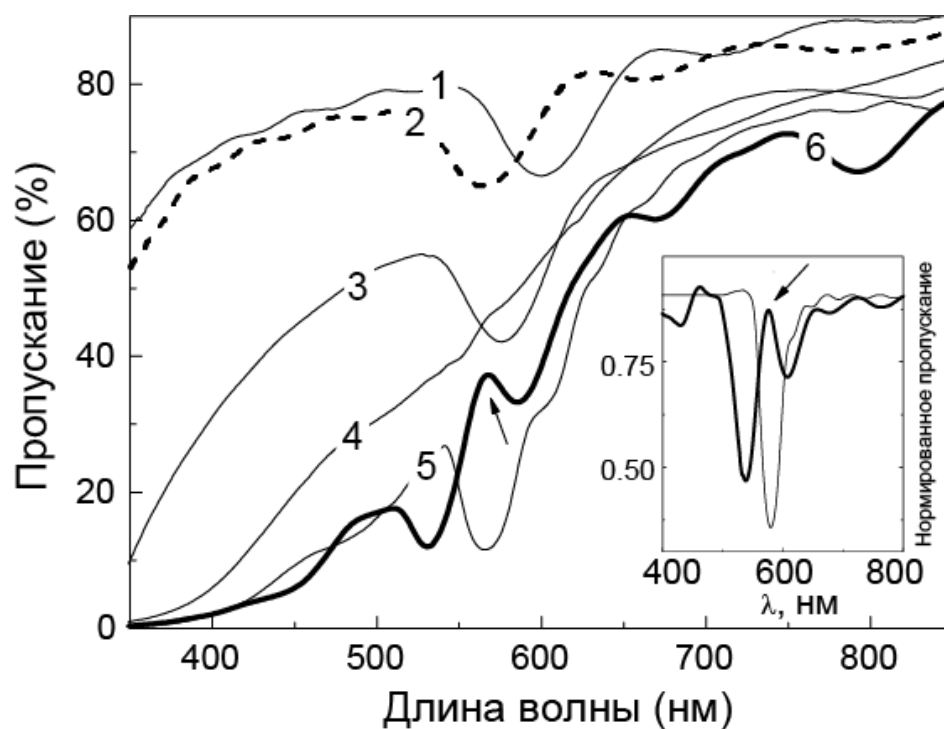


Рис. 53: Спектры пропускания структурных блоков опал/Bi:YIG/опал гетероструктуры на каждом этапе изготовления [(нормальное падение на (111) систему кристаллографических плоскостей)]. Кривая 1 – исходная опаловая пленка (первое брэгговское зеркало), 2 – первое брэгговское зеркало после отжига, 3 – опаловая пленка двойной толщины после отжига, 4 – пленка Bi:YIG на плоской подложке после отжига, 5 – опал/Bi:YIG (гранат без отжига) и 6 – опал/Bi:YIG/опал после отжига. Отжиг при температуре 750 °С, необходимый для кристаллизации Bi:YIG при изготовлении опал/Bi:YIG/опал гетероструктуры, проводился дважды после осаждения первой опаловой пленки и после осаждения второй опаловой пленки (второго брэгговского зеркала). Резонанс Фабри-Перо обозначен стрелкой.

Другим фактором, влияющим на коротковолновый сдвиг, могло быть спекание SiO₂ частиц, т.е. образование перемычек между ними. Последнее не наблюдалось в явном виде в изображениях полученных электронной микроскопией. Спектр 3 иллюстрирует пропускание пленки опала двойной толщины после следующей процедуры роста: осаждение первой пленки, отжиг, осаждение второй пленки и отжиг. Видно, что наблюдавшиеся в спектрах 1 и 2

интерференционные пики не обнаруживались в спектре 3. Это говорит об ухудшении упаковки частиц и вариации опаловой пленки по толщине на масштабе поверхности засветки (1–2 мм).

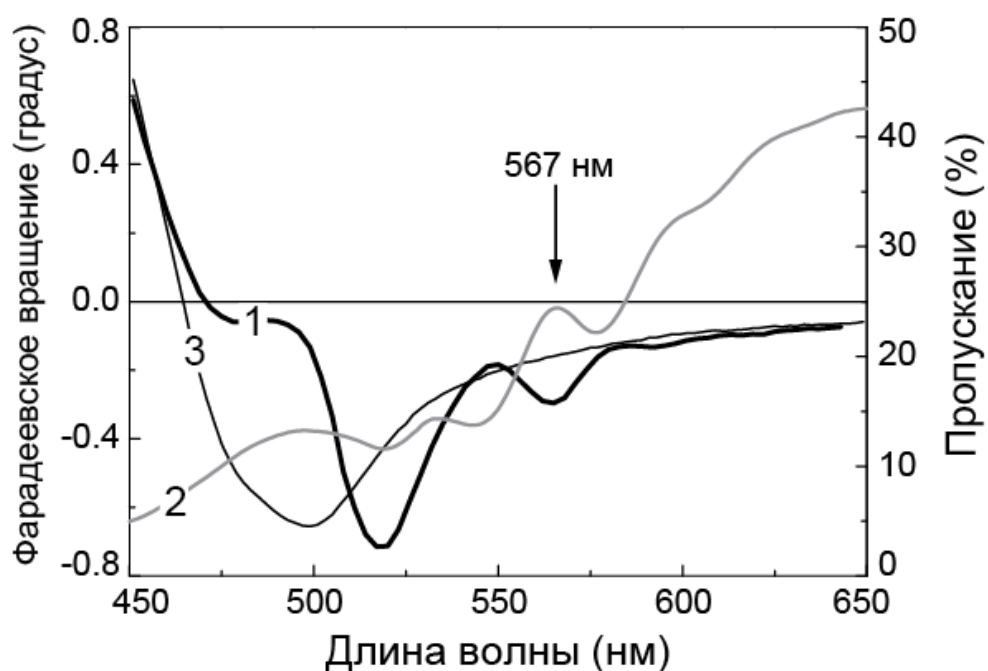


Рис. 54: Спектры фарадеевского вращения (кривая 1) и пропускания (кривая 2) опал/Bi:YIG/опал гетероструктуры при нормальном падении. Кривая 3 – спектр фарадеевского вращения обычной пленки Bi:YIG, выращенной на плоской подложке. Резонанс Фабри-Перо обозначен стрелкой.

Спектр 4 иллюстрирует пропускание пленки Bi:YIG с толщиной 155 нм. Видно, что гранат поглощает свет в коротковолновом диапазоне и, соответственно, пропускание системы опал/Bi:YIG (спектр 5) падает. Пропускание образца опал/BiYIG/опал со структурой микрорезонатора показано линией 6. В спектре виден пик внутри (111) стоп-зоны опаловой пленки – это резонанс Фабри-Перо (отмечен стрелкой на рисунке и вставке). Следует отметить, что резонанс хорошо наблюдался при нормальном падении, а с ростом угла падения быстро исчезал из спектра.

Сравнение МО отклика опал/BiYIG/опал гетероструктуры и обычной пленки BiYIG, выращенной одновременно на плоской подложке, показано на рис. 54. Рост величины угла фарадеевского вращения для моды Фабри-Перо

$\lambda = 567$ нм составлял $\approx 25\%$ – эффект, однозначно связанный с локализацией света внутри слоя BiYIG . Малый оптический контраст брэгговских зеркал на основе опала и невысокое качество упаковки сферических частиц привело к понижению добротности резонанса Фабри-Перо, и, как следствие, к малому увеличению МО отклика.

4.4. Заключение по Главе 4

1. Впервые экспериментально были установлены основные закономерности взаимодействия линейно-поляризованного света с тонкопленочными и объемными образцами опалов. Исследована амплитудная и фазовая анизотропия в спектрах пропускания опалов. Показано, что в режиме брэгговской дифракции, в общем случае, вследствие данной анизотропии линейно-поляризованный свет трансформируется в эллиптически-поляризованный. При этом циркуляция вектора электрического поля может быть как положительной, так и отрицательной. Кроме того, обнаружен режим при котором линейное поляризационное состояние сохраняется, а плоскость поляризации оказывается значительно повернутой относительно исходной поляризации падающей волны.

2. Впервые синтезированы 3D МФК на основе опалов. Структуры изготавливались с помощью окислительно-восстановительных реакций с образованием магнетита или различных гранатов в порах между сферическими частицами SiO_2 . Экспериментально исследованы структурные, магнитные, оптические и магнитооптические свойства следующих 3D МФК: опал– Fe_3O_4 , опал– $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ и опал– $\text{Bi}_{0.5}\text{Y}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

3. Исследован МО отклик системы опал–парамагнитная жидкость, когда опалы заполнялись насыщенными растворами солей содержащих редкоземельные элементы (Dy, Tb). Наблюдался эффект изменения знака вращения плоскости

поляризации приписанный кумулятивному процессу, когда амплитудная и фазовая анизотропия пропускания опалов значительно влияет на суммарный поворот плоскости поляризации света (или, в общем случае, на величину угла поворота главной оси эллипса поляризации).

4. Впервые синтезирована резонансная опал/гранат/опал гетероструктура и изучены её оптические и МО спектры. Показано, что гетероструктура работает по аналогии с 1D МФК типа Фабри-Перо. Обнаружено увеличение МО отклика вследствие локализации света в слое граната. Из-за низкой добротности гетероструктуры связанной с дефектами её кристаллической структуры и малого оптического контраста опаловых брэгговских зеркал, дополнительное увеличение составило $\approx 25\%$.

Глава 5. Одномерные плазмонные фотонные и магнитофотонные кристаллы в режиме возбуждения поверхностного плазмонного резонанса

5.1. Экспериментальные одномерные плазмонные фотонные кристаллы поддерживающие поверхностные волны

Принципиальной особенностью структур обсуждающихся в этой главе будет их способность поддерживать оптические резонансы различной природы. Основой для экспериментальных и теоретических исследований, изложенных в этой главе, являлся 1D МФК, показанный на рис. 14 (д). Как было показано в Главе 2, в спектре кристалла со структурой $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5/\text{Au}$ обнаруживается резонансное таммовское состояние при освещении из воздуха. Возникает вопрос: «Каковыми будут оптические и магнитооптические свойства этого кристалла при его освещении p -поляризованным светом в геометрии полного внутреннего отражения (ПВО), т.е. при одновременном возбуждении еще одного резонанса – поверхностного плазмона в золотой пленке?» Таким образом, выбрав геометрию ПВО, мы приходим к концепции плазмонного 1D фотонного кристалла [168, 169].

Известно, что одно из главных приложений поверхностного плазмонного резонанса (ППР) – это возможность высокочувствительного оптического детектирования пренебрежимо малого изменения показателя преломления вещества, граничащего с плазмонным слоем. Такое изменение возникает, например, при взаимодействии биомолекул. Также, известны оптические сенсоры на основе 1D ФК, поддерживающие поверхностные блоховские волны. В связи с таким прикладным аспектом возникает резонный вопрос: «Каковы будут характеристики биосенсора на основе *плазмонных 1D фотонных кристаллов?*»

5.1.1. Геометрия эксперимента и выбор параметров структуры кристаллов

Схема одновременного возбуждения оптического таммовского состояния (ОТС) и ППР в МФК показана на рис. 55, схема Кречманна. Эксперименты проводились с использованием двух образцов: двойной слой Bi:YIG/Au и $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5/\text{Au}$ 1D МФК [169]. Обе структуры были изготовлены на кварцевой подложке. Образцы фиксировались на поверхности призмы из стекла BK7 ($n \approx 1.51$ в видимом диапазоне), оптический контакт между призмой и кварцевой подложкой обеспечивался с помощью согласующей жидкости (гликоль или иммерсионная жидкость компании Newport). Поскольку в исследованном 1D МФК слой золота граничит с гранатом с одной стороны и воздухом с другой стороны, предварительно было установлено спектральное положение полосы ППР для двойного слоя Bi:YIG/Au. Толщины материалов были 150 нм (Bi:YIG) и 40 нм (Au) в случае двойного слоя и 125 нм (SiO_2), 85 (Bi:YIG) и 40 нм (Au) в случае МФК.

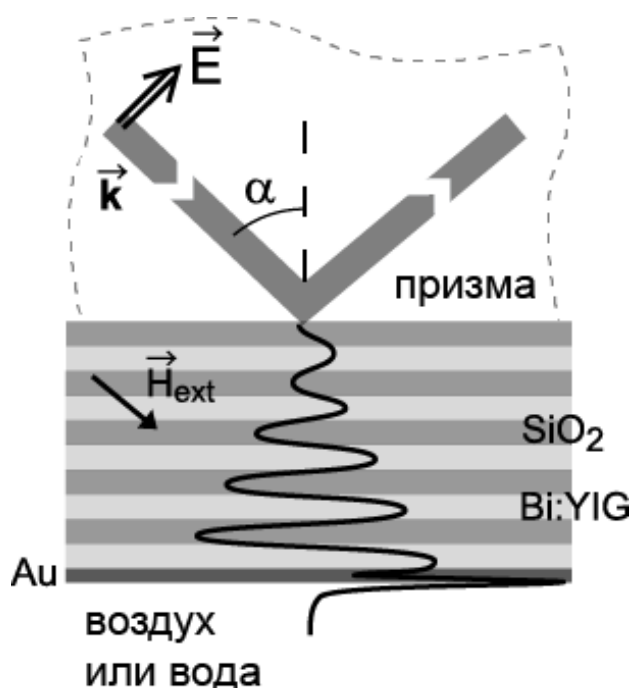


Рис. 55: Схема эксперимента для одновременного возбуждения оптического таммовского состояния и поверхностного плазмонного резонанса в $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5/\text{Au}$ МФК.

Оптические свойства использованного в эксперименте образца обсуждаются на рис. 56. Видно, что наличие золотой пленки на поверхности $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5$ многослойной структуры приводит к возникновению внутри стоп-зоны резонансного пика ОТС $\lambda = 750$ нм (кривая 2). Резонансное взаимодействие света традиционно подтверждается увеличением МО отклика на резонансной частоте, см. графики на панели (б).

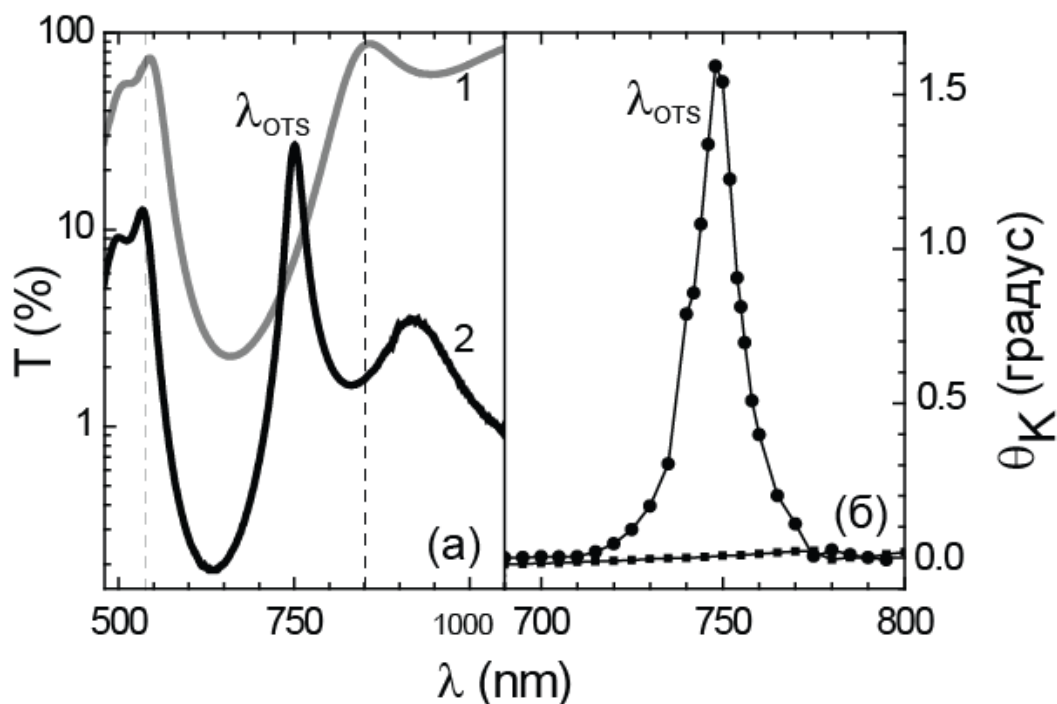


Рис. 56: (а) Спектры пропускания: $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5$ – кривая 1 и $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5/\text{Au}$ МФК – кривая 2. (б) МО отклик этих МФК в керровской геометрии; свет падал на образцы из воздуха со стороны подложки, угол падения был 7° . Диапазон ФЗЗ отмечен штриховыми линиями. Спектры $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5/\text{Au}$ МФК без возбуждения ППР в золоте.

Рисунок 57 (а) иллюстрирует смещение полосы ППР в спектрах отражения двойного слоя $\text{Bi:YIG}/\text{Au}$ граничащего с воздухом в зависимости от угла падения α . Видно, что сканирование угла в диапазоне $44.3^\circ \rightarrow 45.6^\circ$ приводит к коротковолновому смещению полосы ППР $\Delta\lambda \approx 100$ нм. В спектрах магнитооптического отклика [рис. 57 (б)] обнаружены особенности (увеличение

МО отклика) спектральное положение которых совпадает с полосой ППР. Экспериментально наблюдаемые полосы хорошо совпадали с аналитическим выражением, описывающим условие возбуждения ППР на поверхности пленки золота [170]:

$$n_p \sin \alpha - n_{eff}(\lambda) = 0, \quad n_{eff}(\lambda) = \operatorname{Re} \sqrt{\frac{\varepsilon_{Au}(\lambda) n^2}{\varepsilon_{Au}(\lambda) + n^2}}, \quad (5.1)$$

где n_p – это показатель преломления призмы ($n_p = 1.51$), α – угол падения света из призмы в МФК, $\varepsilon_{Au}(\lambda)$ дисперсия диэлектрической постоянной золота и $n = 1$ (воздух). Зависимости $n_p \sin \alpha$ и $n_{eff}(\lambda)$ показаны на вставке к рисунку 57. Так, например, следуя выражению (5.1) для $\alpha = 45^\circ$, минимум полосы поглощения ППР должен иметь спектральное положение $\lambda = 550$ нм. Действительно, при $\alpha = 45^\circ$ в эксперименте, полоса ППР имела минимум на длине волны $\lambda = 570$ нм. Наиболее вероятно, что различие между результатом эксперимента и расчетной величиной обусловлено несоответствием реальной дисперсии золота $\varepsilon_{Au}(\lambda)$ и дисперсии, полученной на основе табличных данных, и/или структурными особенностями использованных пленок золота.

Таким образом, в эксперименте были установлены угловой и спектральный диапазоны наблюдения полос поглощения ППР. Исходя из полученных данных, были выбраны толщины слоев МФК, для одновременного наблюдения в спектрах отражения ОТС и ППР. Другими словами, идея эксперимента заключалась в исследовании оптических и магнитооптических спектров МФК в режиме спектрального пересечения резонансов разной природы. Следует отметить, что спектральное положение ОТС в зависимости от угла падения α описывается следующим выражением:

$$\lambda(\alpha) = \lambda(0) \sqrt{1 - \left(\frac{n_p \sin \alpha}{n_{eff*}} \right)^2}, \quad (5.2)$$

где $\lambda(0)$ – это длина волны ОТС при нормальном падении света на образец, где $n_p = 1.51$ – показатель преломления призмы, $n_{eff*} = 1.81$ – эффективный показатель преломления многослойной структуры.

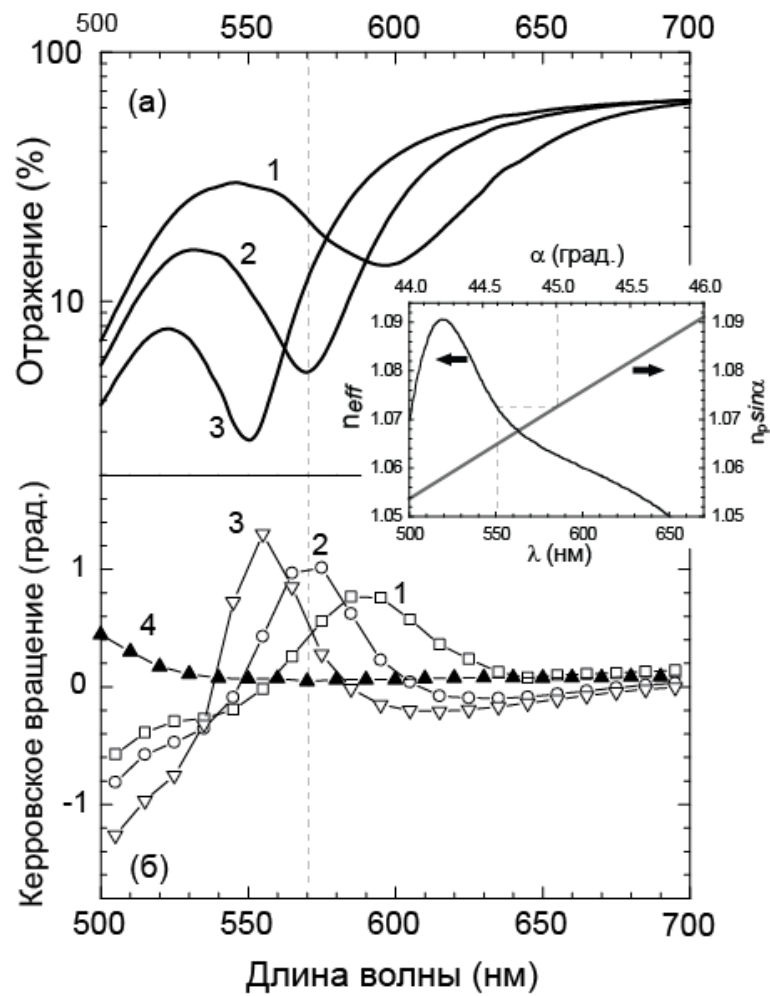


Рис. 57: (а) Спектры отражения двойного слоя $\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG}$ в геометрии Кречманна для углов падения из призмы (рис. 55) $\alpha = 44.34^\circ$ (кривая 1), 45° (кривая 2), 45.66° (кривая 3). (б) Спектры МО отклика в керровской геометрии для тех же углов что и на панели (а); дополнительно кривая 4 показывает МО спектр Bi:YIG пленки при ее освещении из призмы под углом $\alpha = 45^\circ$. Вставка иллюстрирует спектральный и угловой диапазоны возбуждения ППР, к которым привязывались параметры МФК.

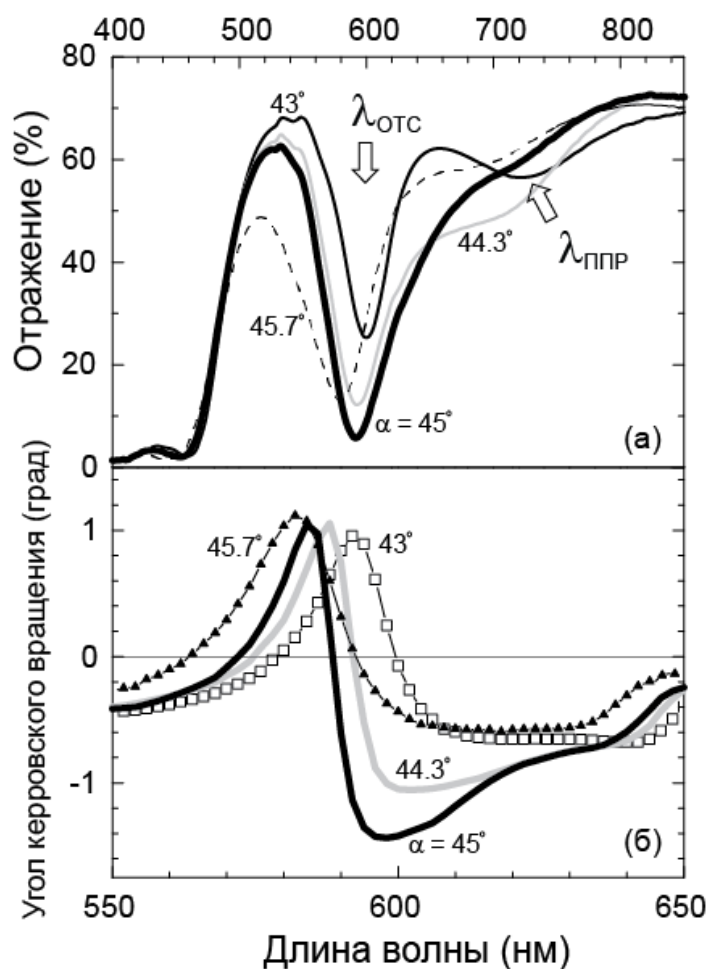


Рис. 58: (а) Спектры отражения плазмонного МФК– $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5/\text{Au}$ – в геометрии Кречманна для углов падения из призмы (рис. 55) $\alpha = 43\text{--}45.7^\circ$. (б) Соответствующие спектры магнитного отклика – угол вращения плоскости поляризации (угол керровского вращения).

На рисунке 58 (а) показаны спектры отражения МФК полученные в режиме возбуждения ОТС и ППР. В эксперименте показано, что спектральное положение полосы ППР быстро меняется при сканировании угла падения $\alpha = 43^\circ\text{--}45.7^\circ$. Полоса ППР спектрально пересекается с пиком ОТС, поскольку ОТС незначительно смещается ($\Delta\lambda = 20\text{ нм}$) при сканировании в диапазоне $\alpha = 43^\circ\text{--}45.7^\circ$.

Рисунок 58 (б) иллюстрирует изменение в спектрах поворота угла поляризации при спектральном пересечении ППР и ОТС. Наблюдалась следующая трансформация в спектрах. Величина угла поворота плоскости

поляризации $\theta_K(\lambda)$ менялась от $+1^\circ$ до -1.4° при сканировании длины волны в диапазоне $\lambda = 585\text{--}695$ нм при угле падения $\alpha = 45^\circ$. При этом, в противоположность экспериментам с двойным слоем (рис. 57), не наблюдалось увеличения абсолютной величина угла поворота поляризации. Отметим, что симметричная форма линии в спектре пропускания $R(\lambda)$ при $\alpha = 45^\circ$ иллюстрирует, что полоса ППР и пик ОТС спектрально пересекаются. В тоже время, спектральное пересечение обсуждаемых резонансов приводит к более и более ассиметричной форме спектра угла поворота поляризации $\theta_K(\lambda)$ вследствие их взаимодействия. Конечно, наблюдаемые особенности в спектре $\theta_K(\lambda)$ зависят от амплитудных и фазовых характеристик резонансного излучения с различными поляризационными состояниями: циркулярно-поляризованного света в магнитооптических и s и p компонент в немагнитных элементах структуры плазмонного МФК. Отметим также, что в МФК с большей добротностью изменение знака $\theta_K(\lambda)$ будет происходить при наличии больших абсолютных величин угла поворота поляризации.

5.1.2. Оптические и магнитооптические спектры в режиме изменения диэлектрической постоянной граничащей среды

Трансформация спектров магнитооптического отклика при изменении угла падения света, показанная на рис. 58(б), может быть осуществлена при изменении показателя преломления среды, граничащей с плазмонным элементом структуры (пленкой золота). Вследствие дисперсии поверхностного плазмона, выражение (5.1), полоса плазмонного резонанса смещается в длинноволновую область при увеличении показателя преломления граничащей среды. Рисунок 59 иллюстрирует оптические спектры плазмонного МФК, когда в качестве среды граничащей с золотом были воздух (черная линия и квадратики) или вода (серая линия и кружки). Показано, что при длинноволновом смещении полосы ППР

происходит аналогичная трансформация в спектрах. Например, в случае воздуха при угле падения $\alpha = 45^\circ$, в спектре отражения, измеренном в диапазоне 500–700 нм, наблюдается полоса, связанная с наложением ОТС и ППР, и только линия ОТС в случае воды. Видно, что при смещении полосы ППР, в случае воды, наблюдается симметричный контур спектра $\theta_K(\lambda)$, аналогичный спектру, полученному при $\alpha = 43^\circ$ в случае воздуха. Следует отметить, что наблюдаемые изменения ΔR и $\Delta\theta_K$ являются величинами, зависящими от добротности оптических резонансов плазмонного МФК.

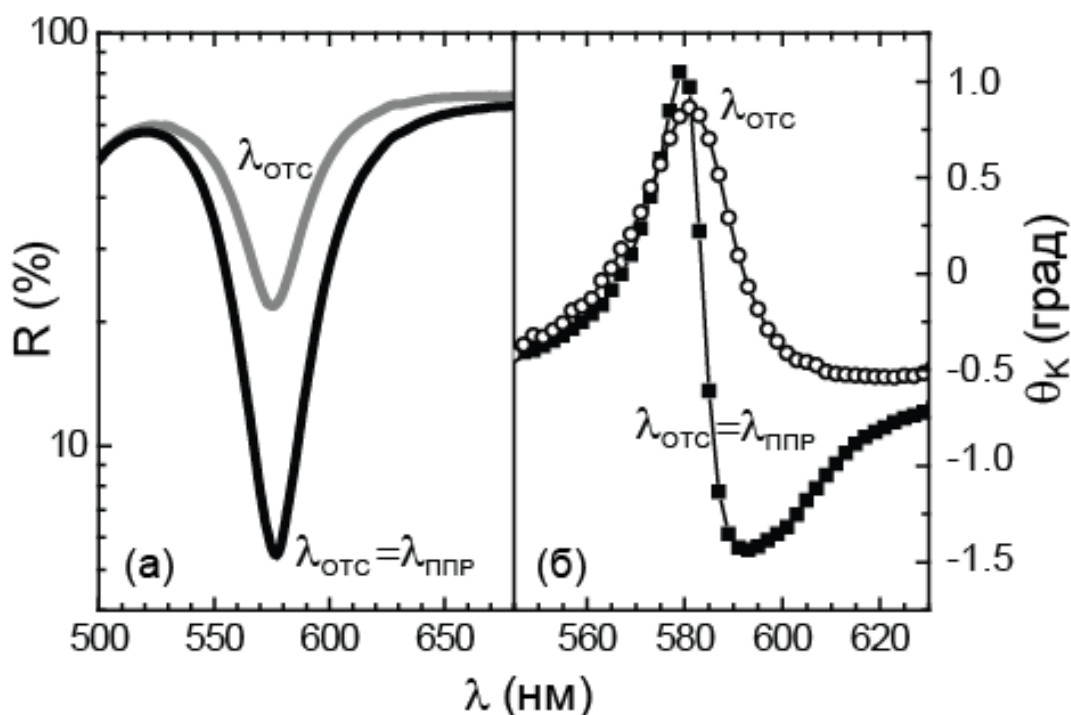


Рис. 59: (а) Спектры отражения и (б) угла керровского вращения для плазмонного МФК – $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5/\text{Au}$ – при $\alpha = 45^\circ$ в условиях спектрального пересечения линии ОТС и полосы ППР и в условиях отсутствия их пересечения. Веществами, находящимися на плазмонной поверхности МФК и регулируемыми спектральное положение ППР, были воздух (черная линия и квадратики) и вода (серая линия и кружки).

5.2. Анализ оптических свойств плазмонных фотонных кристаллов для высокочувствительных биосенсоров

5.2.1. Детектирование изменения показателя преломления и биомолекулярных реакций на поверхности плазмонных фотонных кристаллов

Исследования, обсуждаемые в Секции 5.1, послужили базисом для рассмотрения плазмонных фотонных кристаллов в качестве элемента оптического биосенсора. Наблюдение биомолекулярных реакций, как правило, происходит в жидких средах, т.е. когда поверхность биосенсора (золото) граничит с жидкостью. Например, при использовании воды ($n = 1.33$) и для призмы из стекла BK7 ($n = 1.51$), возбуждение ППР осуществляется при больших углах падения $\alpha > 62^\circ$. Большой спектральный сдвиг плазмонной полосы в зависимости от угла ввода излучения в пленку золота и ее сильная зависимость от показателя среды, граничащей с золотом, стимулировал исследования плазмонного 1D МФК на основе гранатов $\text{Vi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (BIG) и $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG) со структурой $(\text{BIG}/\text{YIG})^4/\text{BIG}/(\text{YIG}/\text{BIG})^4/\text{Au}$, толщины слоев брэгговских зеркал были 100 нм (BIG), 108 нм (YIG), толщина дефектного слоя – 200 нм (BIG), а толщина золота была 48 нм. Дизайн микрорезонатора $(\text{BIG}/\text{YIG})^4/\text{BIG}/(\text{YIG}/\text{BIG})^4$ обеспечивал наблюдение резонанса Фабри-Перо на $\lambda = 1000$ нм при нормальном падении [170, 171].

На вставке рис. 60(а) показан спектр пропускания микрорезонатора Фабри-Перо $(\text{BIG}/\text{YIG})^4/\text{BIG}/(\text{YIG}/\text{BIG})^4/\text{Au}$. Двойной пик внутри ФЗЗ отвечает расщеплению единичной моды Фабри-Перо, наблюдаемой в спектре пропускания 1D МФК $(\text{BIG}/\text{YIG})^4/\text{BIG}/(\text{YIG}/\text{BIG})^4$ без слоя золота. Трансформация спектров отражения и магнитооптического отклика кристалла $(\text{BIG}/\text{YIG})^4/\text{BIG}/(\text{YIG}/\text{BIG})^4/\text{Au}$ показана на рис. 60. Видно, что незначительное изменение показателя преломления ($\Delta n \approx 10^{-3}$) приводит к значительному изменению величины отраженного сигнала ($\Delta R \approx 1\%$). Измерение спектров

магнитооптического отклика показало, что изменение угла поворота плоскости поляризации составляет $\Delta\theta_K \approx 0,2^\circ$ при $\Delta n \approx 10^{-3}$.

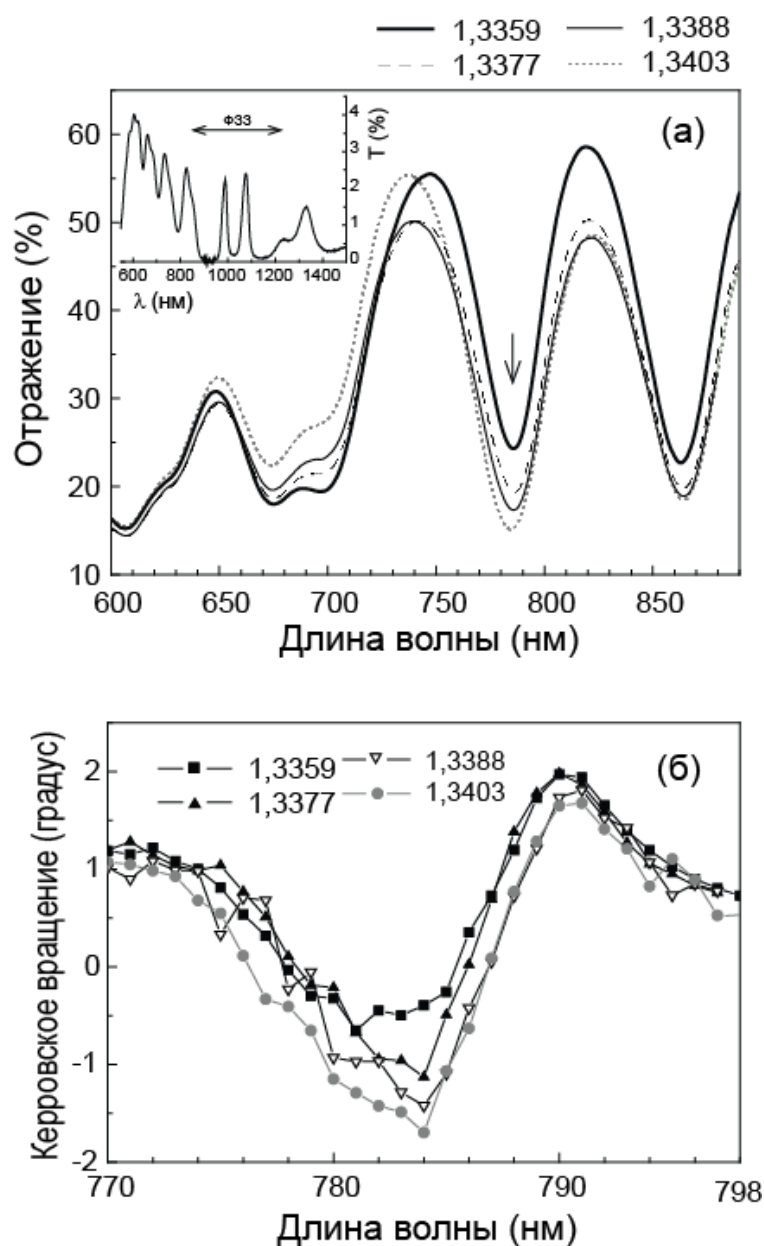


Рис. 60: (а) Спектры отражения и (б) угла керровского вращения для плазмонного 1D МФК $(\text{BIG}/\text{YIG})^4/\text{BIG}/(\text{YIG}/\text{BIG})^4/\text{Au}$ при $\alpha=62^\circ$ в условиях спектрального пересечения линии ОТС и полосы ППР. На вставке панели (а) показан спектр пропускания для кристалла при нормальном падении. Для контроля показателя преломления жидкости, граничащей с кристаллом, использовался раствор воды и изопропилового спирта. Стрелка на панели (а) указывает на длину волны, в окрестности которой детектировались биомолекулярные реакции (см. рис. 61).

Для оценки чувствительности оптических биосенсоров принята величина – так называемая *RIU* (refractive index units) [172]. Эта величина связывает наблюдаемый отклик (ΔR или $\Delta\theta_K$ в нашем случае), изменение показателя преломления Δn и параметр σ , характеризующий метод (прибор) детектирования:

$$RIU_1 = \frac{\Delta n}{\Delta R} \sigma_1, \quad RIU_2 = \frac{\Delta n}{\Delta \theta} \sigma_2, \quad (5.3)$$

где $\sigma_1 = 10^{-3}$ и $\sigma_2 = 0,02^\circ$ – это погрешность измерения в экспериментах по детектированию отражения и угла поворота плоскости поляризации. В экспериментах, обсуждающихся на рис. 60, чувствительность сенсора на основе кристалла (BIG/YIG)⁴/BIG/(YIG/BIG)⁴/Au составила $RIU_1 = 4,07 \cdot 10^{-7}$ и $RIU_2 = 1,53 \cdot 10^{-5}$. Параллельно экспериментам с плазмонным 1D МФК, была измерена величина $RIU = 1,64 \cdot 10^{-6}$ для пленки Au с толщиной 48 нм. Эта пленка была нанесена на стеклянную подложку одновременно с нанесением слоя Au на поверхность (BIG/YIG)⁴/BIG/(YIG/BIG)⁴ МФК. Таким образом, опытным путем показано, что чувствительность биосенсора на основе плазмонного кристалла выше, чем сенсора на основе слоя золота (аналог Biacore).

Для демонстрации возможности детектирования биомолекулярных реакций была проведена серия экспериментов с сенсорами на основе плазмонного 1D МФК и слоя Au (аналог Biacore), обсуждаемых выше [173]. В качестве пары, обеспечивающей молекулярную реакцию на поверхности сенсора, использовались молекулы биотина и авидина. Следует подчеркнуть, что данная пара обладает высоким сродством, то есть в результате реакции между молекулами образуется устойчивый комплекс. Алгоритм исследования биомолекулярных реакций был следующим: молекулы биотина высаживались на поверхность сенсоров из жидкой фазы (буферный раствор с молекулами биотина); поверхность сенсора высушивалась; далее сенсор помещался в буферный раствор, в который вводился раствор, содержащий молекулы авидина с известной концентрацией.

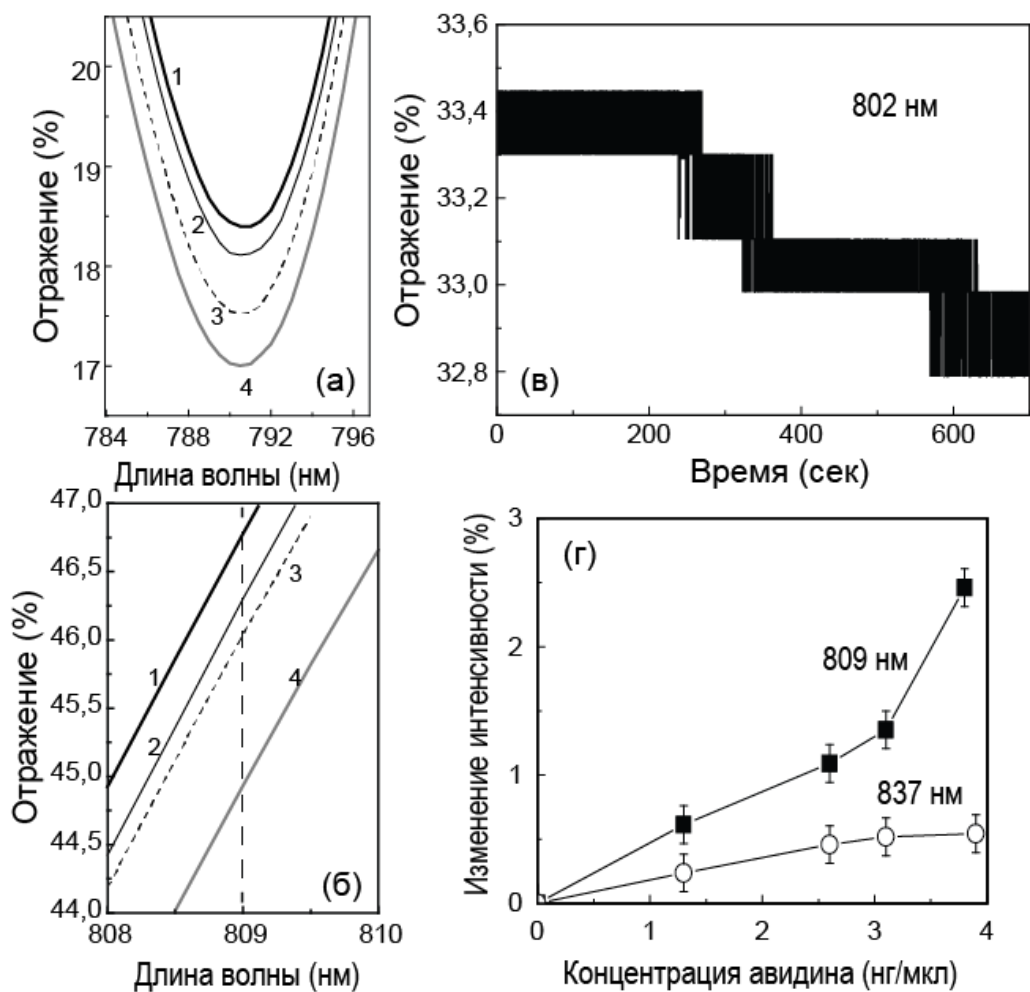


Рис. 61: (а) и (б) Спектры отражения 1D МФК со структурой $(\text{BIG}/\text{YIG})^4/\text{BIG}/(\text{YIG}/\text{BIG})^4/\text{Au}$, (в) изменение интенсивности отраженного сигнала при изменении концентрации авидина с шагом ≈ 1 нг/мкл в случае 1D МФК и (г) сравнение откликов сенсоров на основе плазмонного 1D МФК (квадрат) и пленки Au (круг). Кривые 1–4 отвечают концентрациям авидина в буферном растворе: 1,3 нг/мкл (1), 2,6 нг/мкл (2), 3,1 нг/мкл (3) и 3,8 нг/мкл (4). Панели (а) и (б) иллюстрируют спектры в узком спектральном диапазоне в окрестности моды Фабри-Перо.

Результаты экспериментов, направленных на детектирование реакции биотин-авидин, представлены на рис. 61. Изменение спектра отражения 1D МФК со структурой $(\text{BIG}/\text{YIG})^4/\text{BIG}/(\text{YIG}/\text{BIG})^4/\text{Au}$ представлено на панелях (а) и (б), где показано изменение интенсивности пика Фабри-Перо резонанса. Видно, что интенсивность отраженного сигнала уменьшалась с увеличением концентрации авидина в буферном растворе. Рисунок 61 (в) иллюстрирует изменение интенсивности отражения при введении в буферный раствор одинаковых порций авидина; шаг по изменению концентрации был ≈ 1 нг/мкл. На панели (г) показано сравнение в изменении уровня детектируемого сигнала (ΔR) для 1D МФК со структурой $(\text{BIG}/\text{YIG})^4/\text{BIG}/(\text{YIG}/\text{BIG})^4/\text{Au}$ и единичной пленки Au. Видно, что сенсор на основе МФК обладает лучшими характеристиками, т.е. такой сенсор обладает большей чувствительностью по сравнению с аналогом сенсора компании Viacore.

В следующей секции приведены результаты теоретического анализа различных модификаций оптического биосенсора на основе плазмонных 1D ФК.

*5.2.2. Визуализация блоховской поверхностной волны с помощью плазмонного поглощения в плазмонных фотонных кристаллах с различным дизайном.
Биосенсор на основе плазмонных фотонных кристаллов.*

Изложенные выше эксперименты показали, что одновременное возбуждение спектрально узких интерференционных резонансов (ОТС и Фабри-Перо резонанса) и спектрально широкой полосы поглощения, связанной с поверхностным плазмонным резонансом, позволяют получить лучшее разрешение при детектировании незначительных изменений показателя преломления анализируемого вещества, а также при детектировании биомолекулярных реакций. 1D ФК, использованные в этих экспериментах,

обнаруживают в своих спектрах интерференционные резонансы как при освещении из воздуха, так и в геометрии Кречманна. Следует отметить, что наблюдение ПБВ в спектре отражения непоглощающих 1D ФК невозможно из-за полного внутреннего отражения. Для наблюдения ПБВ необходим канал диссипации энергии волны, и таким каналом, в первую очередь, служило поглощение света в пленке золота в режиме возбуждения ППР.

Следует подчеркнуть следующие различия в структуре 1D ФК и в особенностях наблюдения интерференционных резонансов ОТС и ПБВ при взаимодействии с *p*-поляризованным светом:

1. 1D ФК с предпоследним слоем из оптически менее/более плотного диэлектрика и последним слоем из золота. В спектрах структуры наблюдается ОТС при возбуждении из воздуха. В спектрах отражения, измеренных в геометрии Кречманна, ОТС и ППР наблюдаются одновременно. Наблюдение резонансов возможно из-за поглощения света в слоях ФК (в исследованных ФК это слои $\text{V}_i\text{:YIG}$ и Au).
2. 1D ФК из непоглощающих диэлектриков и последним слоем из золота. В спектрах не наблюдается спектрально узких резонансов в диапазоне ФЗЗ при освещении из воздуха. При освещении в геометрии Кречманна наблюдается пик ПБВ внутри спектрального диапазона ФЗЗ. Данный пик возникает вследствие поглощения резонансной волны в слое золота за счет возбуждения плазмонов.
3. Модификацией последнего 1D ФК является многослойная структура, в которой слой металла является предпоследним слоем структуры и ограничен слоями диэлектрика с одинаковым показателем преломления. Как показали расчеты, именно такие плазмонные ФК обладали наилучшими характеристиками при моделировании биомолекулярных реакций.

1D плазмонные ФК с какой структурой будут обладать наибольшим откликом при моделировании биомолекулярных реакций? Насколько

эффективность детектирования с помощью таких кристаллов превосходит характеристики сенсоров на основе ППР (Biacore) и др.? Чтобы ответить на эти вопросы были проведены расчеты по оптимизации структуры кристалла [174–177].

Поиск параметров плазмонных 1D ФК, поддерживающих ПБВ и другие интерференционные резонансы (таммовское состояние и мода Фабри-Перо), осуществлялся с помощью метода матриц переноса, а также с использованием пакета для численного моделирования Comsol. Расчеты проводились для 1D ФК с элементарной ячейкой из SiO_2 и Ta_2O_5 . Первоначально анализировались кристаллы на основе брэгговского зеркала $(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^m/\text{Au}$ (m – количество элементарных ячеек) или $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^m/\text{Au}$, на основе микрорезонатора $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^m/\text{Ta}_2\text{O}_5/(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^m/\text{Au}$, впоследствии расчеты производились для структуры $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^m/\text{Me}/\text{SiO}_2$, где Me – это металл, рис. 62(а)

Для конкретной реализации сенсора из вышеперечисленных моделей, сканировались толщины слоев структуры и некоторый диапазон углов α в окрестности угла полного внутреннего отражения. Для каждой реализации вычислялись два спектра отражения p -поляризованного света в диапазоне длин волн $\lambda = 700\text{--}1500$ нм (для сенсоров на основе ФК) либо $\lambda = 700\text{--}3000$ нм (для сенсоров на основе пленки золота) при $n_1 = 1,33$ и $n_2 = 1,331$ и анализировалась их разница ΔR . Таким способом находилась максимальная величина ΔR_{\max} при $\Delta n = 10^{-3}$, т.е. определялась наибольшая чувствительность сенсора $\Delta n/\Delta R_{\max}$ [выражение (5.3)]. Рисунок 62(б) иллюстрирует концепцию плазмонных 1D ФК. Коэффициент отражения от кристалла $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{10}$, не содержащего поглощающие элементы, равен единице ($R = 1$, кривая 1), а наличие в системе поглощающего плазмонного слоя обеспечивает поглощение ПБВ и визуализацию этого процесса в спектре отражения как высокочастотного пика внутри ФЗЗ (кривые 2 и 3). Принцип детектирования изменения показателя преломления или биомолекулярных реакций заключается в детектировании смещения пика БПВ.

Для оптимизации структурных параметров был выбран 1D ФК на основе брэгговского зеркала $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{10}$ [или $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{11}$] (такое количество

элементарных ячеек выбрано как достаточное и обычно реализуемое на практике) и пленки Au. Анализ показал, что оптимальный ФК будет иметь следующие толщины слоев: Ta_2O_5 – 148 nm ($n = 2,1$) и SiO_2 260 nm ($n = 1,46$). Следует отметить, что в данных расчетах лимитирующими параметрами являются дисперсия диэлектрической проницаемости золота, показатель преломления среды на поверхности золота (вода в проведенных расчетах) и показатель преломления призмы ($n = 1,51$). Учитывая рабочий спектральный диапазон, показатели преломления Ta_2O_5 и SiO_2 слоев и стекла призмы BK7 были взяты без учета дисперсии.

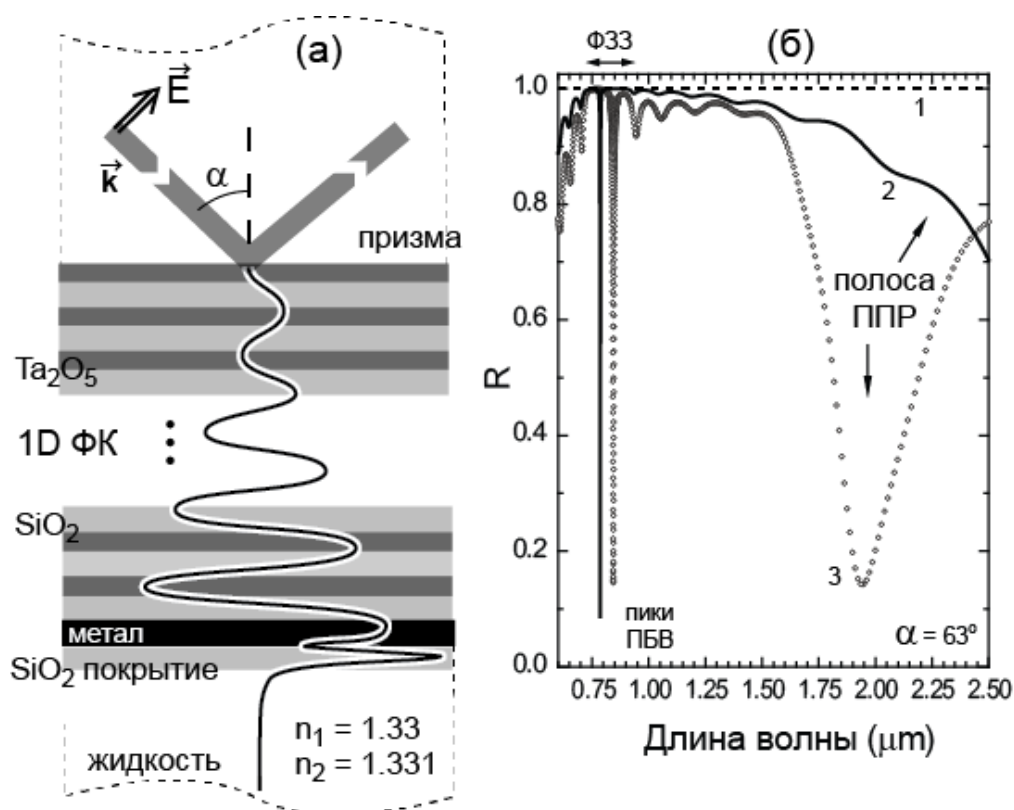


Рис. 62: (а) Геометрия численного эксперимента, принципиальная структура 1D плазмонного ФК и схематическое распределение электрического поля внутри кристалла. (б) Спектры отражения p -поляризованного света в случае непоглощающего $(Ta_2O_5/SiO_2)^{10}$ ФК (линия 1), $(Ta_2O_5/SiO_2)^{10}/Au/SiO_2$ ФК содержащего слой золота с толщиной 10 нм (линия 2) и $(Ta_2O_5/SiO_2)^{10}/Au/SiO_2$ ФК содержащего слой золота с толщиной 40 нм (линия 3). Спектры на рис. (б) рассчитаны для угла падения $\alpha = 63^\circ$.

На рисунке 63 показано сравнение трех сенсоров – (а) сенсор на основе пленки Au, (б) на основе плазмонной структуры $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{11}/\text{Au}$ и (в) поглощающей структуры $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{11}$: для каждого представлены два спектра отражения $R_{1,33}$ и $R_{1,331}$, дающих наибольшее значение ΔR_{max} при варьировании толщины пленки золота D и угла падения α . В случае поглощающего 1D ФК варьировались мнимая часть диэлектрической проницаемости ε'' и α . Видно, что сенсор на основе пленки золота (детектирование смещения полосы ППР) имеет наименьший отклик из представленных сенсоров. Сенсоры на основе плазмонного 1D ФК и поглощающего 1D ФК (детектирование смещения пика ПБВ) обладают сравнимым откликом.

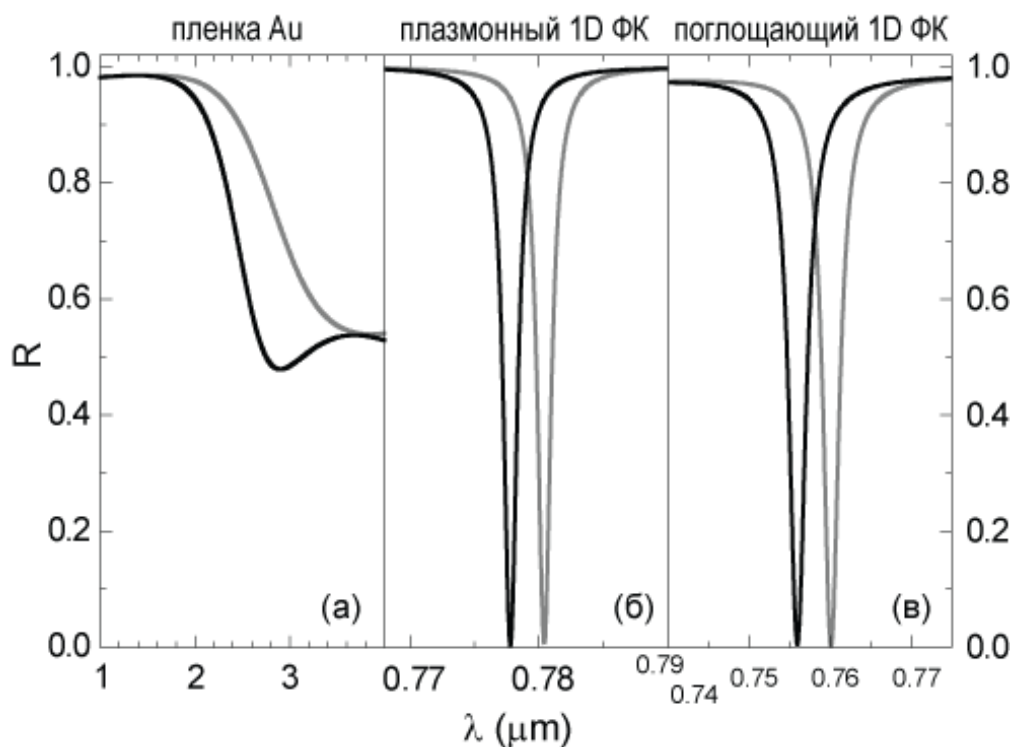


Рис. 63: (а) Спектры отражения оптимизированных сенсоров на основе пленки Au, плазмонного 1D ФК и поглощающего 1D ФК. Иллюстрируется изменение спектров при изменении показателя преломления $\Delta n = 10^{-3}$. Используемые параметры: (а) пленка золота при $D = 39$ нм, $\alpha = 62.16^\circ$; (б) $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{11}/\text{Au}$ при $D = 13$ нм, $\alpha = 62.2^\circ$; (в) $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{11}$ с мнимой частью диэлектрической проницаемости $\varepsilon'' = 9.5 \cdot 10^{-4}$ (введена равномерно по всему кристаллу), $\alpha = 61.82^\circ$.

Чтобы сравнить сенсоры на основе 1D МФК, параметр ΔR вычислялся при сканировании спектрального диапазона 700–1500 нм, а в случае уединенной пленки Au, диапазон сканирования был 700–3000 нм (максимальный отклик наблюдался при $\lambda = 2642$ нм). Результат численного моделирования представлен на рисунке 64. Сенсор на основе пленки Au имел максимально возможный отклик $\Delta R_{\max} = 0,42$, а изолиния соответствующая, например, уровню $\Delta R = 0,3$ была значительно ограничена по диапазонам α и D . Сенсор на основе поглощающего 1D ФК обладал еще более ограниченной изолинией демонстрирующей большой отклик $\Delta R = 0,9$ только в окрестности угла полного внутреннего отражения $\Delta\alpha = 0,1^\circ$; эта линия была ограничена и величинами ε'' . *(Важно отметить, что практическая реализация такого сенсора, с однородным распределением показателя поглощения по всей толщине, является сложной технологической задачей.)* Что касается сенсоров на основе плазмонных 1D ФК, изолинии, иллюстрирующие большой отклик $\Delta R = 0,9$, очерчивали значительную площадь. Следует заметить, что масштаб по параметрам α и D на рисунке 64 фиксирован.

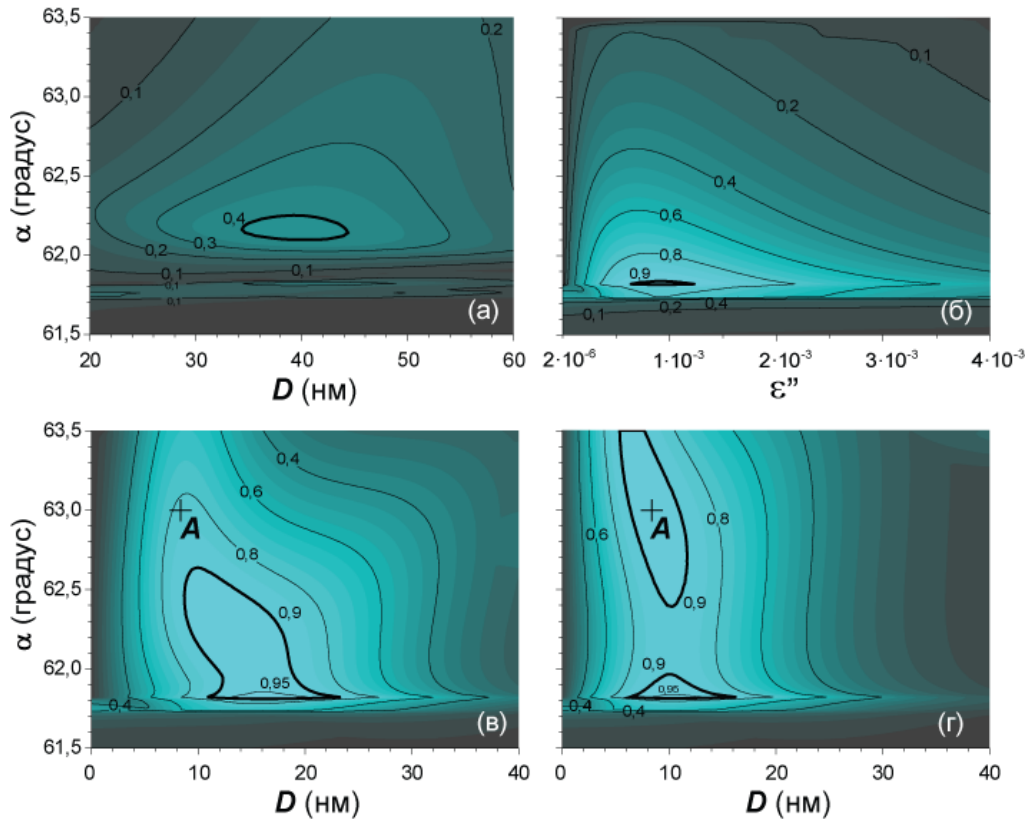


Рис. 64: Диаграммы, иллюстрирующие величину ΔR , для (а) ППР в пленке золота, (б) ПБВ в поглощающем 1D ФК, (в) и (г) двух плазмонных 1D ФК сенсоров. Сплошные линии в диаграммах показывают изолинии для ΔR при $\Delta n = 10^{-3}$ при варьировании D и α . (в) и (г) – это сенсоры на основе плазмонных 1D ФК со структурами $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{11}/\text{Au}$ и $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{11}/\text{Au}/\text{SiO}_2$; в последнем случае слой золота был покрыт SiO_2 с толщиной 50 нм. Сканированные спектральные диапазоны: (а) $\lambda = 0,7\text{--}3$ мкм, (б)–(г) $\lambda = 0,7\text{--}1,5$ мкм. Сенсоры с параметрами, отмеченными точкой A , будут обсуждаться на рисунке 66.

Для наглядного сравнения характеристик оптического отклика сенсоров, обратимся к рисунку 65. Здесь показаны сечения диаграмм, представленных на рисунке 64. В режиме большого отклика для $\Delta R = 0,87$, сенсоры на основе плазмонных 1D ФК без покрытия и с покрытием 50-нм пленкой SiO_2 характеризовались величинами $\Delta\alpha = 0,83^\circ$ и $\Delta\alpha = 1,69^\circ$, что для сенсора на основе поглощающего 1D ФК составляло $\Delta\alpha = 0,13^\circ$ для $\Delta R = 0,87$, а для сенсора на основе пленки Au – $\Delta\alpha = 0,71^\circ$ для $\Delta R = 0,3$.

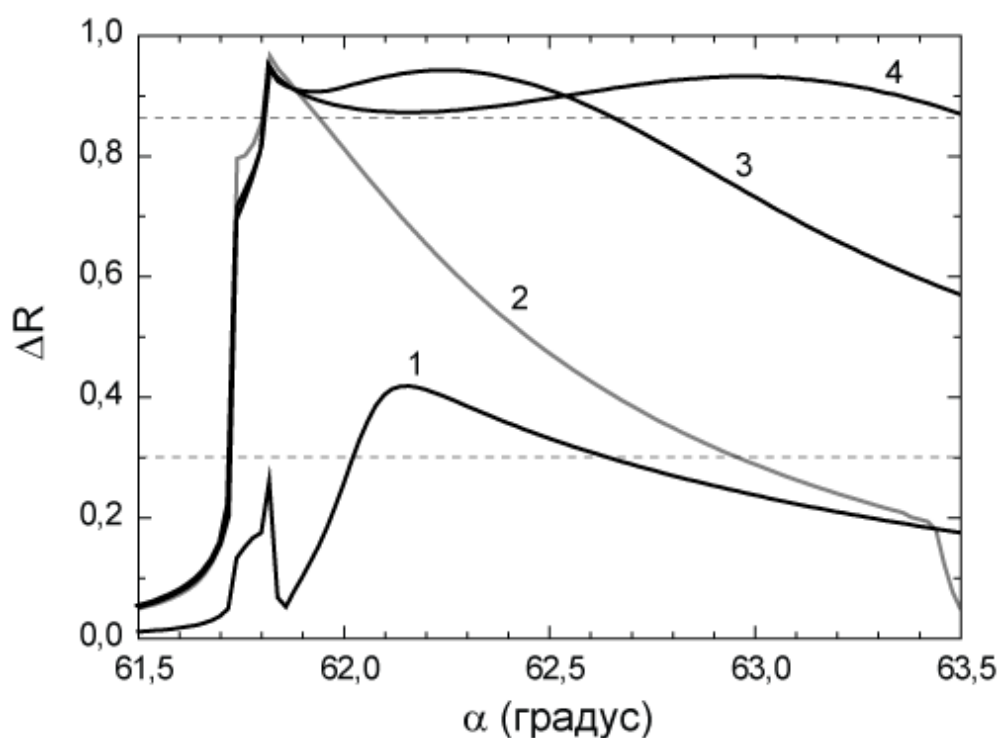


Рис. 65: Сравнение оптического отклика сенсоров при $\Delta n = 10^{-3}$. Линии 1–4 иллюстрируют сечения рисунков 64: (а) $D = 39$ нм, (б) $\varepsilon'' = 0,8 \cdot 10^{-3}$, (в) $D = 12,7$ нм и (г) $D = 8,8$ нм.

Видно, что оптический отклик сенсоров на основе плазмонных 1D ФК обладает устойчивостью к изменениям структурных параметров (D в проведенном анализе) и условий эксперимента (α в проведенном анализе). Для того чтобы понять роль покрытия 50-нм SiO_2 пленкой, приводящего к улучшению устойчивости, следует проанализировать амплитуду Е-поля в окрестности границы сенсор/детектирующая среда, см. рис. 66 (а).

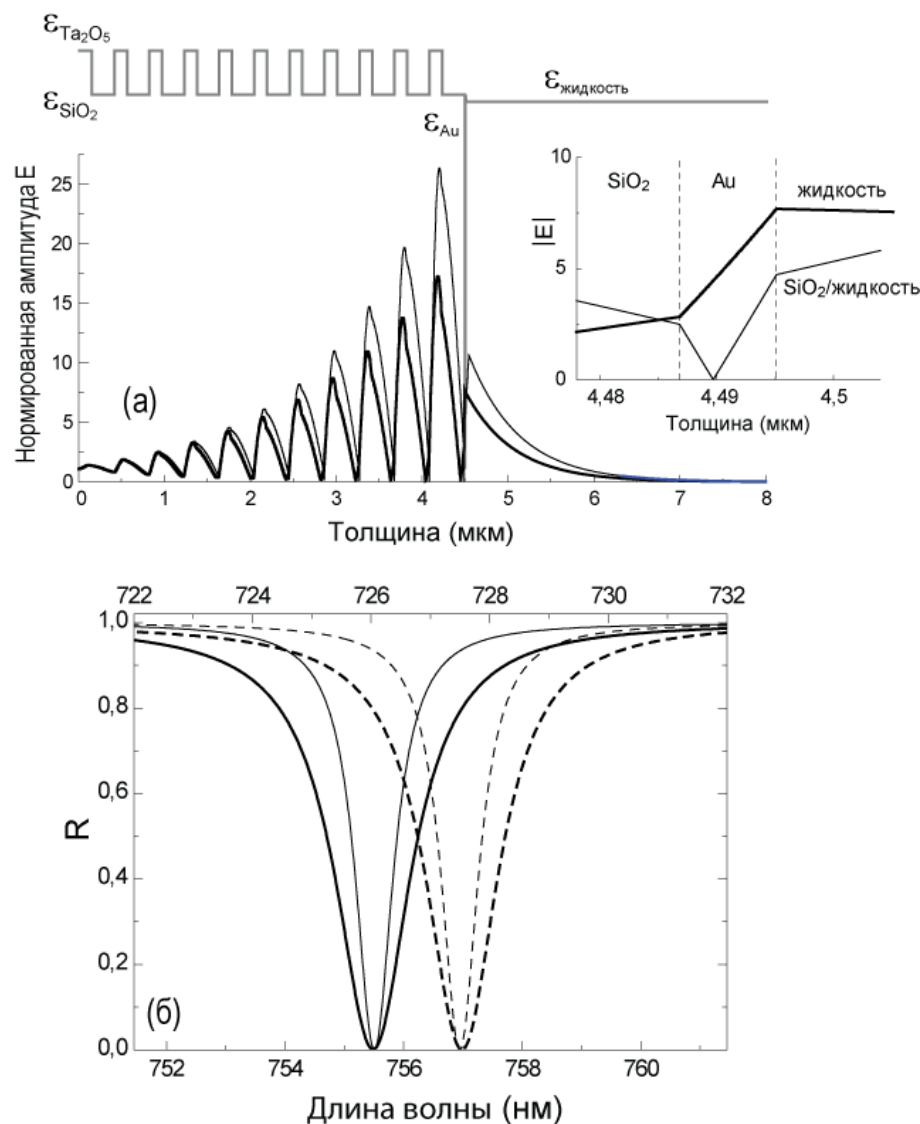


Рис. 66: (а) Распределение поля блоховской волны внутри плазмонного 1D ФК: ФК с последним слоем Au (толстая линия) и ФК заканчивающийся двойным слоем Au/50-нм SiO_2 (тонкая линия). Вставка иллюстрирует нормированную амплитуду электрического поля p -поляризованной волны в окрестности слоя Au: резонансная волна 726 нм (толстая линия) и 755,5 нм (тонкая линия). (б) Спектры отражения ФК с последним слоем Au (толстые линии, верхняя ось длин волн) и с последним двойным слоем Au/50-нм SiO_2 (тонкие линии, нижняя ось длин волн). Сплошная и прерывистая линии отвечают спектральному сдвигу резонанса ПБВ при $\Delta n = 10^{-3}$ и $\alpha = 61,82^\circ$. Толщина слоя Au была $D = 8,3$ нм для обоих кристаллов.

Типичное для ПБВ распределение поля $|E|$ резонансных мод в ФК с параметрами, отмеченными точками А на рис. 64, показано на рисунке 66 (а). Присутствие дополнительного слоя SiO_2 обеспечивает симметричный оптический контраст $\text{SiO}_2/\text{Au}/\text{SiO}_2$ и сдвигает минимум амплитуды $|E|$ внутрь слоя Au. Это приводит к уменьшению поглощения $\varepsilon''|E|^2$ и поэтому должно приводить к росту добротности резонанса ПБВ [178]. Распределение, показанное на вставке тонкой линией, аналогично конфигурации характерной для так называемого "long-range surface plasmon". (Сенсоры на основе ППР, обладающие подобной конфигурацией поля, считаются наиболее чувствительными [179].) Рисунок 66 (б) иллюстрируют, что чувствительность сенсора на основе ПБВ растет с ростом добротности резонанса ($Q = f / \Delta f$, где f – частота отвечающая минимуму резонанса ПБВ, Δf – ширина резонанса на полувысоте). Добротность для сенсоров с последними слоями SiO_2/Au и $\text{SiO}_2/\text{Au}/\text{SiO}_2$ составляла $Q = 470$ и 1000 соответственно. Таким образом, плазмонный 1D ФК со структурой $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{11}/\text{Au}/\text{SiO}_2$ имел лучшую чувствительность и устойчивость отклика (робастность) на изменения $\Delta\alpha$ and ΔD .

Далее рассмотрим отклик сенсоров на основе плазмонных 1D ФК в условиях моделирующих биомолекулярную реакцию, происходящую в тонком слое в непосредственной близости к поверхности сенсора. Этот вопрос действительно важен, так как, в процессе детектирования, биомолекулярная реакция происходит между молекулами двух типов, один из которых предварительно закрепляется на поверхности сенсора. Чтобы смоделировать такую реакцию, толщина слоя, в котором происходит изменение $\Delta n = 10^{-3}$, была ограничена до 20 нм, а показатель преломления остального вещества оставался неизменным $n = 1,33$.

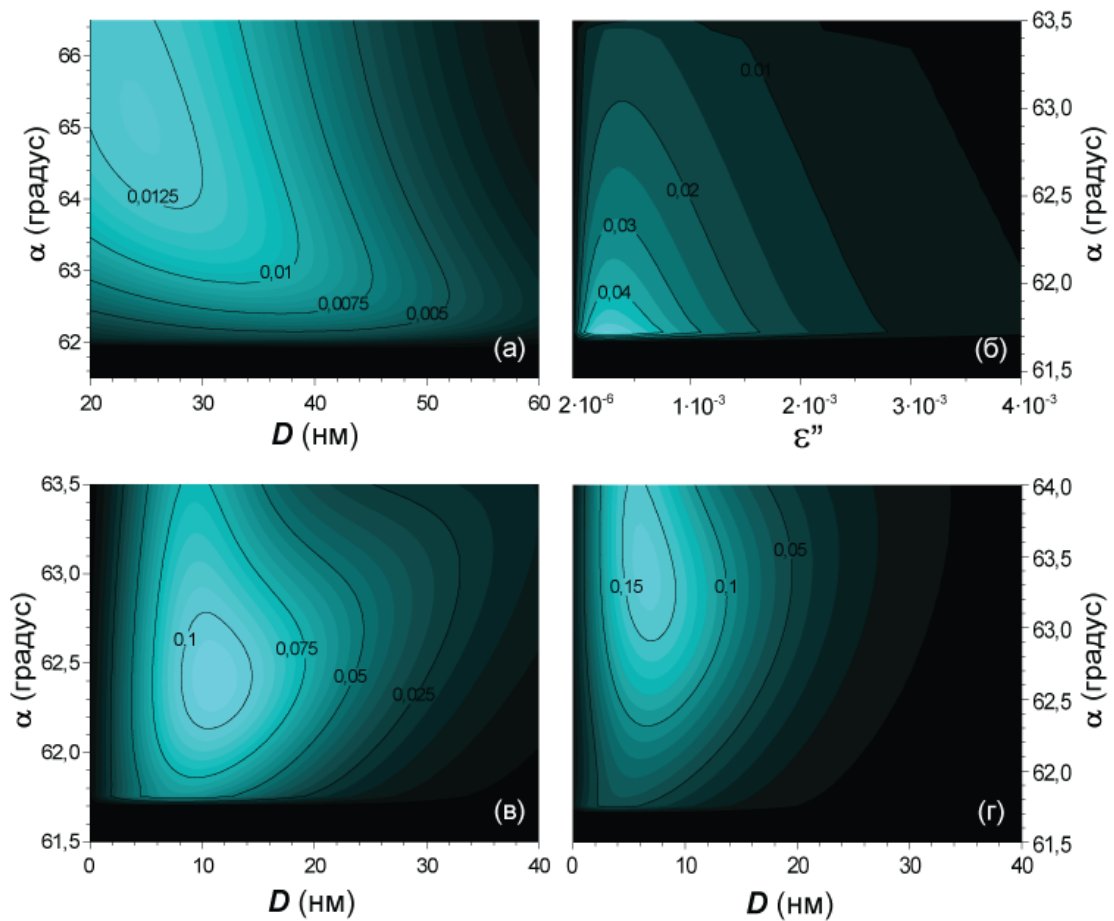


Рис. 67: Диаграммы, иллюстрирующие величину, ΔR при изменении Δn , происходящем в 20-нм слое на поверхности сенсоров: (а) ППР в пленке золота, (б) ПБВ в поглощающем 1D ФК, (в) и (г) двух плазмонных 1D ФК сенсоров. Сплошные линии в диаграммах показывают изолинии для ΔR при $\Delta n = 10^{-3}$ и варьировании D и α . Диаграммы (в) and (г) – это сенсоры на основе плазмонных 1D ФК со структурами $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{11}/\text{Au}$ и $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{11}/\text{Au}/\text{SiO}_2$; в последнем случае слой золота был покрыт SiO_2 с толщиной 50 нм. Сканированные спектральные диапазоны: (а) $\lambda = 0,7\text{--}3$ мкм, (б)–(г) $\lambda = 0,7\text{--}1,5$ мкм.

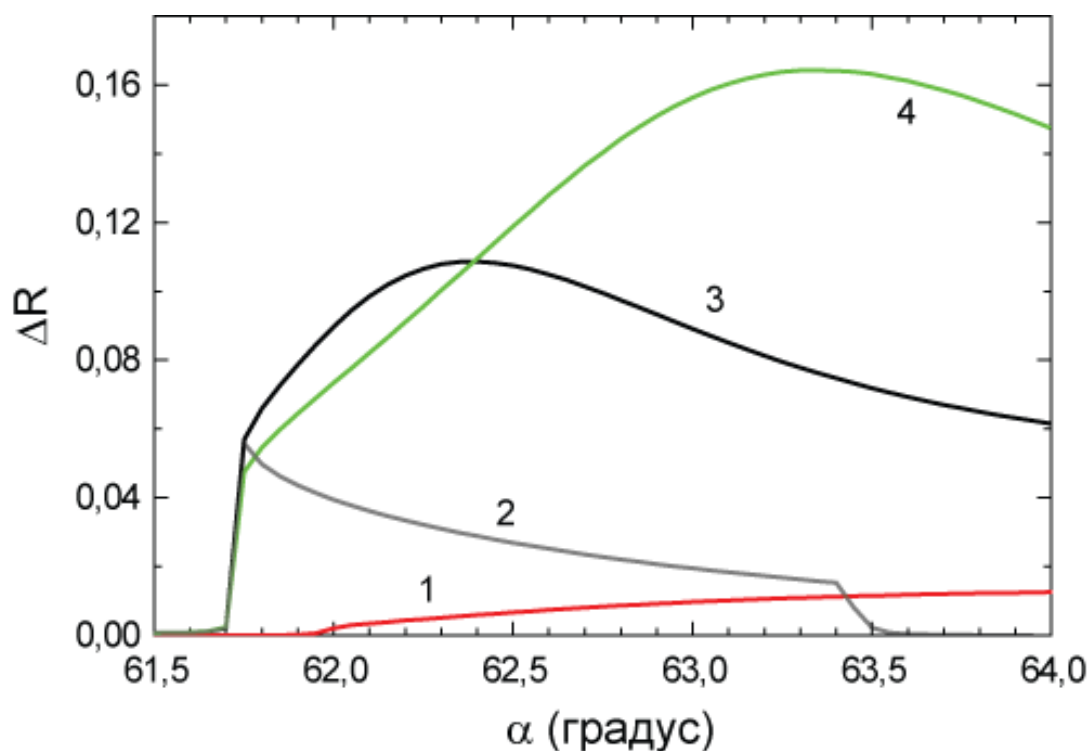


Рис. 68: Сравнение оптического отклика сенсоров при $\Delta n = 10^{-3}$. Линии 1–4 иллюстрируют сечения рисунков 67: (а) $D = 24,6$ нм, (б) $\varepsilon'' = 0,5 \cdot 10^{-3}$, (в) $D = 11,1$ нм и (г) $D = 6,7$ нм.

Моделирование показало, что сенсоры на основе плазмонных 1D ФК демонстрируют значительно лучшую чувствительность по сравнению с другими рассмотренными сенсорами (см. рис. 67 и 68); это находится в соответствии с вышеизложенными результатами на рис. 64 и 65. Если сравнить рис. 64 (или 65) и рис. 67 (или 68) видно, что величина ΔR уменьшилась для всех сенсоров. Интересным является тот факт, что чувствительность существенно уменьшилась в окрестности угла ПВО (см. кривые 1, 3 и 4 на рис. 68). Этот эффект может быть объяснен в рамках теории возмущений. Как было отмечено выше для лучшей чувствительности, сдвиг резонансной частоты $\Delta\omega$ должен быть больше чем ширина резонанса [см. рис. 66 (б)]. Известно, что сдвиг резонансной частоты отвечает следующему выражению $\Delta\omega \sim \int \Delta\varepsilon |E|^2 dV$, где предел интегрирования – это объем в котором меняется диэлектрическая проницаемость ($\Delta\varepsilon$). Когда угол падения α близок к условию ПВО, амплитуда $|E|$ меняется очень медленно, а

сдвиг $\Delta\omega$ является большим даже при незначительном изменении $\Delta\varepsilon$. (Можно представить ситуацию, когда чувствительность высока при невысоком Q-факторе, но большой величине $\Delta\omega$.) Однако в случае, когда изменение $\Delta\varepsilon$ происходит в очень тонком слое, величина интеграла падает (т.е. уменьшается $\Delta\omega$), а чувствительность в большей степени определяется Q-фактором.

Как видно из предыдущих исследований плазмонные 1D ФК со слоем металла, находящимся в симметричном диэлектрическом окружении, представляют наибольший интерес с точки зрения увеличения чувствительности и робастности. Однако, наличие слоя диэлектрика покрывающего металл, может быть выгодно и с точки зрения его защиты. Следует напомнить, что молекулы должны быть прикреплены на поверхности сенсора, а если металл покрыт диэлектриком, то можно говорить о многократном использовании сенсора, т.к. металл не деградирует во время подготовки и обработки поверхности сенсора. Более того, золото, единственный неокисляющийся и необразующий других соединений металл, используемый в биосенсорах *Viascore*, может быть заменен другими металлами при использовании тонкого защитного покрытия.

Следуя этой идее, были исследованы спектры отражения 1D ФК $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{10}/\text{Me}/\text{SiO}_2$, в которых в качестве плазмонного слоя использовались различные металлы (Me): серебро, медь, хром и никель. Прежде всего, рассмотрим плазмонные свойства упомянутых металлов в режиме возбуждения ППП на границе раздела металл/вода; оптические константы металлов были взяты из работ [180, 181]. Рисунок 69 иллюстрирует сравнительный анализ угловых зависимостей отражения на длине волны 800 нм для пленок серебра (а), меди (б), хрома (в) и никеля (г). Видно, что "хороший" плазмонный металл характеризуется узкой по $\Delta\alpha$ полосой возбуждения поверхностного плазмона, что отвечает большой длиной пробега плазмона, а "плохой" плазмонный металл характеризуется широкой полосой.

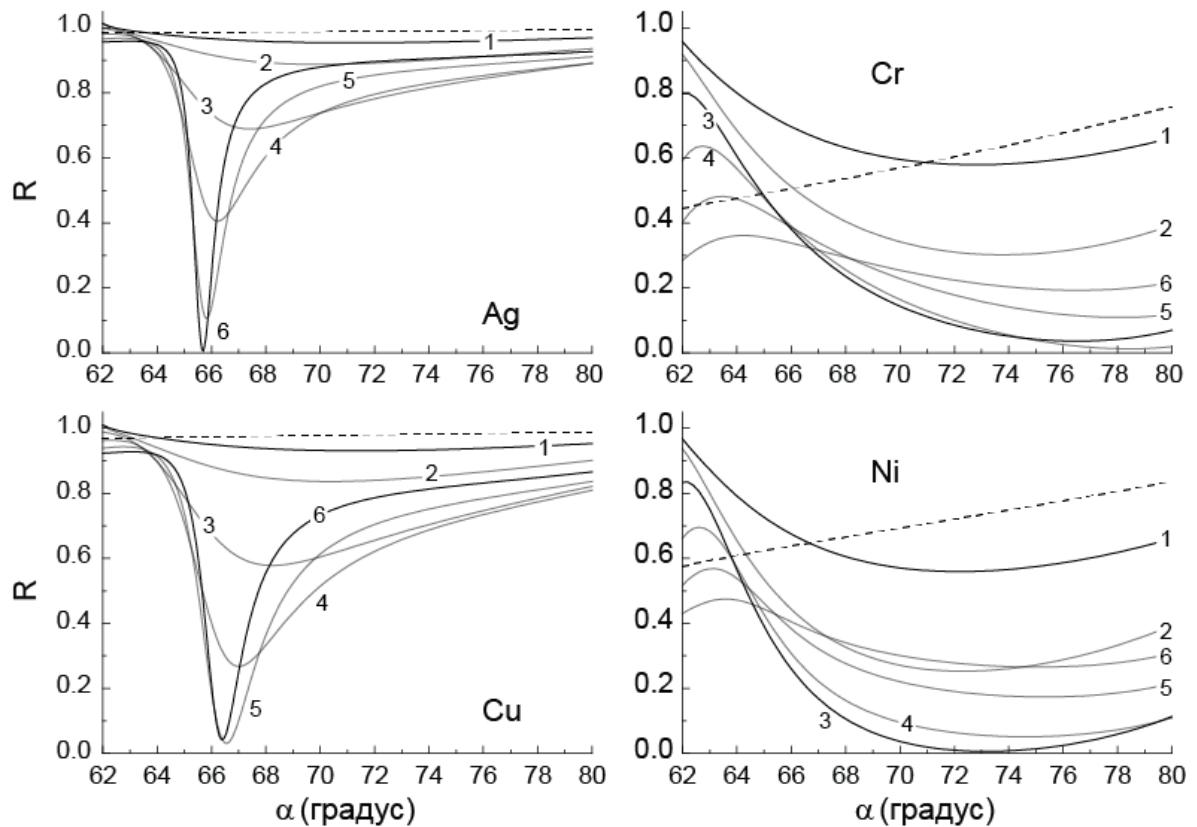


Рис. 69: Угловые зависимости коэффициента отражения для различных металлов в режиме возбуждения поверхностного плазмонного резонанса. Линии 1–6 соответствуют толщинам $D = 5, 10, 20, 30, 40$ и 50 нм для каждого из металлов. Случай возбуждения s -поляризованной волной показан прерывистой линией для следующих толщин металлов: Ag (50 нм), Cu (50 нм), Cr (20 нм) и Ni (20 нм). Длина волны возбуждения была 800 нм.

Далее рассмотрим спектры плазмонных 1D ФК со структурой $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{10}/\text{Me}/\text{SiO}_2$ на примере двух металлов. Сдвиг пика, соответствующего возбуждению блоховской поверхностной волны при изменении показателя преломления детектируемой среды $\Delta n = 10^{-3}$ показан на рис. 70. Видно, что с увеличением толщины металла изменение амплитуды отраженного сигнала значительно уменьшается как в случае меди, так и в случае никеля. Из сравнения спектров видно, что увеличение толщины металла в случае меди не приводит к уменьшению добротности резонанса ПБВ, однако спектральный сдвиг пика становится значительно меньше и как следствие наблюдается уменьшение

величины ΔR . В приведенном примере для никеля видно, что добротность резонанса ПБВ уменьшается с ростом толщины "плохого" плазмонного металла. Из рисунка 70 также очевидно, что должна существовать оптимальная толщина слоя металла для выхода на лучшие характеристики сенсора по изменению амплитуды отражения и его устойчивости.

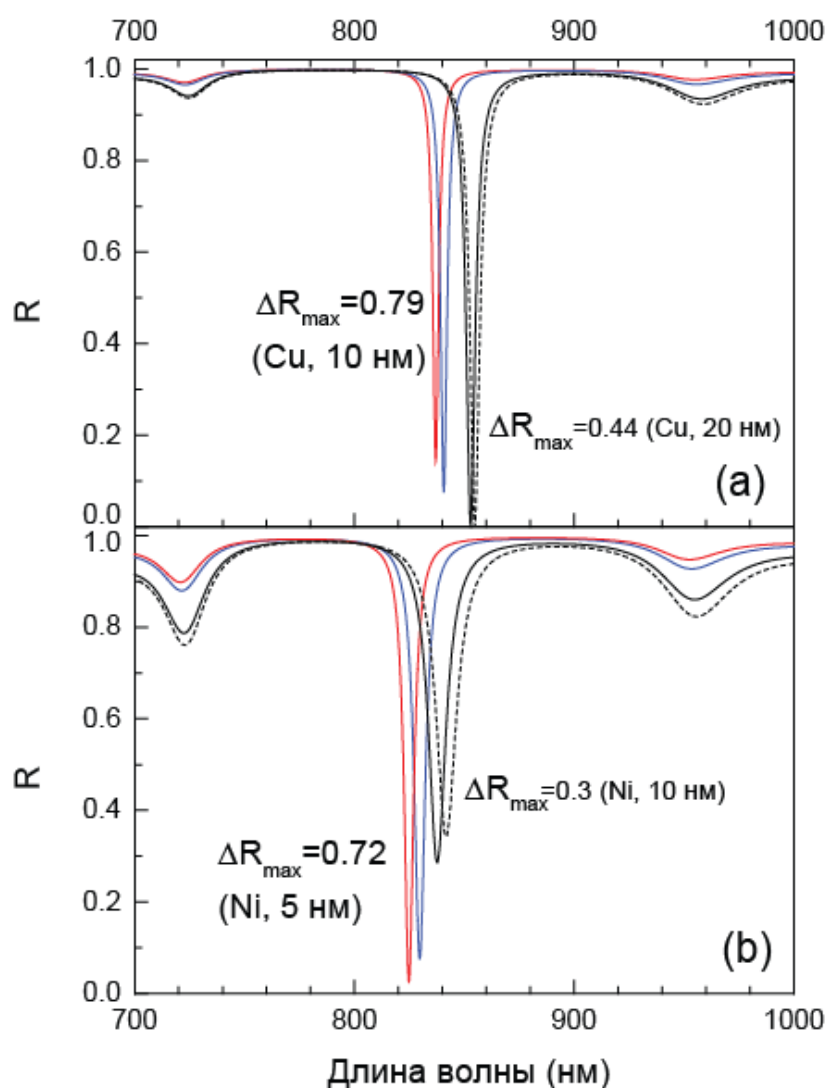


Рис. 70: Спектры отражения 1D ФК $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{10}/\text{Me}/\text{SiO}_2$ и спектральный сдвиг резонанса ПБВ при изменении показателя преломления воды $\Delta n = 10^{-3}$. Показано максимальное изменение коэффициента отражения для ФК со слоем металла соответствующей толщины. Спектры рассчитаны для угла падения $\alpha = 61.8^\circ$.

По аналогии с рис. 65 и 68, рисунок 71 иллюстрирует результат численного моделирования чувствительности и робастности сенсоров на основе плазмонных

1D ФК $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{10}/\text{Me}/\text{SiO}_2$ в которых в качестве плазмонного слоя использовались различные металлы (Me): серебро, медь, хром и никель. Толщины слоев в многослойной структуре были такими же, как и в расчетах представленных выше, а оптические константы металлов были взяты из ссылок [180, 181]. Видно, что сенсоры на основе плазмонных 1D МК (линии 1–4) значительно превосходят остальные по чувствительности. Следует отметить, что робастность сенсоров содержащих благородный металл лучше, чем для рассмотренных сенсоров содержащих "плохие" плазмонные металлы Cr или Ni.

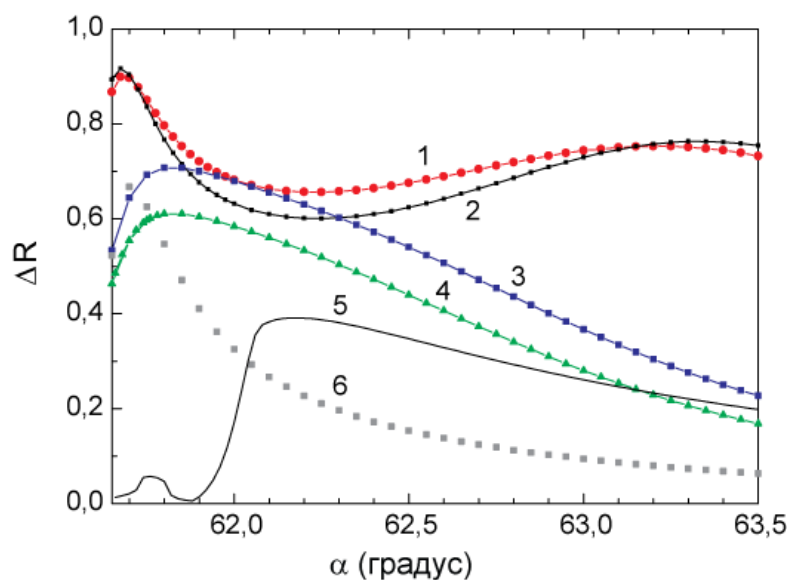


Рис. 71: Сравнение оптического отклика сенсоров при $\Delta n = 10^{-3}$. Линии 1–4 иллюстрируют характеристики плазмонных 1D ФК со структурой $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{10}/\text{Me}/\text{SiO}_2$, последний слой SiO_2 имел толщину 50 нм, а металлы (Me) имели следующие толщины: 1 – 10 нм Cu, 2 – 10 нм Au, 3 – 5 нм Ni и 4 – 5 нм Cr. Линия 5 отвечает характеристике сенсора на основе 40-нм уединенной пленки золота, а линия 6 – сенсор на основе неплазмонного поглощающего 1D ФК, когда поглощение $k = 10^{-3}$ введено гомогенно в каждый слой структуры $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{10}$.

Плазмонные 1D МФК, содержащие слой магнитооптического металла, могут обеспечить еще большую чувствительность измерений, поскольку не

только амплитуда, но и поляризационное состояние может измеряться при переключении направления внешнего магнитного поля. Таким образом, более высокая точность измерений малейших флуктуаций при биомолекулярных реакциях может достигаться при детектировании амплитуды и фазы отраженной волны при переключающемся магнитном поле и использовании синхронизирующего усилителя.

5.3. Заключение по Главе 5

1. Предложена концепция плазмонных 1D МФК и ФК. Впервые изготовлены плазмонные 1D МФК на основе $(\text{Bi:YIG}/\text{SiO}_2)^5/\text{Au}$ многослойной структуры и исследованы оптические и магнитооптические спектры. Экспериментально и теоретически показано, что в геометрии ПВО возможно одновременное возбуждение резонансов различной природы: (*i*) интерференционный резонанс вследствие периодичности структуры кристаллов и (*ii*) поверхностный плазмонный резонанс вследствие наличия в структуре слоя благородного металла.

2. Экспериментально исследованы оптические и магнитооптические свойства плазмонного 1D МФК $(\text{Bi:YIG}/\text{SiO}_2)^5/\text{Au}$ в режиме пересечения пика таммовского состояния и полосы поглощения поверхностного плазмона. В случае, когда резонансы спектрально разнесены, в магнитооптическом спектре наблюдался пик увеличенного МО отклика, отвечающий резонансному взаимодействию света на частоте таммовского состояния. При пересечении резонансов, происходящем при изменении угла падения света, наблюдалась трансформация пика увеличенного МО отклика с инвертированием знака вращения поляризации. Однако абсолютная величина МО отклика в таких режимах практически не менялась. Наблюдаемая трансформация МО отклика

интерпретирована как следствие поляризационной анизотропии отражения, когда *p*-поляризованная компонента поглощается слоем золота вследствие возбуждения плазмона, а *s*-поляризованная компонента, возникающая за счет МО отклика в ЖИГ, распространяется без поглощения.

3. Впервые плазмонный 1D МФК со структурой микрорезонатора Фабри-Перо (Bi:YIG/YIG)⁴/Bi:YIG/(YIG/Bi:YIG)⁴/Au был использован для проведения экспериментов по детектированию изменения показателя преломления и биомолекулярных реакций на поверхности сенсора. Для сравнения функциональных возможностей сенсора на основе плазмонного МФК, параллельно исследовался отклик сенсора на основе уединенной пленки золота (Biacore технология). При измерении амплитуды отраженного света, показано, что сенсор на основе плазмонного МФК превосходит по чувствительности сенсор на основе уединенной пленки золота. Продемонстрирована хорошая чувствительность сенсора и при детектировании МО отклика МФК.

4. Представлена идея о визуализации резонанса поверхностных блоховских волн за счет поглощения света в режиме возбуждения поверхностного плазмона. Проведен численный анализ плазмонных 1D ФК и найдена структура ФК с оптимальным дизайном для сенсорных приложений, продемонстрирован сравнительный анализ различных оптических биосенсоров. Показано, что сенсоры на основе плазмонных 1D МФК (Ta₂O₅/SiO₂)ⁿ/Me/SiO₂ со слоем из благородного или магнитного металла (Me) в симметричном диэлектрическом окружении SiO₂/Me/SiO₂ значительно превосходят по чувствительности и устойчивости отклика (робастности) другие оптические конкурирующие сенсоры.

Глава 6. Особенности магнитооптического отклика субволновых плазмонных пленок на основе граната и золота.

Представителями новых искусственных материалов, исследующихся в последнее десятилетие, являются композиты и периодические структуры на основе благородных металлов. Такие материалы могут поддерживать локализованные поверхностные плазмонные резонансы (ЛППР), сопровождающиеся ростом амплитуды электромагнитного поля (ближнего поля) на границе металла и окружающего материала [182]. Интерес к таким плазмонным материалам заключается в возможности изменения отклика известного вещества, используемого как матрица (или подложка) для частиц металла, за счет сильных ближних электромагнитных полей.

Магнитооптический (МО) отклик в режиме возбуждения плазмонного резонанса изучался для различных материалов: тонкие МО слои [20–24, 45–50], композиты [51–57, 183] и периодические структуры [19–28, 184–187]. Такие плазмонные МО материалы обладают особенностями в спектрах фарадеевского (керровского) вращения, когда увеличенное вращение плоскости поляризации наблюдается на частотах отвечающих возбуждению ЛППР.

Цитированные выше работы посвящены исследованию планарных плазмонных МО материалов в режиме, когда луч проходит через образец один раз (с учетом отражений на границах образца). Ниже эта схема будет называться режимом однократного прохождения. Для такого режима увеличенный МО отклик наблюдается для множества плазмонных МО материалов. Механизм ответственный за наблюдаемое явление обсуждается в работах [45, 50] демонстрирующих, что плазмонная подсистема работает как дополнительный вращатель и увеличенный МО отклик имеет взаимную природу, аналогичную вращению поляризации в жидком кристалле. Однако в работах [53–55] отмечается, что аномальное МО вращение может быть следствием модификации

эффективного спин-орбитального взаимодействия в гранате [53, 54] или увеличения силы осциллятора электронных переходов в магнетите [55] с помощью сильного ближнего электромагнитного поля. В последнем случае, эффект плазмонного усиления должен проявляться как невзаимный эффект, т.е. поворот плоскости поляризации должен накапливаться при двукратном (и более) прохождении света через образец в фарадеевской геометрии. Поэтому исследование механизма влияния ЛППР на МО отклик является актуальной задачей.

Эксперименты, обсуждаемые ниже, проводились с помощью экспериментальной установки, описанной в Главе.

6.1. Усиление магнитооптического отклика за счет возбуждения локализованного поверхностного плазмонного резонанса

6.1.1. Композитные пленки на основе системы неупорядоченные наночастицы золота в матрице висмут-замещенного железиттриевого граната: режим однократного прохождения

Пионерской работой по изучению оптических свойств МО материала поддерживающего ЛППР, на основе иттриевого граната (YIG) с внедренными частицами золота, была работа [53]. Авторы этой работы демонстрировали модификацию МО отклика YIG на частотах отвечающих ЛППР.

В диссертационной работе, по аналогии с работой [53], были изготовлены МО пленки на основе висмут-замещенного железиттриевого граната с плазмонной подсистемой из золотых частиц (и сплавов Ag/Au), Bi:YIG–Au [23, 24]. Рисунок 72 показывает изображение частиц золота, полученных с помощью расплава 5-нм пленки на поверхности пленки Bi:YIG толщиной 90 нм. Расплав производился при температуре 750 °С, необходимой для кристаллизации пленки

Bi:YIG. Из изображений видно, что золотые частицы имеют форму полусфер, основание которых граничит с гранатом; латеральный размер частиц лежит в диапазоне 20–80 нм, а высота частиц составляет примерно половину величины латерального размера; массив частиц представляет собой неупорядоченную систему, в которой также можно выделить цепочки частиц (показано штриховой линией).

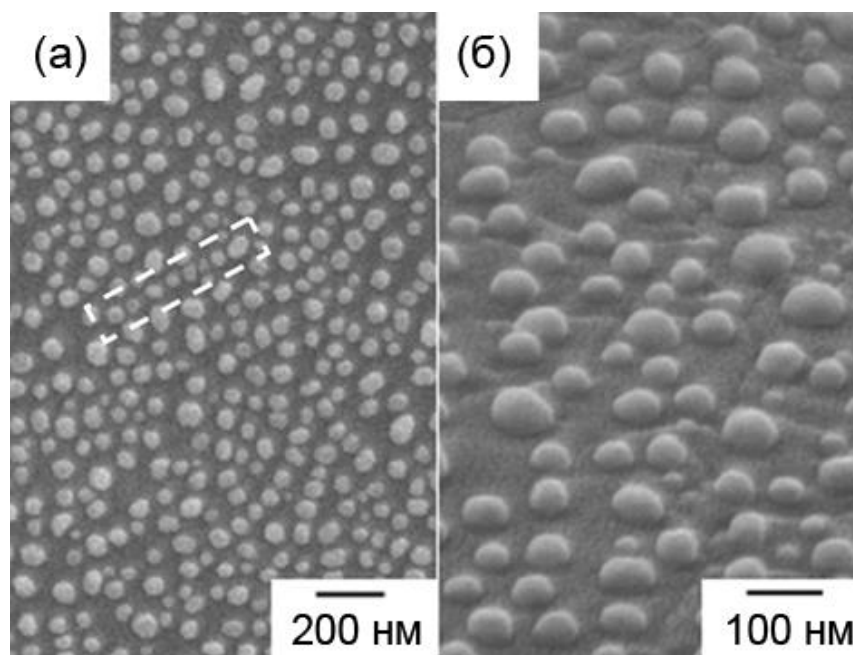


Рис. 72. Массив частиц Au на поверхности Bi:YIG: (а) вид сверху и (б) вид сбоку. Изображения получены сканирующим электронным микроскопом Jeol JSM-6700.

Спектры пропускания Bi:YIG-Au структуры, измеренные для поляризованного излучения (с ортогональными поляризациями $\psi = 0^\circ$ и 90°) при нормальном падении, показаны на рисунке 73(а). В спектрах видна полоса поглощения, связанная с возбуждением ЛППР на частицах (*подробно обсуждается с секции 6.1.3*). Следует заметить, что спектральное положение полос ЛППР, измеренных для ортогональных поляризаций отличается на 5 нм. В эксперименте ортогональные поляризации выбирались с целью достичь максимума разницы пропускания T_{0° - T_{90° , рис. 73(б). Очевидно, что, в случае немагнитической Bi:YIG-Au структуры, обнаруженная анизотропия пропускания должна проявлять себя в спектрах вращения поляризации

пропущенного света. При освещении образца светом с поляризацией $E_{\psi} = 45^\circ$ оказалось, что угол поворота плоскости поляризации φ растет, меняет знак в окрестности полосы ЛППР и достигает величины $\varphi = \pm 0,2^\circ$ на ее коротковолновом и длинноволновом краях, рис. 73(б). Такое вращение плоскости поляризации может быть следствием структурной анизотропии образца и наличия некоторой оси анизотропии. Однако, как следует из рисунка 72, в изготовленном массиве частиц золота не существует дальнего порядка. Наиболее вероятным объяснением может быть влияние сложной поверхности образца на прохождение p - и s -компонент [$\psi = 0^\circ$ и 90° , поляризация определялась как на рис. 35(а)], а ЛППР в данном случае играет роль усилителя поляризационной анизотропии. Здесь следует подчеркнуть, что эксперименты проводились в геометрии нормального падения; однако, световой пучок имел сходимость $\approx 2^\circ$, а угол между нормалью и направлением падающего луча контролировался с точностью до $\approx 1^\circ$.

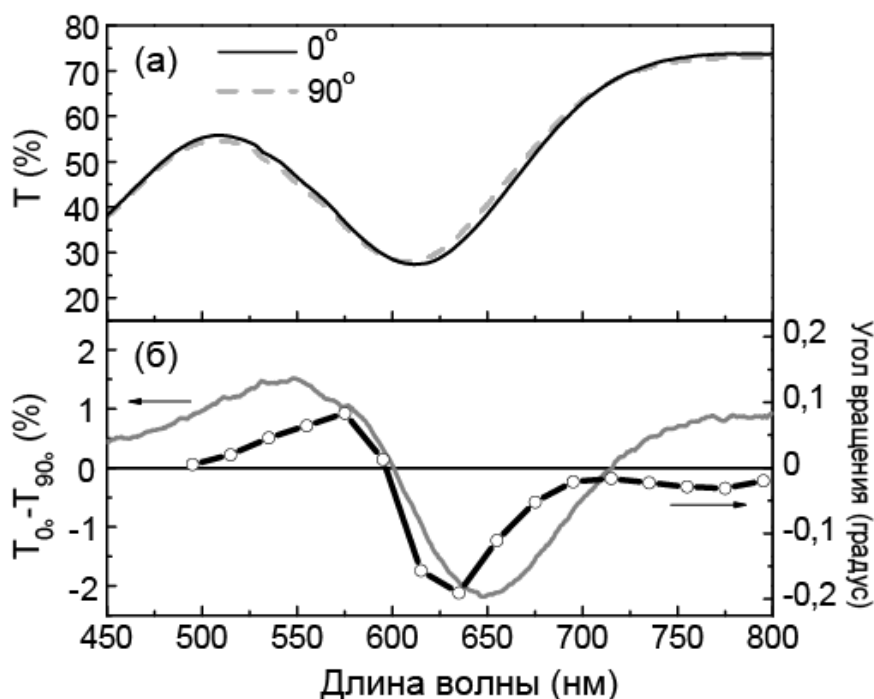


Рис. 73. (а) Спектры пропускания неупорядоченной структуры Bi:YIG-Au для поляризованного излучения. (б) Разностный спектр пропускания и угол вращения плоскости поляризации ненамагниченной структуры. Спектры измерялись при нормальном падении.

Из рисунка 73(б) следует, что поворот плоскости поляризации является следствием анизотропии пропускания, поэтому при освещении образца одной из линейно-независимых компонент $\mathbf{E}_{\psi=0^\circ}$ (или $\mathbf{E}_{\psi=90^\circ}$) угол поворота поляризации стремится к нулю, $\varphi \rightarrow 0^\circ$, а наибольший угол $\varphi = 0,2$ должен наблюдаться для света с поляризацией $\mathbf{E}_{\psi=45^\circ}$. Доказательством этому послужил эксперимент с различными ориентациями плоскости поляризации \mathbf{E}_{ψ} , см. рис. 74.

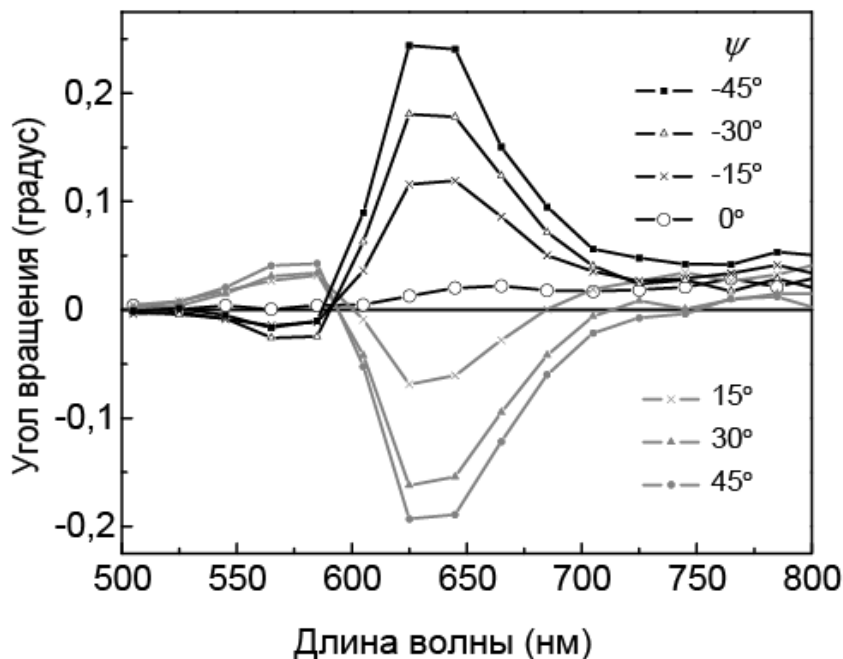


Рис. 74. Угол вращения плоскости поляризации для немагнитной структуры Vi:YIG-Au . Плоскость поляризации задавалась углом поляризатора ψ . Измерения проводились при нормальном падении.

Спектры фарадеевского вращения пленки Vi:YIG с толщиной 90 нм и структуры Vi:YIG-Au показаны на рисунке 75. В спектрах обнаружено, что величина угла поворота плоскости поляризации для обеих структур совпадает в спектральных диапазонах вне возбуждения ЛППР. Увеличение угла фарадеевского вращения для структуры Vi:YIG-Au наблюдалось на частотах возбуждения ЛППР, а спектральное положение максимума величины φ в спектре совпадало с минимумом полосы ЛППР. Следует отметить, что, в случае фарадеевского вращения увеличение $\Delta\varphi$ является сравнимым с величиной $\varphi = 0,2$,

наблюдаемой в случае ненамагниченной структуры Bi:YIG-Au.

Спектры, показанные на рисунках 73–75, иллюстрируют два механизма вращения плоскости поляризации в режиме возбуждения ЛППР: первый связан с анизотропией пропускания структуры Bi:YIG-Au, а второй с МО активностью Bi:YIG, свойственной гранату. Данные эксперименты ставят вопрос о природе наблюдаемого увеличения МО отклика структур Bi:YIG-Au (или структур магнитооптическое вещество/плазмонный материал вообще). Является ли увеличенный отклик невзаимным эффектом? Могут ли МО структуры, поддерживающие ЛППР, быть использованы в качестве материалов для создания магнитооптических изоляторов и циркуляторов [30]?

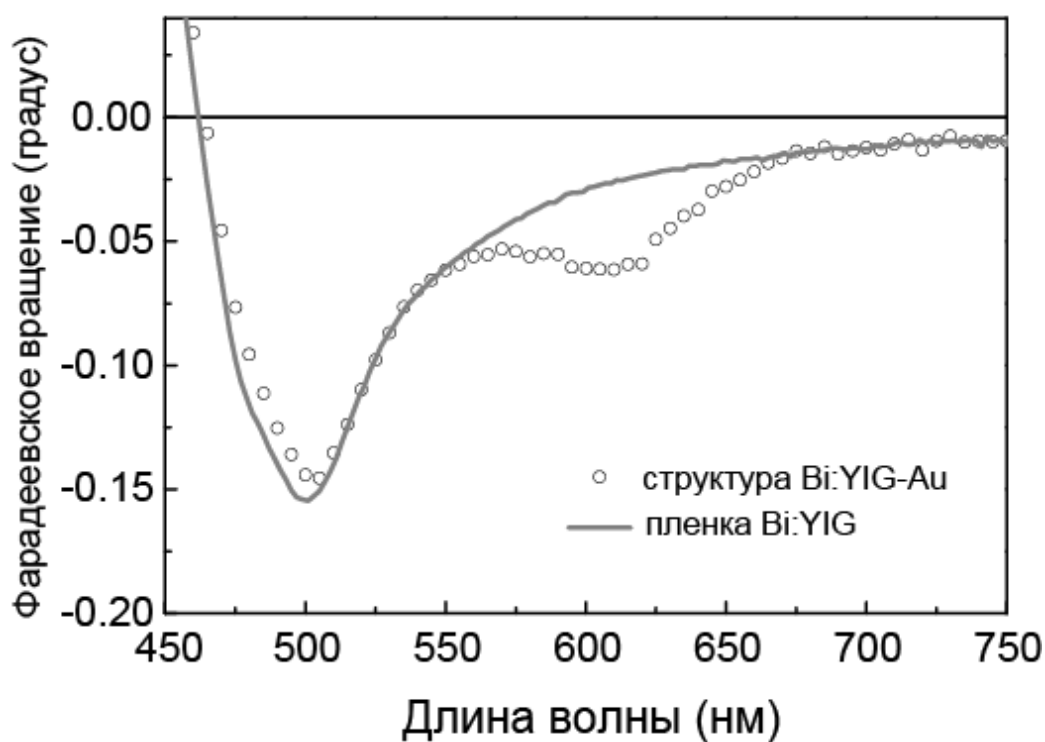


Рис. 75. Спектры фарадеевского вращения структуры Bi:YIG-Au и пленки Bi:YIG. Толщина граната была 90 нм. Измерения проводились при нормальном падении.

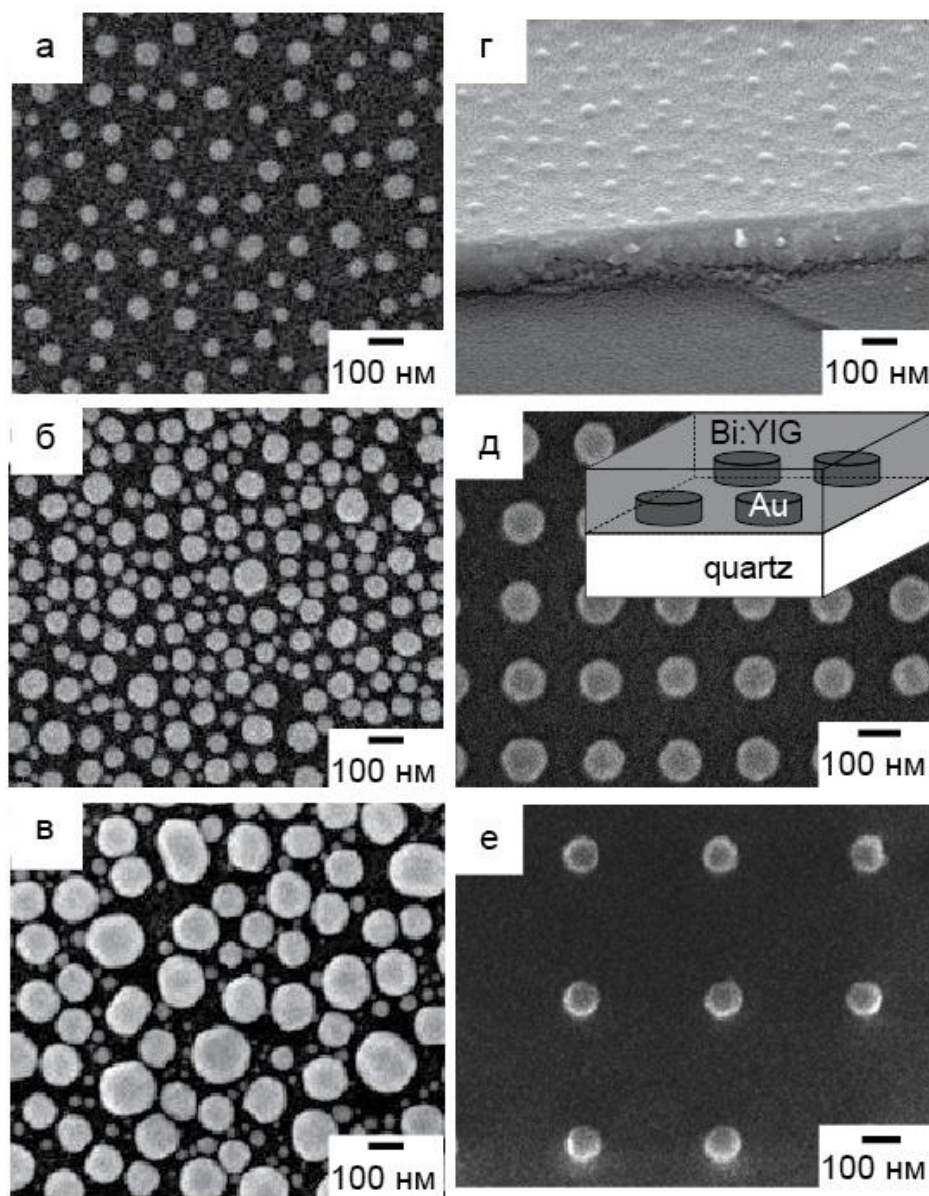


Рис. 76. (а) Массив частиц золота, полученный расплавом пленки с толщиной 5 нм. (б) Массив, полученный после трех последовательных напылений и расплавов пленки толщиной 5 нм. (в) Массив, полученный после семикратного напыления и расплава по аналогии с образцом (б). (г) Структура Bi:YIG-Au полученная при напылении граната на массив частиц золота. (д) и (е) 2D решетка золотых частиц с периодом ≈ 200 нм и ≈ 400 нм. Частицы показанные на панелях (а)–(в), (д) и (е) покрывались слоем Bi:YIG как показано на панели (д); перед напылением Bi:YIG, золото подвергалось нагреванию до 1000 °С; после напыления Bi:YIG структура нагревалась до 750 °С для кристаллизации граната (нагревание проводилось в воздухе).

Рисунок 76 иллюстрирует другие исследованные в диссертационной работе структуры на основе висмут-замещенного железиттриевого граната и золота. Панели (а)-(в) показывают как получать неупорядоченные массивы золотых частиц при многократном напылении и плавлении тонких пленок золота. На панели (г) изображена структура, полученная при напылении граната на массив частиц золота. Возможности изготовления плазмонных структур с помощью электронной литографии демонстрируются на панелях (д) и (е).

Структуры, представленные на рисунке 76, изучались в работах [23, 24, 188, 189]. Было обнаружено, что увеличение доли поверхности, приходящейся на частицы золота в структурах (а)-(в), приводит к увеличению поглощения света за счет возбуждения ЛППР и увеличению угла поворота поляризации, измеренного в фарадеевской геометрии как для ненамагниченного образца (обсуждается на рис. 73, 74 и 82), так и при его намагничивании (рис. 77). На рисунке 77 обсуждаются композитные пленки Bi:YIG-Au , полученные с помощью многократного расплава тонкой пленки золота и последующим осаждением граната поверх золота. Из рисунка 77 видно, что угол поворота плоскости поляризации растет пропорционально уменьшению интенсивности волны прошедшей через структуру Bi:YIG-Au .

Таким образом, проведенные эксперименты показали, что увеличенный МО отклик структур Bi:YIG-Au связан с сильным поглощением линейно-поляризованной волны за счет возбуждения ЛППР. В режиме однократного прохождения такое поглощение сопровождается поворотом плоскости поляризации и для размагниченной структуры Bi:YIG-Au . Однако, для однозначного понимания природы увеличенного МО отклика необходимы эксперименты в режиме многократного прохождения. Только при условии, что МО отклик накапливается в режиме многократного прохождения (при каждом акте прохождения света через образец), можно констатировать, что ЛППР-усиленный МО отклик имеет невязимную природу, т.е. образец является невязимным вращателем поляризации.

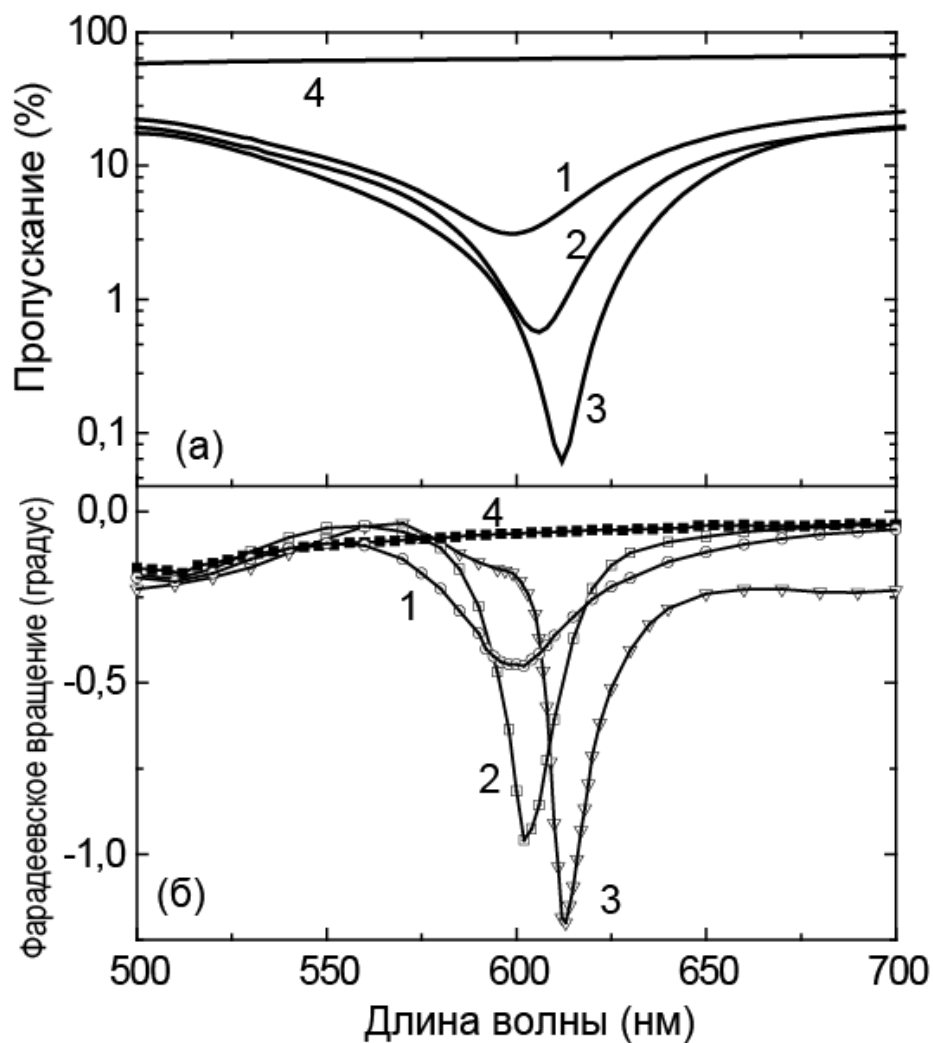


Рис. 77. (а) Спектры пропускания композитных пленок Bi:YIG-Au : 1 – массив частиц золота изготовлялся четырехкратным расплавом пленки золота, 2 – пятикратный и 3 – шестикратный расплав. Частицы золота находились внутри слоя граната, см. рис. 76(г). (б) Спектры вращения плоскости поляризации композитных пленок; спектры соответствуют нумерации, приведенной на панели (а). Кривые 4 соответствуют пленке Bi:YIG , напыленной одновременно с композитными пленками Bi:YIG-Au .

6.1.2. Плазмонные структуры на основе 2D решетки наночастиц золота в матрице висмут-замещенного железоиттриевого граната: режим многократного прохождения

Следующим шагом в исследовании влияния ЛППР на МО отклик являлись исследования 2D структуры Bi:YIG-Au, изображенной на рис. 76(д). 2D квадратная решетка золотых частиц (дисков) изготавливалась из пленки с толщиной 30 нм с помощью электронной литографии. Решетка золотых дисков подвергалась нагреву до температур выше, чем температура кристаллизации граната, далее производилось напыление и кристаллизация граната. Одновременно с изготовлением плазмонных структур Bi:YIG-Au на плоской подложке (без решетки золотых частиц) изготавливалась пленка Bi:YIG для сравнения МО откликов; толщина напыленной пленки Bi:YIG была ≈ 100 нм.

Модель изготовленной структуры Bi:YIG-Au показана на рис. 78(а), верх. Данная 2D структура использовалась в экспериментах, обсуждающихся на панели (б) – режим двукратного прохождения и панели (в) – режим многократного прохождения. Нижняя структура на рисунке 78(а) – это 1D структура, которая использовалась в качестве резонаторного слоя в 1D МФК, панель (г). Логика такого рассмотрения заключалась в том, что 1D МФК являются структурами демонстрирующими усиление МО отклика за счет многократного прохождения или локализации света в магнитном материале (Глава 2 и другие).

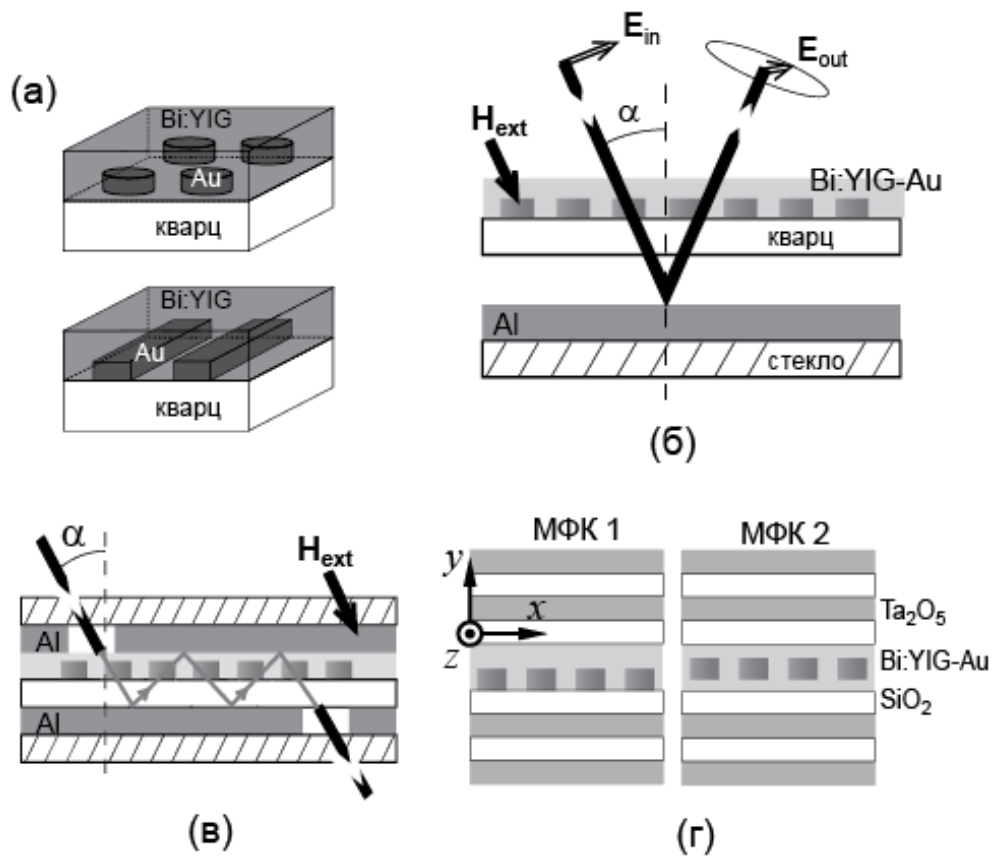


Рис. 78. (а) Модели структур Bi:YIG-Au, использовавшиеся в эксперименте (верх) и численном моделировании (низ). (б) Режим двукратного прохождения с использованием немагнитного зеркала. (в) Режим многократного прохождения с использованием входной и выходной апертур в двух немагнитных зеркалах. (г) Модели 1D МФК со структурой Bi:YIG-Au в качестве резонаторного слоя. Показана система координат для определения E_x and E_z компонент вектора электрического поля.

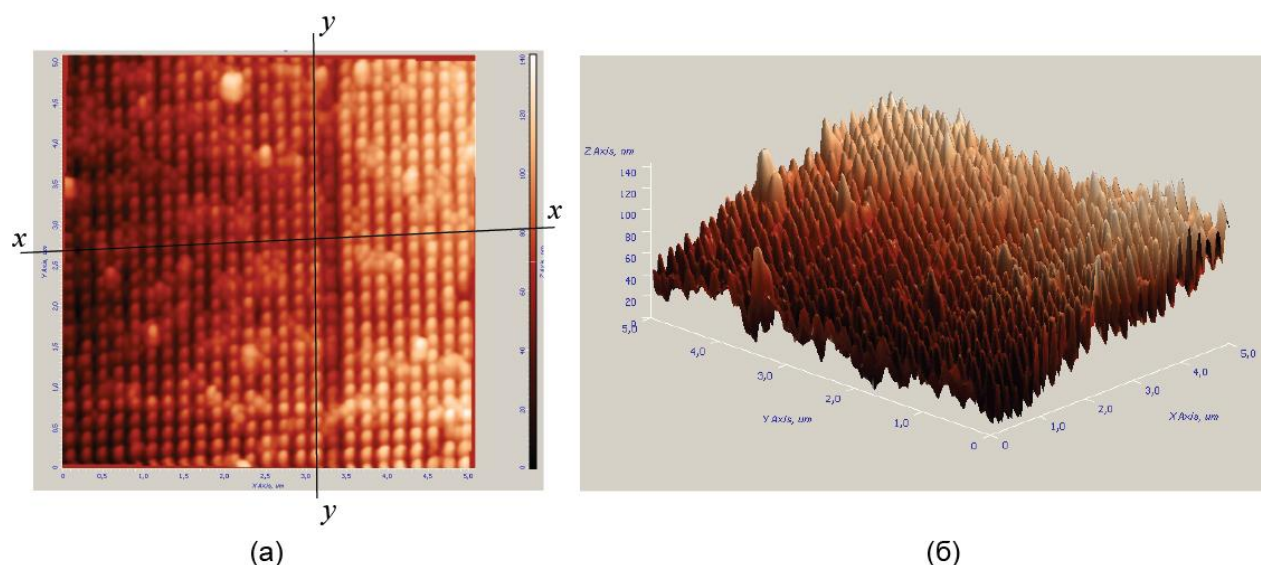


Рис. 79. (а) Двумерное и (б) трехмерное изображение 2D структуры Bi:YIG-Au с периодом решетки ≈ 200 нм, полученное с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ). Сканированная область имела размеры 5 мкм x 5 мкм. Контраст изображения соответствует как высоте отдельных элементов структуры, так и наклону всей сканированной области. Период решетки и профиль поверхности определялся вдоль семейств линий x - x .

Исследование с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) проводилось при сканировании кантилевером слева направо и снизу вверх (вдоль линии x - x). Важно отметить, что для обнаружения структурной анизотропии образец поворачивался на 90 градусов. Изображения повернутой и не повернутой структуры анализировались с целью определения периода решетки вдоль ортогональных направлений 2D решетки (\mathbf{D}_1 и \mathbf{D}_2). При таком способе картирования поверхности устранялись возможные относительные сжатия/растяжения профилей вдоль линий x - x и y - y , связанные с параметрами кантилевера при однократной АСМ съемке. Анализ АСМ изображений показал, что 2D решетка золотых дисков имеет прямоугольную элементарную ячейку с периодами $\mathbf{D}_1 = 195 \pm 2$ нм и $\mathbf{D}_2 = 198 \pm 2$ нм. Ошибка определения периода решетки ± 2 нм – это оценка сверху, полученная при анализе большого множества АСМ изображений и x - x профилей этих изображений.

Пример анализа АСМ изображения обсуждается на рисунке 80, где показан

профиль поверхности вдоль одной из линий семейства x - x и его аппроксимация функцией синуса.

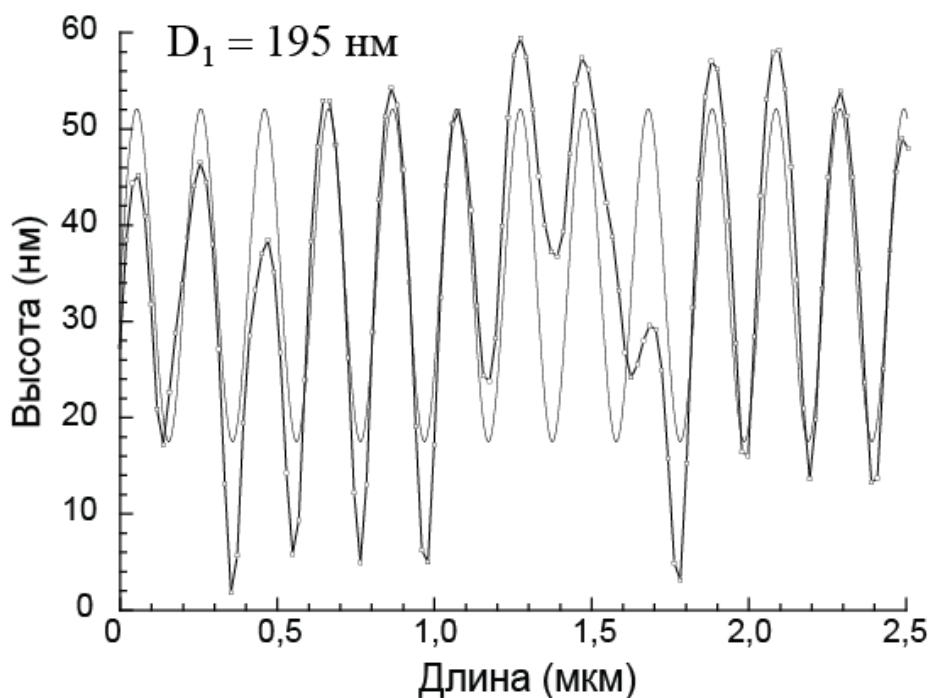


Рис. 80. Профиль поверхности 2D структуры Bi:YIG-Au, полученный при анализе АСМ изображения на рис. 79 вдоль одной из линий семейства x - x . Периодичность профиля определялась также и с помощью анализа Фурье.

Действительно, длинноволновая особенность в спектрах пропускания структуры Bi:YIG-Au на рис. 81(а) имеет различное спектральное положение при освещении светом с плоскостями поляризации ориентированными вдоль соответствующих линий E_{x-x} и E_{y-y} [см. рис. 79(а)]. Такие ориентации электрического поля отвечают за возбуждение электрических диполей на частицах золота, излучающих максимум энергии вдоль направлений ортогональных направлениям осцилляции электрического поля, т.е. диполи E_{x-x} излучают вдоль вектора элементарной ячейки D_2 , а E_{y-y} — вдоль D_1 . Таким образом, в эксперименте установлено, что спектральное положение длинноволновой полосы ЛППР связано с периодом кристаллической решетки (*детально обсуждается в секции 6.1.3*).

Сравнение МО отклика для структуры Bi:YIG-Au и пленки Bi:YIG показано на рис. 81(б). Из спектров видно, что структура Bi:YIG-Au демонстрирует

большие величины поворота плоскости поляризации $\theta(H)$ на длине волны ЛППР, $\lambda = 700$ нм. При этом спектр вращения плоскости поляризации измеренный при выбранном направлении магнитного поля $\theta(H^+)$ и спектр эллиптичности $\psi(H^+)$ прошедшего света представлены на вставке. Видно, что зависимость $\theta(H^+)$ имеет форму аналогичную той, что обсуждалась на рис. 73 и 74 для неупорядоченной структуры Bi:YIG-Au. Из спектра $\psi(H^+)$ видно, что прошедшая волна имеет эллиптическую поляризацию, причем максимальные значения $\psi(H^+) \approx 8^\circ$ наблюдаются на длине волны отвечающей максимальной анизотропии пропускания. По-видимому, амплитудная и фазовая анизотропии пропускания поляризованного света оказывают значительное влияние на наблюдаемые величины $\theta(H)$.

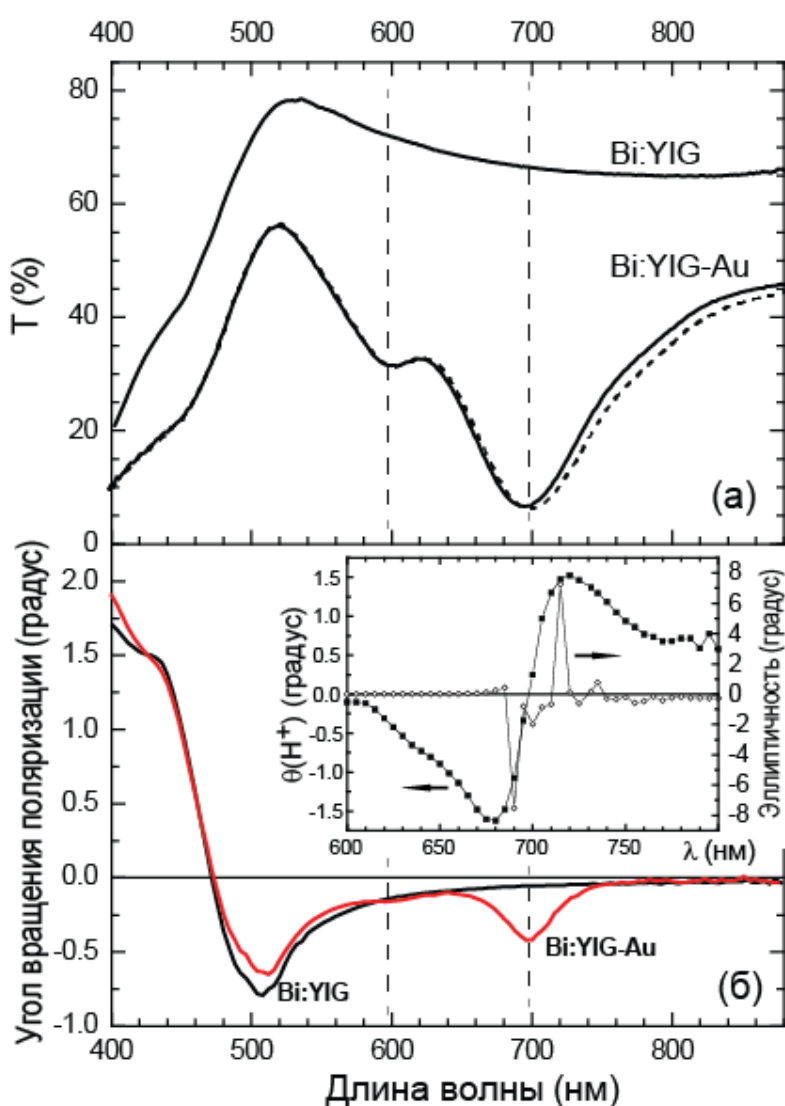


Рис. 81. (а) Спектры пропускания структуры Bi:YIG-Au с периодом решетки $D \approx 200$ нм: ориентация плоскости поляризации E_{x-x} (прерывистая кривая) и E_{y-y} (сплошная кривая); также приведен спектр пропускания пленки Bi:YIG. (б) Угол поворота поляризации $\theta(H)$ для структуры Bi:YIG-Au и пленки Bi:YIG. На вставке показан спектр $\theta(H^+)$ и эллиптичность $\psi(H^+)$ при намагничивании образца как показано на рис. 13.

Для детального понимания механизма усиления МО отклика были проведены следующие эксперименты. Ключевыми были измерения в режимах многократного прохождения; эти режимы показаны на рис. 78(б) и (в). Результаты измерений для режима двукратного прохождения демонстрируются на рис. 82 и сравниваются со спектрами, измеренными в геометрии однократного прохождения (т.е. в канале пропускания).

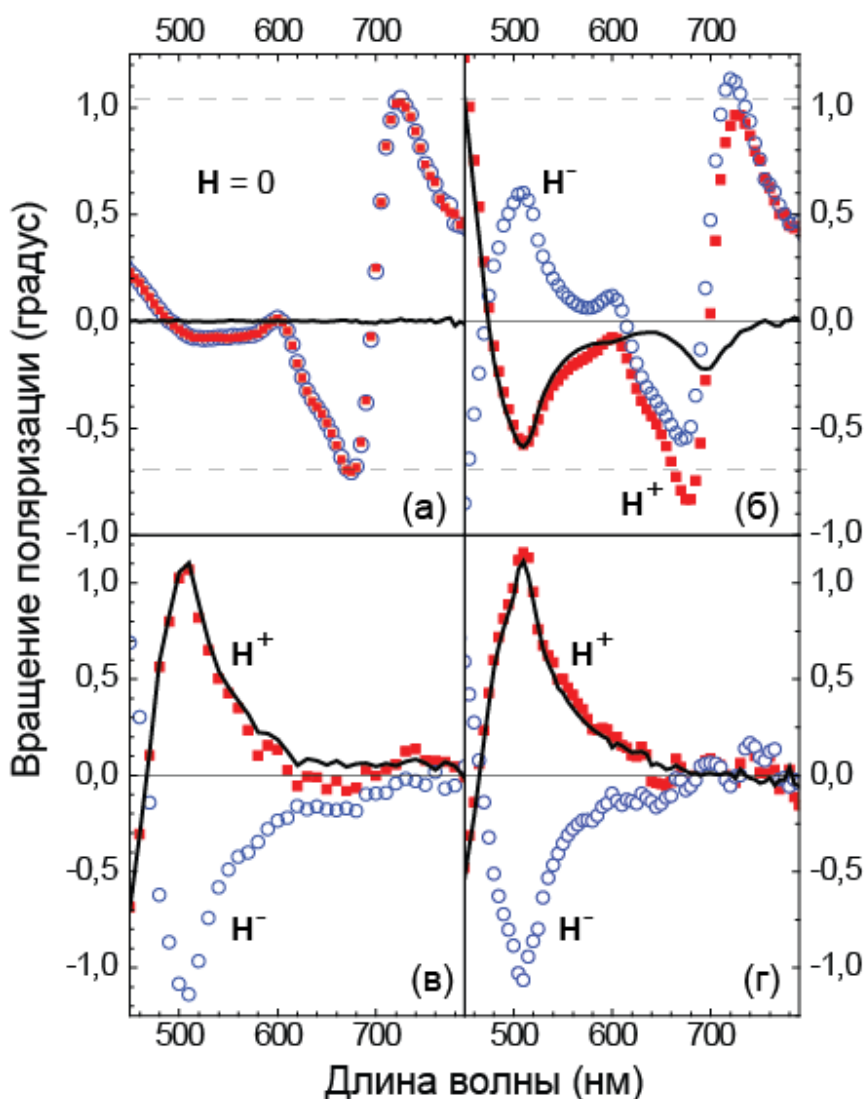


Рис. 82. Спектры вращения поляризации для структуры Bi:YIG-Au с периодом решетки $D \approx 200$ нм. Режим однократного прохождения для размагниченной (а) и намагниченной (б) структуры. Режим двукратного прохождения для пленки Bi:YIG (в) и для структуры Bi:YIG-Au (г). Символы соответствуют спектрам $\theta(H^+)$ и $\theta(H^-)$, а сплошная кривая соответствует спектру $\theta(H)$.

Как описывалось в Главе 1, спектр МО отклика $\theta(H)$ является средним арифметическим из двух спектров $\theta(H^+)$ и $\theta(H^-)$, измеренных при приложении магнитного поля в противоположных направлениях. Рассмотрим данные спектры для размагниченной структуры Bi:YIG-Au , рис. 82(а). Здесь два спектра $\theta(H^+ = 0)$ и $\theta(H^- = 0)$ измерены последовательно, а результирующий спектр $\theta(H) = [\theta(H^+) - \theta(H^-)]/2 = 0$, т.к. измеренные спектры тождественны. Важно отметить, что максимальная величина $\theta(H^+ = 0) = \theta(H^- = 0) = 1^\circ$ в окрестности полосы ЛППР; экстремумы в спектрах показаны штриховыми линиями. При намагничивании этого образца в противоположных направлениях наблюдается расщепление $\theta(H^+)$ и $\theta(H^-)$, рис. 82(б). Из спектров видно, что величины угла поворота поляризации могут как превосходить, так и быть меньше чем $\theta(H^+ = 0) = \theta(H^- = 0)$; см. штриховые линии. Вычисленный из измеренных спектров $\theta(H) = [\theta(H^+) - \theta(H^-)]/2$ имеет характерную особенность, связанную с возбуждением ЛППР, а именно усиленный МО отклик. *Все спектры, демонстрирующие усиление МО отклика, обсуждаемые в этой главе, были получены по процедуре, описанной в Главе 1 и данном параграфе.*

Далее рассмотрим спектры структуры Bi:YIG-Au , измеренные в режиме двукратного [рис. 82(в) и (г)] и многократного прохождения [рис. 83]. Измерение МО отклика пленки Bi:YIG в режиме двукратного прохождения [рис. 78(б)], показало, что величина угла поворота плоскости поляризации удвоилась по сравнению с данной величиной измеренной в режиме однократного прохождения; см. например, $\theta(\lambda = 500 \text{ нм}) = \pm 1.2^\circ$ на рис. 82(в) и $\theta(\lambda = 500 \text{ нм}) = \pm 0.6^\circ$ на рис. 82(б). Этот результат иллюстрирует накопление МО отклика, что и является признаком невзаимного эффекта Фарадея в обычных МО материалах. Спектры на рис. 82(г) иллюстрируют аналогичный МО отклик для структуры Bi:YIG-Au . *Видно, что увеличенный МО отклик за счет ЛППР не только не удваивается, он вообще не наблюдается в режиме двукратного прохождения.* В спектрах наблюдается удвоение величины θ для длин волн за пределами полосы ЛППР, однако пик $\theta = 0.25^\circ$ при 700 нм на рис. 82(б) не проявляется на панели (г).

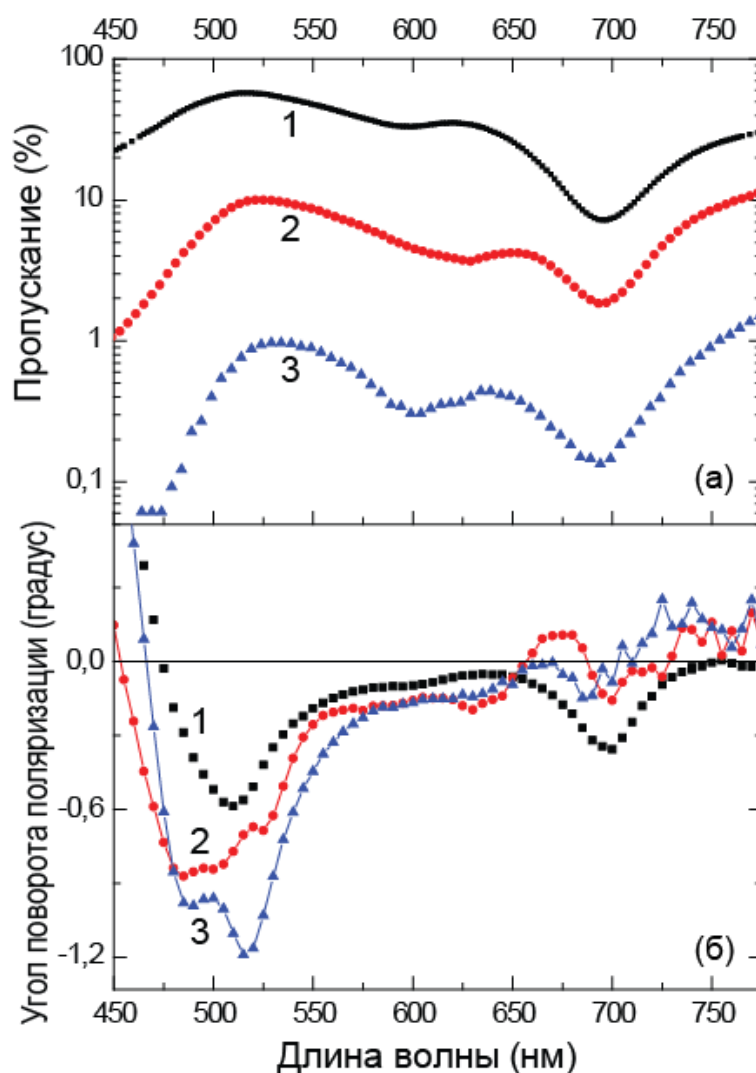


Рис. 83. Спектры пропускания (а) и поворота поляризации (б): кривые 1 для пленки Bi:YIG в режиме однократного прохождения, кривые 2 и 3 для структуры Bi:YIG-Au с периодом решетки $D \approx 200$ нм в режиме многократного прохождения [рис. 78(в)]. В эксперименте угол ввода луча был $\alpha = 40^\circ$ (кривые 2) и $\alpha = 20^\circ$ (кривые 3).

Подтверждением результата о таком характере наблюдаемого увеличения МО отклика (отклик характерный для взаимных вращателей поляризации) является следующий эксперимент (рис. 83), проведенный в режиме многократного прохождения [рис. 78(г)]. В такой геометрии, интенсивность прошедшего света уменьшалась с уменьшением угла падения (α) на структуру: $T(\lambda = 700 \text{ нм}) = 2\%$ при $\alpha = 40^\circ$ и $T(\lambda = 700 \text{ нм}) = 0.15\%$ при $\alpha = 20^\circ$. Как и в случае двукратного прохождения, видно, что усиление МО отклика для волн из

диапазона полосы ЛППР не наблюдается. Итак, в режиме многократного прохождения, величина θ растет в спектральном диапазоне $\lambda = 475\text{--}550$ нм благодаря не взаимному МО отклику Bi:YIG, и не увеличивается пропорционально оптическому пути в спектральном диапазоне возбуждения ЛППР по сравнению с величиной, наблюдаемой в режиме однократного прохождения.

Как было показано в Главе 2, МФК являются модельным объектом для исследования эффектов связанных с усилением МО отклика не взаимной природы. Модель микрорезонатора Фабри-Перо была использована для изучения МО отклика 1D МФК с плазмонным магнитооптическим резонаторным слоем Bi:YIG-Au [рис. 78(г)]. Следует отметить, что выбор такого 1D МФК был обусловлен следующим: резонаторный слой Bi:YIG-Au характеризуется анизотропией пропускания поляризованного света и обеспечивает возбуждение ЛППР, а МФК обеспечивает режим многократного прохождения.

Для определения толщин слоев брэгговских зеркал, прежде всего, необходимо рассмотреть спектры уединенного 1D слоя Bi:YIG-Au, граничащего со стеклянной подложкой и с Bi:YIG как показано на рис. 78(г, слева). Как будет видно ниже, такая система обладает анизотропией пропускания для света с E_x - и E_z -поляризацией, распространяющегося вдоль оси y . При этом, за счет МО отклика Bi:YIG, исходная поляризация будет трансформироваться, а поляризационное состояние прошедшей волны должно определяться амплитудами и сдвигом фаз E_x - и E_z -компонент.

Рисунки 84(а) и (б) иллюстрируют коэффициент поглощения, а также МО отклик 1D структуры Bi:YIG-Au и пленки Bi:YIG при нормальном падении поляризованного света. Видно, что поглощение растет при освещении структуры Bi:YIG-Au E_x -поляризованным светом, т.е. наблюдаются характерные для ЛППР полосы поглощения. Аналогично экспериментальным данным в режиме однократного прохождения, спектр МО отклика $\theta(\lambda)$ для E_x -поляризации демонстрирует увеличение поворота плоскости поляризации в спектральном диапазоне, отвечающем возбуждению ЛППР [$\theta(\lambda = 725 \text{ нм}) = 0.2^\circ$]. Исходя из

спектрального положения ЛППР ($\lambda = 725$ нм) выбирались толщины слоев брэгговских зеркал 1D МФК.

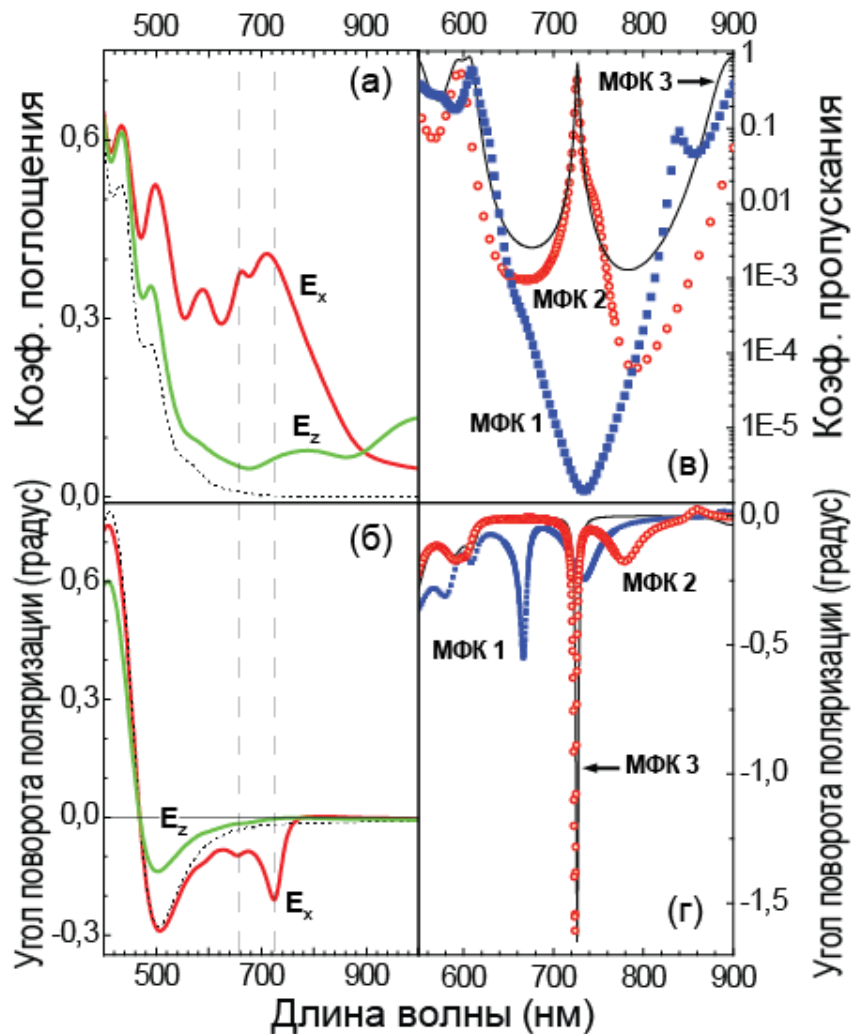


Рис. 84. (а) Коэффициент поглощения поляризованного света структурой Bi:YIG-Au , в которой полосы золота образуют 1D решетку с периодом $D \approx 200$ нм. (б) Угол поворота поляризации при освещении линейно-поляризованным светом. Штрихованные кривые – это спектры пленки Bi:YIG не содержащей золотых частиц. (в) Коэффициент пропускания и (г) угол поворота поляризации различных МФК: МФК 1 и 2 содержат структуру Bi:YIG-Au в качестве резонаторного слоя [показано на рис. 78(г)] и МФК 3, в котором резонаторный слой – это пленка Bi:YIG полуволновой толщины. Все спектры рассчитаны для нормального падения.

Результаты эксперимента и численного моделирования показывают, что механизм, отвечающий за увеличение МО отклика структуры Bi:YIG-Au , может быть описан следующим образом. Вращение поляризации в Bi:YIG преобразует исходную компоненту вектора поляризации \mathbf{E}_z (или \mathbf{E}_x) падающей волны в \mathbf{E}_x (или \mathbf{E}_z) компоненту. Таким образом, Bi:YIG включает линейно-независимую компоненту, распространяющуюся одновременно с исходной. Из спектров на рис. 84(а) видно, что волна с \mathbf{E}_z -поляризацией распространяется через структуру, не претерпевая больших изменений, поскольку амплитуда \mathbf{E}_x -поляризованной волны очень мала из-за малости МО отклика Bi:YIG и ее поглощения золотом. Напротив, падающая \mathbf{E}_x -поляризованная волна сильно поглощается 1D плазмонной решеткой, а слабо поглощаемая \mathbf{E}_z -поляризованная волна оказывает значительное влияние на поляризационное состояние (плоскость поляризации) прошедшей волны.

Рисунки 84(в) и (г) представляют результаты численного моделирования оптических и МО спектров для трех 1D МФК со структурой $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^5/\text{МО}/\text{слой}/(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^5$: 1) МФК 1 содержащий структуру Bi:YIG-Au с несимметричной позицией Au [рис. 78(г), слева], МФК 2 с симметричной позицией Au в слое Bi:YIG [рис. 78(г), право], и, для сравнения, обычный МФК 3, содержащий Bi:YIG и характеризующийся модой Фабри-Перо на длине волны 725 нм. Заметим снова, что четвертьволновые слои брэгговских зеркал рассчитывались исходя из длины волны ЛППР в спектрах 1D структуры Bi:YIG-Au . В спектрах МФК 3 наблюдались пики внутри ФЗЗ, характерные для МО резонатора Фабри-Перо, таким образом, иллюстрируя накопление МО отклика в Bi:YIG . В случае МФК 1, внутри ФЗЗ наблюдалось значительное поглощение света за счет возбуждения ЛППР, а величина МО отклика была значительно меньше, чем в случае МФК 3. Показано, что несимметричная позиция Au в резонаторном слое значительно уменьшает добротность резонатора и, следовательно, уменьшает величину МО отклика. В спектрах МФК 2 обнаружено, что добротность резонанса Фабри-Перо сохраняется, а величина МО отклика не превосходит отклик в случае МФК 3. Возможными причинами

наблюдающихся оптических свойств являются следующие факторы: 1) распределение амплитуды электрического поля моды Фабри-Перо на элементах Au имеет минимум $|E| = 0$, таким образом подавлен ЛППР; 2) и следовательно подавлена анизотропия пропускания волн с линейно-независимыми поляризациями. Следует отметить, что в спектрах МО отклика МФК 1 и МФК 2 наблюдаются низкодобротные пики внутри ФЗЗ, спектральное положение которых соответствует полосам поглощения света (см. спектры пропускания) и, по-видимому, по своей природе, является взаимным усилением МО отклика за счет анизотропного пропускания.

Эксперименты, обсуждаемые выше, и проведенный анализ (рис. 82–84) показывают, что анизотропия пропускания поляризованного света, проявляющаяся в ненамагниченных структурах Vi:YIG-Au , обуславливает природу увеличенного МО отклика структур. Именно исследование МО спектров в режиме многократного прохождения показало, что усиление МО происходит не за счет двулучепреломления (или дихроизма) циркулярно-поляризованных мод с частотами из диапазона ЛППР.

6.1.3. Локализованные поверхностные плазмонные резонансы в структуре на основе 2D решетки наночастиц золота в матрице висмут-замещенного железомитриевого граната: зависимость от периода решетки

В этой секции представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований оптических и магнитооптических спектров 2D структур Vi:YIG-Au в зависимости от периода кристаллической решетки (D). Экспериментальные образцы изготавливались по технологии, обсуждаемой в секции 6.1.2., особенности их структуры изучались с помощью сканирующего электронного микроскопа (рис. 76 и 85) и атомно-силового микроскопа (рис. 79). Три

экспериментальных образца, обсуждаемые ниже, были изготовлены на одной кварцевой подложке, а слой Bi:YIG был нанесен на все структуры одновременно. Схема образца представлена на рис. 85(б), где частицы золота имеют форму дисков, полученных при использовании электронной литографии.

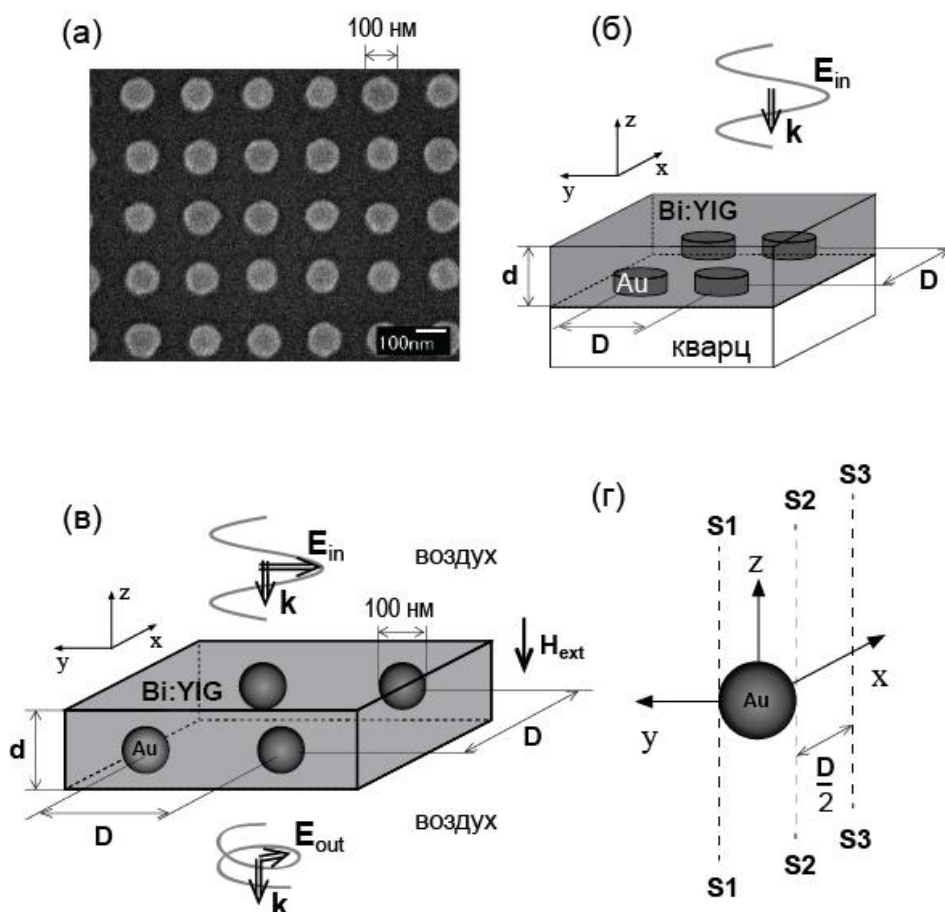


Рис. 85. Экспериментальный образец и расчетная модель: (а) изображение решетки золотых частиц, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа, (б) принципиальная схема исследованной Bi:YIG–Au структуры, (в) модель для численного расчета и (г) сферическая золотая частица и сечения расчетной модели для анализа распределения полей. Исследования проводились в геометрии нормального падения.

Структурные исследования показали, что экспериментальные образцы имели следующие параметры:

- золотые частицы имели форму сфероидов и характеризовались диаметрами ≈ 30 нм (вдоль нормали к подложке, для трёх образцов) и 109 нм (параллельно подложке, для образца с $\mathbf{D} \approx 200$ нм), 103 нм ($\mathbf{D} \approx 300$ нм) и 89 нм ($\mathbf{D} \approx 400$ нм);
- действительные величины периодов 2D решеток (для трёх образцов): $\mathbf{D}_1 = 195 \pm 2$ нм и $\mathbf{D}_2 = 198 \pm 2$ нм, $\mathbf{D}_1 = 295 \pm 2$ нм и $\mathbf{D}_2 = 297 \pm 3$ нм, $\mathbf{D}_1 = 387 \pm 2$ нм и $\mathbf{D}_2 = 390 \pm 2$ нм.

Действительно в спектрах на рис. 86(а–в) видно, что одна из полос зависит от ориентации плоскости поляризации падающего света (двойная стрелка). Как будет показано ниже, полосы, отмеченные в спектрах стрелками, соответствуют различным возбуждениям ЛППР.

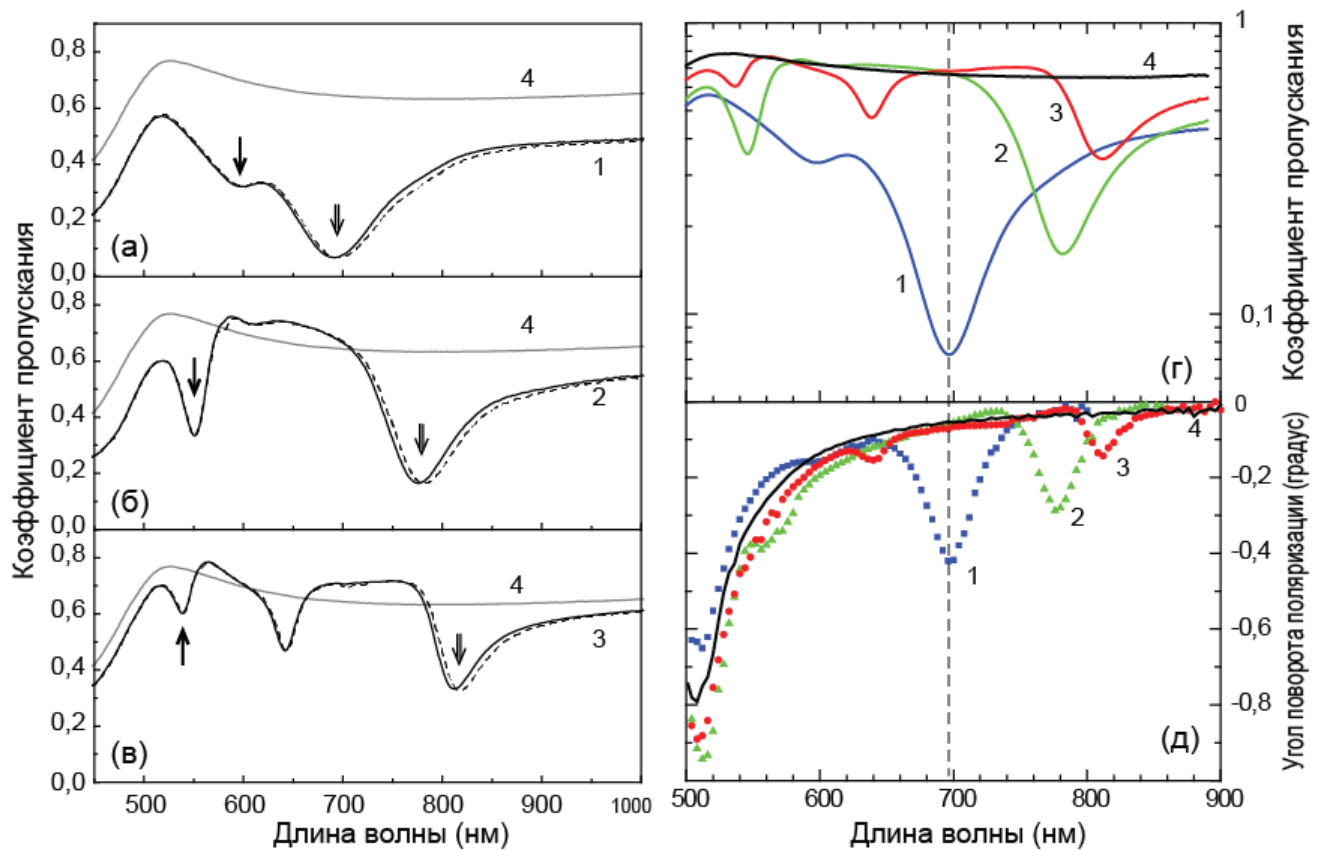


Рис. 86. Экспериментальные спектры пропускания (а–г) и вращения плоскости поляризации (д) 2D Bi:YIG–Au структур: кривые 1 – $D \approx 200$ нм, 2 – $D \approx 300$ нм и 3 – $D \approx 400$ нм. Кривые 4 – спектры пленки Bi:YIG с толщиной 100 нм (без золотых частиц). Одинарная и двойная стрелки соответствуют ЛППР на уединенной частице и на ансамбле частиц соответственно.

На рисунке 87 представлены расчетные спектры для модельной структуры Bi:YIG–Au с квадратной 2D решеткой сферических частиц с диаметром 100 нм в слое граната толщиной 150 нм; расчеты проводились для структур с периодами $D = 200$ нм, 220 нм, 250 нм, 300 нм, 350 нм и 400 нм. Как и в экспериментальных спектрах, обнаружены две полосы поглощения: коротковолновая полоса (одинарная стрелка), не зависящая от D , и длинноволновая полоса (двойная стрелка), спектральное положение которой определяется D . Из спектров видно, что, при уменьшении D до 200 нм, длинноволновая полоса смещается к коротковолновой полосе. Рассмотрим, чем определяются спектральные

положения данных полос.

Условие возбуждения ЛППР на уединенной сферической частице имеет следующий вид [182]:

$$\varepsilon_m = -\varepsilon_d \frac{l+1}{l}, \quad (6.1)$$

где $l = 1, 2, 3, \dots$, где ε_m и ε_d – это действительные части диэлектрической проницаемости для металла и диэлектрика соответственно. Низшая мода ЛППР соответствует возбуждению дипольного резонанса светом с частотой ω :

$$\varepsilon_{Au}(\omega) = -2\varepsilon_{Bi:YIG}(\omega) \quad (6.2)$$

Действительно, спектральное положение ЛППР $\lambda \approx 610$ нм в спектрах неупорядоченных нанопленок Bi:YIG-Au (рис. 77) и расчетных спектрах 2D структур Bi:YIG-Au хорошо описывается выражением (6.2), для вещественной части $\varepsilon_{Au}(610 \text{ нм}) \approx -9.4$ [180, 181] и $2*\varepsilon_{Bi:YIG}(610 \text{ нм}) \approx 10.4$ [189]. Следует отметить, что спектральное положение коротковолнового пика в экспериментальных спектрах сдвинуто в короткую область спектра $\lambda < 610$ нм, что может быть связано с наличием воздушного зазора между частицей золота и гранатом или тем фактом, что толщина "шубы" из Bi:YIG вокруг частицы мала или неоднородна. Так же можно предположить, что диэлектрическая постоянная золота в данных образцах существенно отличается от литературных данных.

Длинноволновая полоса поглощения также является следствием возбуждения локализованных плазмонов на решетке золотых частиц [190, 191]. Для исследованных образцов оказалось, что спектральное положение (λ) зависит от \mathbf{D} и хорошо описывается дифракционным условием для света в нанопленке Bi:YIG-Au:

$$\lambda = n_{eff} \mathbf{D}, \quad (6.3)$$

$$\text{где } n_{eff}^2 = \varepsilon_{Bi:YIG} \left[1 - \frac{3V(\varepsilon_{Bi:YIG} - \varepsilon_{Au})}{2\varepsilon_{Bi:YIG} + \varepsilon_{Au} + V(\varepsilon_{Bi:YIG} - \varepsilon_{Au})} \right] \quad (6.4)$$

– это эффективный показатель преломления, оцененный в рамках теории Максвелла-Гарнетта (МГ), $\varepsilon_{Bi:YIG}$ и ε_{Au} – это вещественные части частотно-

зависимых диэлектрических проницаемостей граната и золота, V – это объемная доля, приходящаяся на сферические частицы золота с диаметром 100 нм в слое граната с толщиной 150 нм (данные параметры использовались в теоретической модели). Расчет по формулам (6.3) и (6.4) проводился для частот наблюдения длинноволновой полосы, как в экспериментальных, так и в расчетных спектрах. В выражении (6.4) предполагается, что дифрагированная волна распространяется в базисной плоскости структуры, т.е. угол дифракции равен 90° .

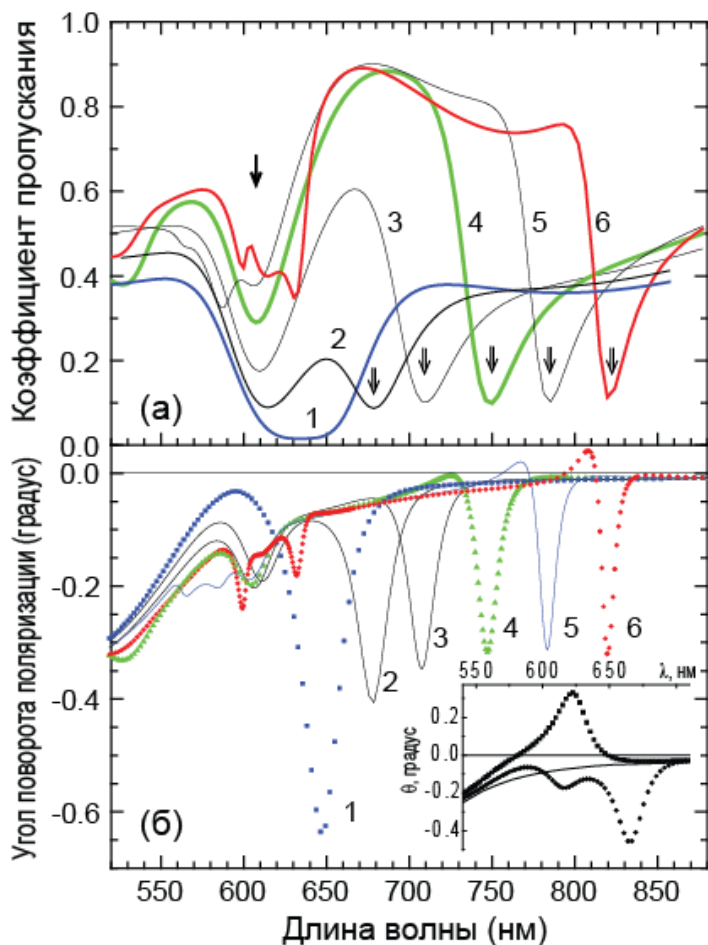


Рис. 87. (а) Расчетные спектры пропускания и (б) вращения плоскости поляризации 2D структуры Bi:YIG–Au с квадратной решеткой: кривые 1–6 соответствуют периодам $D = 200$ нм, 220 нм, 250 нм, 300 нм, 350 нм и 400 нм. Одинарная и двойная стрелки соответствуют ЛППР на уединенной частице и на ансамбле частиц соответственно. На вставке показаны спектры, иллюстрирующие изменение знака угла поворота поляризации: положительный поворот ($D = 180$ нм), отрицательное вращение ($D = 210$ нм), сплошная кривая – это угол фарадеевского вращения пленки Bi:YIG с толщиной 100 нм (без золотых частиц).

Оценки по формулам (6.3) и (6.4) показаны на рис. 88, видно хорошее совпадение между эффективными показателями преломления, полученными с использованием МГТ, на основании экспериментальных данных, а также результатов численного расчета. Расхождения в величинах n_{eff} могут быть следствием разной толщины граната вокруг золотых частиц. Из общих рассуждений можно предположить, что для образца с периодом $D \approx 200$ нм "шуба" из Bi:YIG будет толще, следовательно, волна, локализованная на частицах Au, будет преимущественно распределяться в Bi:YIG. Если "шуба" из Bi:YIG тонкая, то ближнее поле будет распределяться и в Bi:YIG, и в воздухе. Последнее подтверждается в спектрах пропускания на рис. 86(a); видно, что с ростом D резонанс Ми смещается в коротковолновую область.

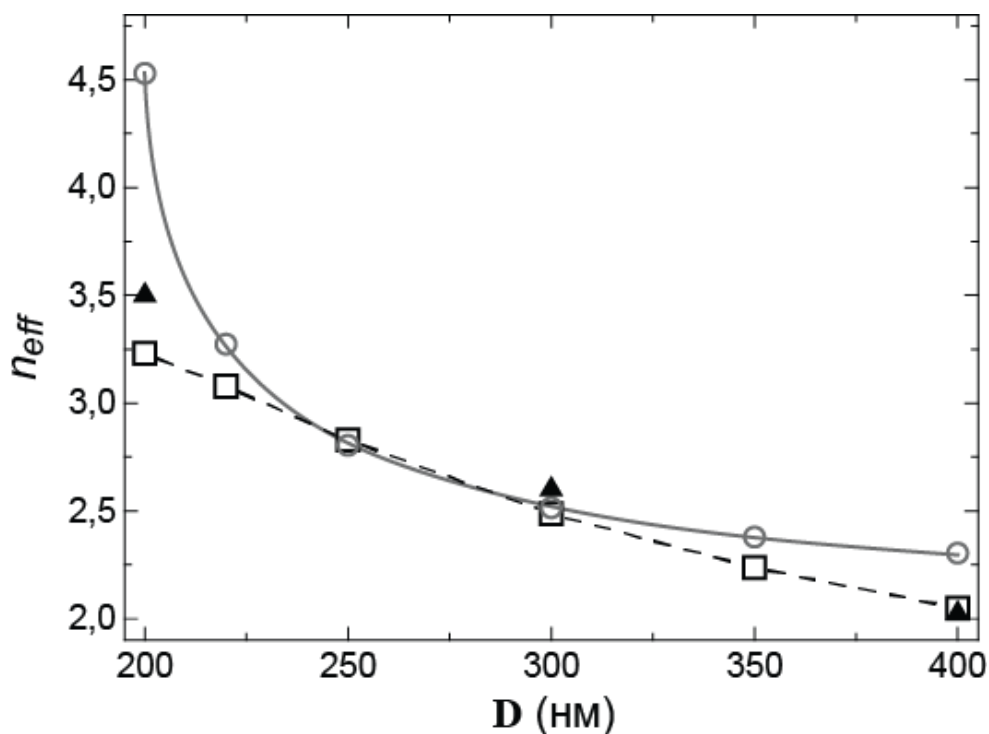


Рис. 88. Эффективный показатель преломления слоя Bi:YIG–Au в зависимости от периода решетки: МГ (круг), величины полученные из экспериментальных (треугольник) и расчетных (квадрат) спектров.

Вернемся к обсуждению спектров на рис. 87, где на вставке иллюстрируется изменение знака вращения плоскости поляризации θ для структур с $D = 180$ нм и 210 нм. Также видно, что наибольшая величина поворота плоскости

поляризации $\theta = -0,62$ ($\lambda = 650$ нм) наблюдается для $\mathbf{D} = 200$ нм, когда длинноволновая полоса находится в непосредственной близости к коротковолновой полосе. Следующим шагом в развитие этих результатов был численный расчет спектров структур с периодами из диапазона $\mathbf{D} = 180\text{--}210$ нм.

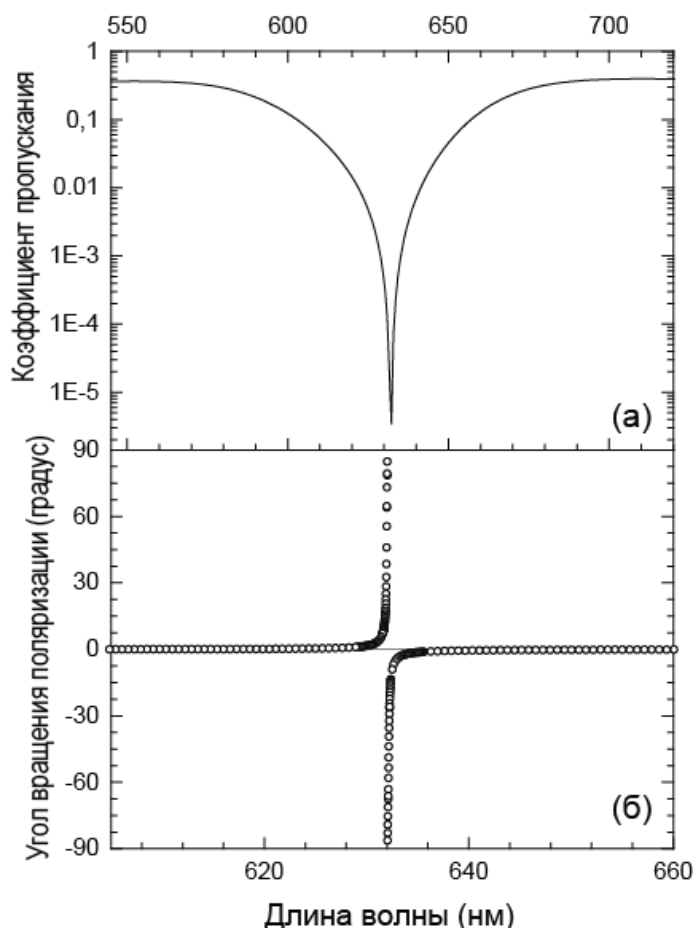


Рис. 89. Расчетные спектры пропускания (а) и вращения плоскости поляризации (б) 2D структуры Bi:YIG-Au с квадратной решеткой с периодом $\mathbf{D} = 193$ нм.

Рисунок 89 демонстрирует расчетные спектры структуры с критическим периодом $\mathbf{D} = 193$ нм. Из спектров видно, что пропускание \mathbf{E}_y -поляризованной волны с $\lambda \approx 633$ нм сильно подавлено вследствие рассеяния света, сопровождающегося одновременным возбуждением ЛППР Ми типа и ЛППР решеточного типа. Обнаружено, что именно для такой волны наблюдается максимальное увеличение угла поворота плоскости поляризации вплоть до $\theta = 90^\circ$, т.е. наблюдается конвертация падающей \mathbf{E}_y -поляризованной волны в

прошедшую \mathbf{E}_x -поляризованную волну.

Для определения конфигурации ближнего поля в слое Bi:YIG-Au , профиль электрического поля распространяющейся волны анализировался вдоль сечений моделей; сечения были параллельны волновому вектору падающей волны, рис. 85(г). Наиболее иллюстративными являются результаты анализа структур с периодом $\mathbf{D} = 300$ нм (рис. 90): рассмотрим распределение \mathbf{E}_y компоненты электрического поля для волн с $\lambda = 750$ нм (а), 607 нм (б) и 685 нм для структуры с периодом $\mathbf{D} = 300$ нм.

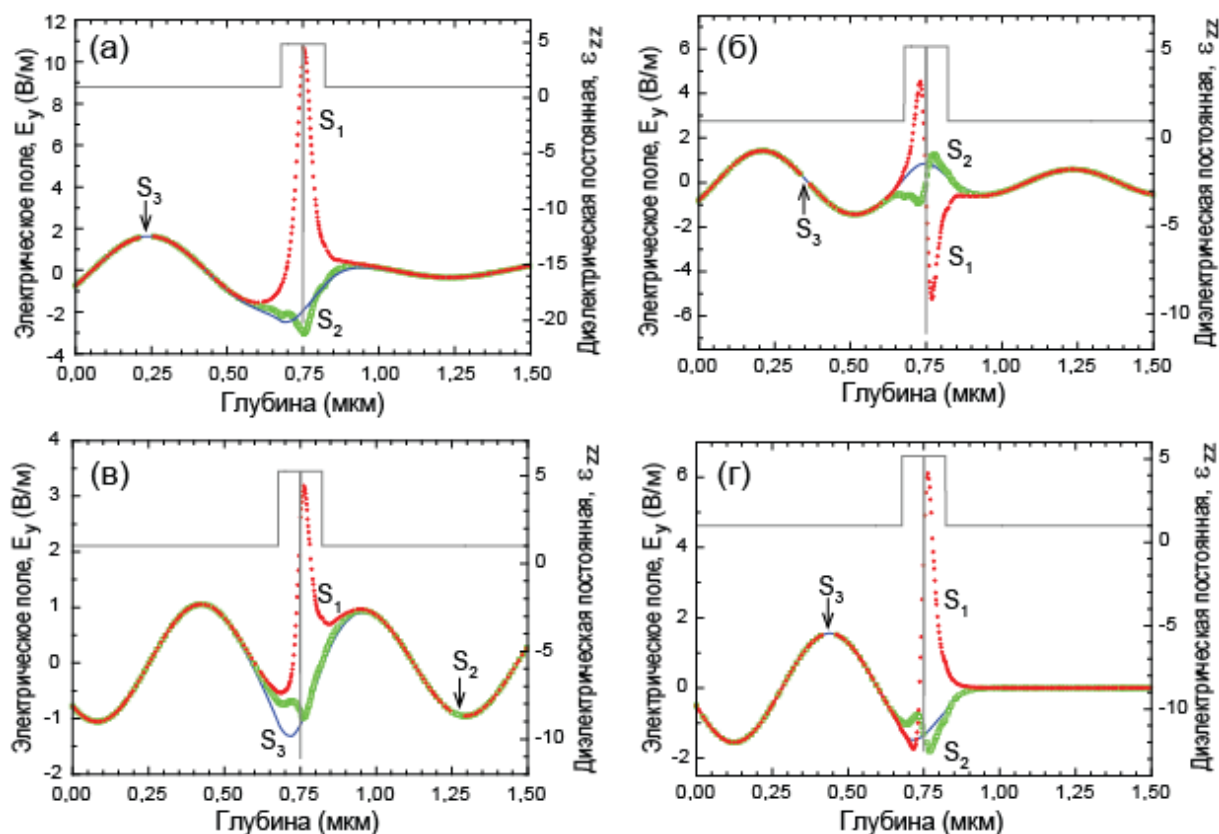


Рис. 90. Расчетные профили \mathbf{E}_y -волны вдоль сечений, показанных на рис. 85(г). Для 2D структуры Bi:YIG-Au с периодом $\mathbf{D} = 300$ нм: распределение для волны $\lambda = 750$ нм (а), 607 нм (б) и 685 нм (в). Панель (г) иллюстрирует подавление пропускания вследствие деструктивной интерференции \mathbf{E}_y -волны for $\mathbf{D} = 193$ нм. Выбранные профили соответствуют фазе, иллюстрирующей максимальное усиление поля в окрестности частицы Au для сечения. Серая линия показывает профиль диэлектрической постоянной вдоль сечения $\mathbf{S1}$ (или $\mathbf{S2}$).

На рис. 90 показаны распределения поля E_y -волны вдоль трех сечений модели с $D = 300$ нм для ЛППР решеточного типа (а) и Ми типа (б), а также профиль диэлектрической постоянной вдоль сечения **S1** (или **S2**). Для иллюстрации усиления электрического поля в окрестности частицы золота выбиралась фаза волны соответствующая максимальной величине E_y -поля для сечения **S1** (для **S2** и **S3** выбиралась та же фаза). Следует отметить, что амплитуда падающей волны в расчетной модели была $E_y = 1$ V/m.

Анализ расчета показал, что амплитуда электрического поля $E_y = 11$ V/m была наибольшей для сечения **S1** на длине волны возбуждения ЛППР решеточного типа ($\lambda = 750$ нм). Величина $E_y = 4.5$ V/m наблюдалась для ЛППР Ми типа ($\lambda = 607$ нм) так же для сечения **S1**. Важно отметить результат, полученный для $\lambda = 685$ нм, когда наблюдается $E_y = 3.2$ V/m (рис. 90(в), **S1**) одновременно с высоким пропусканием $T = 0.9$ (см. рис 87(а), кривая 4), тогда как ЛППР решеточного и Ми типа приводят к значительному подавлению пропускания. Очевидно, что несмотря на рост амплитуды ближнего поля в окрестности частицы Au, E_y -волна ($\lambda = 685$ нм) испытывает конструктивную интерференцию и рассеивается вперед (в канал пропускания). Рост амплитуды E_y -волны ($\lambda = 685$ нм) показывает следующее:

- частицы Au поддерживают ЛППР,
- в данном случае резонанс не приводит к значительному подавлению прошедшей волны и росту угла поворота плоскости поляризации.

Действительно, наблюдаемые особенности в спектрах МО отклика не столько связаны с проявлением ЛППР, сколько с подавлением E_y -поляризованной компоненты распространяющейся волны. Явным подтверждением этого вывода является конфигурация E_y -поля для структуры с периодом $D = 193$ нм на длине волны $\lambda \approx 633$ нм, когда распространяющаяся E_y -поляризованная волна полностью подавляется [см. рис. 90(г)] внутри слоя $Bi:YIG-Au$. Итак, рассеяние падающей E_y -поляризованной волны в прошедшую E_y -поляризованную волну подавляется, при этом E_x -поляризованная волна, зарождающаяся внутри слоя

Bi:YIG–Au вследствие МО отклика Bi:YIG, превалирует над E_y -волной. С учетом сдвига фазы между E_x - и E_y -компонентами, результирующая поляризация прошедшей волны поворачивается на большой угол вплоть до $\theta(\mathbf{H}_{\pm}) = \pm 90^\circ$ в зависимости от направления магнитного поля.

Таким образом, рост величины $\theta(\mathbf{H})$ в окрестности ЛППР (рис. 75, 86, 87, 89) связан с амплитудной и фазовой анизотропией пропускания по следующей схеме: *падающая* \rightarrow *подавленная* \rightarrow *прошедшая* E_y -волна складывается с *рожденной за счет МО активности* \rightarrow *прошедшей* E_x -волной. Результаты, представленные выше, находятся в полном соответствии с выводами о взаимном характере увеличенного МО отклика плазмонных магнитооптических структур рассмотренных в данной диссертационной работе (рис. 82–84).

6.2. Сверхтонкая переключаемая ближнепольная волновая пластинка

Для демонстрации возможных откликов 2D структуры Bi:YIG–Au, рассматриваемой в параграфе 6.1.2, проведем анализ спектров величин углов поворота плоскости поляризации θ и сдвигов фазы φ между E_y - и E_x -компонентами эллипса поляризации прошедшей волны для противоположных направлений внешнего магнитного поля: $\theta(\mathbf{H}_+)$, $\theta(\mathbf{H}_-)$, $\varphi(\mathbf{H}_+)$ и $\varphi(\mathbf{H}_-)$. Расчетные спектры, полученные при намагничивании слоя Bi:YIG–Au с толщиной 150 нм во внешнем поле H_+ [см. направление поля на рис. 85(в)], представлены на рис. 91. Как и ранее, расчет проводился для 2D квадратной решетки сферических частиц золота с диаметром 100 нм, а период решетки $\mathbf{D} = 193$ нм. Обнаружено, что при освещении структуры поляризованным светом с длиной волны из окрестности $\lambda = 634$ нм, плоскость поляризации прошедшей волны может либо повернуться на 45° (показано стрелками 1), либо поляризация прошедшей волны

будет эллиптической (стрелки 2) или циркулярной (стрелки 3).

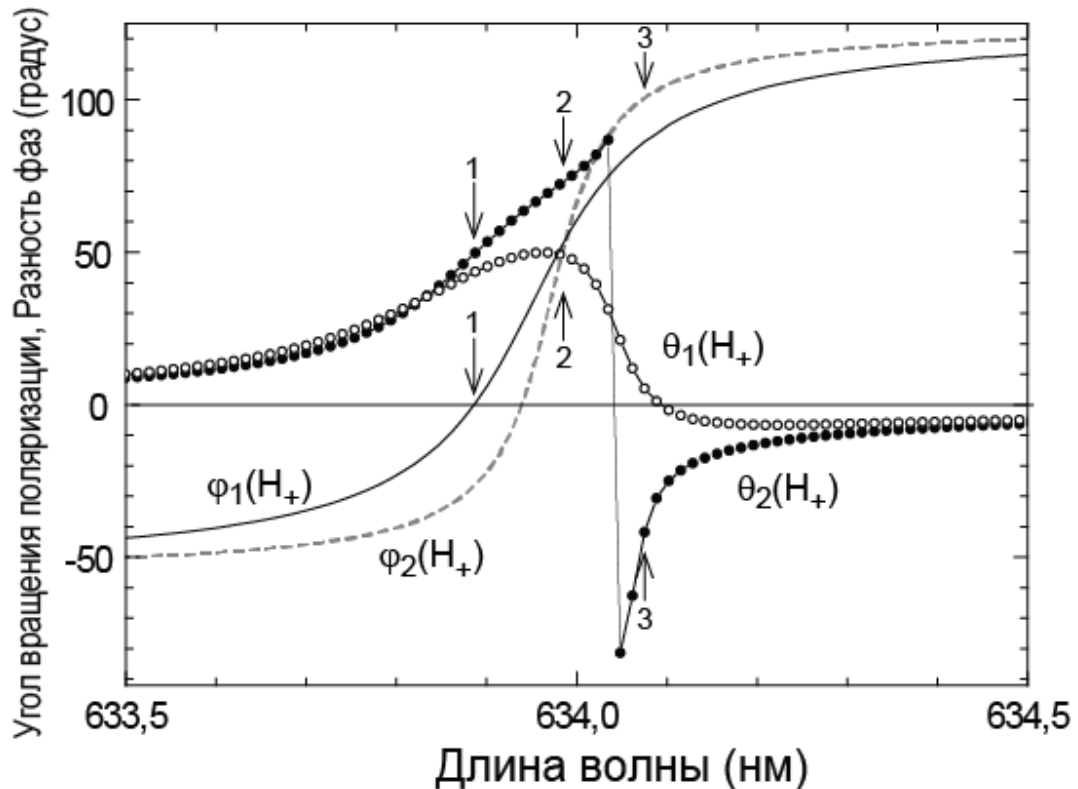


Рис. 91. Расчетные спектры вращения плоскости поляризации и сдвига фаз между E_y - и E_x -компонентами для 2D структуры $Vi:YIG-Au$ с квадратной решеткой с периодом $D_1 = 193,1$ нм и $D_2 = 193,2$ нм. Стрелки 1–3 по порядку показывают линейную, эллиптическую и циркулярную поляризацию. При изменении направления внешнего магнитного поля на противоположное $H_+ \rightarrow H_-$ все спектры зеркально отразятся относительно оси абсцисс.

Важно отметить, что угол вращения поляризации θ (или угол между главной осью эллипса поляризации и плоскостью поляризации падающей волны) может поворачиваться как по часовой стрелке [положительная величина $\theta(H_+)$ – противоположная вращению обычной пленки $Vi:YIG$], так и против часовой стрелки [отрицательная величина $\theta(H_+)$ – тот же знак, что и для пленки $Vi:YIG$] для длин волн $\lambda < 634$ нм и $\lambda > 634$ нм. Данный скачок $\theta(H_+)$ от $+90^\circ$ до -90° обусловлен сильным ослаблением падающей E_y -поляризованной волны и увеличением проходящей E_x -поляризованной волны. В общем случае, для резонансной длины волны направление главной оси эллипса поляризации может

контролироваться выбором \mathbf{D}_x и \mathbf{D}_y , (т.е. при использовании 2D структуры с прямоугольной кристаллической решеткой); однако, переключение циркуляции электрического поля волны может осуществляться в случае намагничивания граната в противоположном направлении. (Отметим, что в случае квадратной решетки размагниченная структура Bi:YIG-Au не вращает плоскость поляризации.)

Любые экспериментальные структуры, изготовленные с использованием современного технологического оборудования, потенциально могут иметь различные дефекты. Так и в нашем случае, можно предположить, что образцы имеют/будут иметь отклонение параметра решетки \mathbf{D} . Поэтому важно понять, как незначительные флуктуации \mathbf{D} влияют на наблюдаемые угол вращения поляризации и фазу. Стрелки 2 на рис. 91 иллюстрируют ситуацию, когда сдвиги фаз были тождественны $\varphi_1(\mathbf{H}_+) = \varphi_2(\mathbf{H}_+) \approx 55^\circ$ для различных реализаций 2D решетки с $\mathbf{D}_1 = 193,1$ нм и $\mathbf{D}_2 = 193,2$ нм, при этом углы вращения главной оси эллипса поляризации составляли $\theta_1(\mathbf{H}_+) \approx 50^\circ$ и $\theta_2(\mathbf{H}_+) \approx 80^\circ$. Таким образом, прошедший свет имел преимущественно эллиптическую поляризацию, а циркуляция вектора электрического поля модулировалась внешним магнитным полем.

6.3. Заключение по Главе 6

1. Впервые изготовлены плазмонные структуры на основе висмут-замещенного железоиттриевого граната и золота с различной объемной долей, приходящейся на неупорядоченные частицы Au внутри слоя Bi:YIG . Экспериментально показано, что структуры поддерживают ЛППР Ми, а увеличение МО отклика структуры пропорционально интенсивности полосы поглощения; чем сильнее поглощение, тем больше величина МО отклика.

2. Впервые изготовлены плазмонные 2D структуры Bi:YIG-Au с квадратной решеткой с периодами 200 нм, 300 нм и 400 нм. Экспериментально и теоретически показано, что структуры поддерживают два типа ЛППР: резонанс Ми на уединенной сферической частице Au и решеточный резонанс на массиве частиц Au. Показано, что увеличение МО отклика структуры наблюдается на длинах волн обоих резонансов, а параметр 2D решетки определяет спектральное положение решеточного ЛППР. Так же обнаружено, что чем сильнее поглощение, тем больше величина МО отклика.

3. В режиме многократного прохождения, впервые продемонстрирована взаимная природа усиления МО отклика плазмонных МО структур. Показано, что наблюдающееся усиление МО отклика в режиме однократного прохождения полностью компенсируется при двукратном прохождении света через структуру. Таким образом, исследованные образцы демонстрировали отклик подобный тому, что наблюдается при распространении поляризованного света, например, в жидких кристаллах.

4. С помощью численного расчета впервые продемонстрирована концепция сверхтонкой ближнепольной волновой пластинки. Дана интерпретация наблюдаемому усилению МО отклика плазмонных структур Bi:YIG-Au и представлен расчет, иллюстрирующий инвертирование знака поворота плоскости поляризации. Определены параметры 2D решетки для реализации сверхтонкой ближнепольной волновой пластинки, обеспечивающей следующие режимы: поворот плоскости поляризации на 45°, эллиптическую и циркулярную поляризации прошедшей плоской волны. В последних двух случаях переключение направления внешнего магнитного поля на противоположное позволяет управлять направлением циркуляции вектора электрического поля [192].

Заключение

В рамках диссертационной работы изготовлено и изучено множество магнитооптических различных наноструктур на основе висмут-замещенного железиттриевого граната, других магнитных веществ, металлов и диэлектриков. Для структурирования использованных материалов применялись следующие технологические методы: напыление электронным пучком, электронная литография, осаждение коллоидных частиц и золь-гель синтез. Исследованные структуры включали 1D–3D магнитофотонные кристаллы, плазмонные 1D магнитофотонные кристаллы и различные композиты с включениями из плазмонных слоев и частиц. Целью работы являлось создание принципиально новых искусственных магнитооптических структур, выявлению и интерпретации оптических эффектов, а также поиск возможных приложений наблюдавшихся явлений. В работе преимущественно представлены результаты экспериментальных исследований, а также результаты численного моделирования спектров, которые были необходимы для детальной интерпретации наблюдаемых оптических свойств. Основными выводами работы являются следующие:

1. Магнитооптический аналог эффект Боррманна приводит к увеличению угла поворота поляризации за счет снижения групповой скорости волны, распространяющейся в 1D МФК, при этом рост амплитуды электрического поля излучения с длиной волны, соответствующей коротковолновому/длинноволновому краю полосы пропускания, происходит в слоях с меньшим/большим показателем преломления. В ограниченных кристаллах, изготовленных из SiO_2 и Bi:YIG , эффект Боррманна приводит к росту величины угла фарадеевского вращения на обоих краях ФЗЗ. Показано, что прирост угла вращения больше на длинноволновом краю ФЗЗ за счет бóльшей локализации поля в слоях Bi:YIG .

2. Впервые в экспериментальных оптических спектрах 1D МФК со структурой, поддерживающей оптические таммовские состояния, обнаружен пик внутри ФЗЗ, связанный с резонансным взаимодействием света со структурой. Увеличение фарадеевского угла в таких структурах происходит за счет значительной локализации волны в одном из слоев Bi:YIG (по аналогии с микрорезонатором Фабри-Перо), результатом чего является увеличение угла фарадеевского вращения.

3. Обнаружено увеличение фарадеевского вращения в двойных микрорезонаторах Фабри-Перо на основе 1D МФК. Экспериментально показано, что спектр фарадеевского вращения образца имеет дублетную структуру, являющуюся признаком взаимодействующих микрорезонаторов.

4. Впервые изучено влияние множественной брэгговской дифракции на магнитооптические спектры 2D МФК, выращенных с использованием технологии клонирования подложки. Показано, что наблюдаемые особенности в оптических спектрах 2D МФК связаны с сильной анизотропией пропускания поляризованного света. Обнаружено, что угол поворота плоскости поляризации значительно растет, а что знак вращения поляризации меняется на противоположный в режиме пересечения фотонных стоп-зон. В режиме фотонной суперпризмы наблюдалось увеличение МО отклика для дифрагированного света.

5. Пленки Bi:YIG толщиной ≈ 100 нм, выращенные на поверхности опалов, обладают 2D периодической структурой, являющейся репликой поверхности опала. В спектрах таких структурированных пленок обнаружены спектральные полосы, связанные с дифракцией на 2D решетке Bi:YIG . Показано, что дифракция и связанная с ней анизотропия оптических свойств структурированных пленок Bi:YIG значительно влияют на их МО отклик.

6. С использованием 3D фотонных кристаллов на основе опалов, экспериментально исследована трансформация поляризации прошедшего света. Обнаружено, что поляризационное состояние прошедшей волны определяется

амплитудной и фазовой анизотропией пропускания линейно-независимых компонент входящего в кристаллы поляризованного света.

7. На основе искусственных опалов впервые синтезированы 3D МФК. Тонкопленочные и объемные образцы опалов использовались как матрица для заполнения магнитооптическим материалами, так и в качестве брэгговских зеркал в структуре микрорезонатора Фабри-Перо. Обнаружено изменение магнитных свойств опал/магнитное вещество композитов в зависимости от магнитных свойств и объема введенного в опал магнитного вещества. Показано, что в структурах опал/ Bi:YIG /опал наблюдается резонанс Фабри-Перо и соответствующее ему усиление фарадеевского вращения.

8. Предложена концепция плазмонных 1D ФК и МФК, основанная на возможности возбуждения в кристаллах поверхностных волн различной природы. Впервые продемонстрировано, что в таких кристаллах резонанс поверхностной блоховской волны (и другие резонансы, связанные с периодичностью кристаллов) может быть визуализирован за счет поглощения волны в слое металла. Поглощение поверхностной блоховской волны наблюдается в спектрах отражения, измеренных в геометрии полного внутреннего отражения, как высокодобротная линия. Обнаружено значительное повышение чувствительности и робастности оптических сенсоров на основе предложенных плазмонных 1D ФК и МФК.

9. Обнаружено, что в плазмонных магнитооптических нанокompозитах и периодических структурах на основе золота и Bi:YIG (плазмонная частица в магнитооптической матрице) наблюдается усиление магнитооптического отклика на частотах локализованных плазмонных резонансов. Впервые показано, что эффект усиления наблюдается при однократном прохождении света через образцы и не накапливается при многократном прохождении.

10. На основе экспериментальных данных по исследованию плазмонных магнитооптических структур теоретически проведено моделирование спектров 2D структур. Обнаружена связь между параметрами плазмонной решетки и

гигантскими углами вращения плоскости поляризации. Обнаружены эффекты конвертации линейно-поляризованного света в эллиптически-поляризованный с возможностью переключения циркулярности поляризации, что может быть использовано для сверхтонкой перестраиваемой ближнепольной пластинки.

Благодарности

Хочу выразить благодарность руководителям лабораторий А.А. Каплянскому и М. Иноуе (Mitsuteru Inoue), с которыми я работал и перенимал научный опыт, начиная с 1996 года, за предоставленные возможности в проведении исследований. Благодарю М.Ф. Лимонова, научного руководителя моей кандидатской диссертации и, впоследствии, соавтора множества публикаций, за становление меня как самостоятельного ученого, за поддержку, которая ощущается по сегодняшний день. Хочу выразить свою признательность А.М. Мерзликину, Х. Учиде (Hironaga Uchida), А.Б. Ханикаеву и М.Е. Докукину за долгую совместную работу. Считаю своим долгом выразить свою признательность моим соавторам Т.В. Мурзине, А.А. Федянину, Р. Фуджикаве (Rintaro Fujikawa), С. Бэку (Seungming Baek), Т. Гото (Taichi Goto) и другим сотрудникам, аспирантам и студентам за результаты совместной работы. Благодарю коллег, которые всегда были открыты к научной дискуссии результатов данной диссертационной работы, А.П. Виноградову, А.Б. Грановскому, В.И. Заецу, В.А. Кособукину, Я. Киму (Jooyoung Kim), К. Нишимуре (Kazuhiro Nishimura), Н.С. Перову, М.В. Рыбину, К.Б. Самусеву, А.В. Селькину, А.П. Скворцову и Д.О. Тетерюкову.

Конечно, я глубоко благодарен моим родным и близким за их неоценимую помощь, понимание и поддержку, без их участия было бы невозможно провести представленную работу.

Список основных публикаций по теме диссертации

- A1.** A.V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue, Three-dimensional magnetophotonic crystals based on artificial opals// *J. Appl. Phys.* – 2004. – V. 95. – P. 7336-7338.
- A2.** A.V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue, Magneto-optical properties of three-dimensional magnetophotonic crystals// *IEEE Trans. Magn.* – 2004. – V. 40. – P. 2829-2831.
- A3.** M. Inoue, A.A. Fedyanin, A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, H. Uchida, A.B. Granovsky, Frontiers in Magneto-optics of Magnetophotonic Crystals// *J. Magnetism* – 2006. –V. 11. P. 195-207.
- A4.** M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P.B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, A. Granovsky, Magnetophotonic crystals// *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2006. –V. 39. – P. R151-R161.
- A5.** R. Fujikawa, A.V. Baryshev, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue, Optical study on opaline thin films grown by vertical deposition// *J. Porous Mat.* – 2006. – V. 13. – P. 287-290.
- A6.** T. Kodama, K. Nishimura, A.V. Baryshev, H. Uchida, M. Inoue, Opal photonic crystals impregnated with magnetite// *Physica Status Solidi (B)* – 2004. – V. 241. – P. 1597–1600..
- A7.** R. Fujikawa, A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, H. Uchida, P.B. Lim, M. Inoue, Fabrication and Optical Properties of Three-Dimensional Magnetophotonic Heterostructures// *IEEE Trans. Magn.* – 2006. – V. 42. – P. 3075-3077.
- A8.** A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, H. Uchida, M. Inoue, M. F. Limonov, Interaction of polarized light with three-dimensional opal-based photonic crystals// *Phys. Rev. B* – 2006. – V. 73. – P. 033103/4.
- A9.** M.V. Rybin, A.V. Baryshev, M. Inoue, A.A. Kaplyanskii, V.A. Kosobukin, M.F. Limonov, A.K. Samusev, A.V. Sel'kin, Complex interaction of polarized light with three-dimensional opal-based photonic crystals: diffraction and transmission studies//

Photonics and Nanostructures – 2006. – V. 4. – P. 146-154.

A10. A.V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue, Optical properties of three-dimensional magnetophotonic crystals based on artificial opals// Trans. Magn. Soc. Jpn. – 2004. – V. 4. – P. 290-292.

A11. A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, R. Fujikawa, H. Uchida, M. Inoue, Polarized light coupling to thin silica-air opal films grown by vertical deposition// Phys. Rev. B – 2007. – V. 76. – P. 014305/9.

A12. A.V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue, Three-Dimensional Magnetophotonic Crystals Based on Artificial Opals: Fabrication and Properties// Mater. Res. Soc. Symp. Proc. – 2005. – V. 834. – P. 109-114.

A13. M. Inoue, A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, M.E. Dokukin, K.H. Jung et al. (9), Magnetophotonic materials and their applications// IEICE Trans. Electron. – 2008. – V. E91–C(10). P. 1630-1638.

A14. T. Goto, A.V. Dorofeenko, A.M. Merzlikin, A.V. Baryshev, A.P. Vinogradov, M. Inoue, A.A. Lisyansky, A.B. Granovsky, Optical Tamm States in One-Dimensional Magnetophotonic Structures// Phys. Rev. Lett. – 2008. – V. 101. – P. 113902/3.

A15. A.B. Khanikaev, A.V. Baryshev, P.B. Lim, H. Uchida, M. Inoue, A.G. Zhdanov, A.A. Fedyanin, A.I. Maydykovskiy, O.A. Aktsipetrov, Nonlinear Verdet law in magnetophotonic crystals: Interrelation between Faraday and Borrmann effects// Phys. Rev. B – 2008. – V. 78. – P. 193102/4.

A16. R. Fujikawa, A.V. Baryshev, J. Kim, H. Uchida, M. Inoue, Contribution of the surface plasmon resonance to optical and magneto-optical properties of a Bi:YIG-Au nanostructure// J. Appl. Phys. – 2008. – V. 103. – P. 07D301/3.

A17. M. E. Dokukin, A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, M. Inoue, Reverse and enhanced magneto-optics of opal/garnet heterostructures// Opt. Exp. – 2009. – V. 17. – P. 9063-9070.

A18. S.M. Baek, M.E. Dokukin, K. Yayoi, J. Kim, H. Uchida, A.V. Baryshev, M. Inoue, 2D magnetophotonic crystals fabricated on patterned substrates// J. Magn. Soc. Jp. – 2009. – V. 33. – P. 489-492.

A19. R. Fujikawa, A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, J. Kim, H. Uchida, M. Inoue,

Enhancement of Faraday rotation in 3D/Bi:YIG/1D photonic heterostructures// J. Mater. Sci.: Mater. Electr. – 2009. – V. 20. – P. 493-497.

A20. T. Goto, A.V. Baryshev, M. Inoue et al. (8), Tailoring surfaces of one-dimensional magnetophotonic crystals: Optical Tamm state and Faraday rotation// Phys. Rev. B – 2009. – V. 79. – P. 125103/5.

A21. A.V. Baryshev, A. Khanikaev, R. Fujikawa, H. Uchida, M. Inoue, Diffraction processes in 3D photonic crystals based on thin opal film// J. Mater. Sci.: Mater. Electr. – 2009. – V. 20. – P. 416-420.

A22. R. Fujikawa, A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, J. Kim, H. Uchida, M. Inoue, Enhancement of Faraday rotation in 3D/Bi:YIG/1D photonic heterostructures// J. Mater. Sci.: Mater. Electr. – 2009. – V. 20. – P. 493-497.

A23. H. Uchida, Y. Masuda, R. Fujikawa, A.V. Baryshev, M. Inoue, Large enhancement of Faraday rotation by localized surface plasmon resonance in Au nanoparticles embedded in Bi:YIG film// J. Magn. Mater. – 2009. – V. 321. P. 843-845.

A24. T. Goto, A.V. Baryshev, K. Tobinaga, M. Inoue, Faraday rotation of a magnetophotonic crystal with the dual-cavity structure// J. Appl. Phys. – 2010. – V. 107. – P. 09A946/3.

A25. S. Baek, M. Dokukin, K. Yayoi, A. Baryshev, M. Inoue, Diffraction-modified Kerr rotation from patterned garnet films// J. Appl. Phys. – 2010. – V. 107. – P. 09A923/3.

A26. A.V. Baryshev, M.E. Dokukin, A.M. Merzlikin, M. Inoue, Propagation of Polarized Light in Opals: Amplitude and Phase Anisotropy// J. Exp. Theor. Phys. – 2011. – V. 112(3). – P. 361-369.

A27. S.M. Baek, A.V. Baryshev, M. Inoue, Multiple Bragg diffraction in magnetophotonic crystals// Appl. Phys. Lett. – 2011. – V. 98. – P. 101111/3.

A28. S.M. Baek, A.V. Baryshev, M. Inoue, Multiple diffraction in two-dimensional magnetophotonic crystals fabricated by the autocloning method// J. Appl. Phys. – 2011. – V. 109. – P. 07B701/3.

A29. A.V. Baryshev, K. Kawasaki, P. B. Lim, M. Inoue, Interplay of surface

resonances in one-dimensional plasmonic magnetophotonic crystal slabs// *Phys. Rev. B* – 2012. – V. 85. – P. 205130/4.

A30. Y. Haga, T. Goto, A.V. Baryshev, M. Inoue, One-Dimensional Single- and Dual-Cavity Magnetophotonic Crystal Fabricated by Bonding// *J. Magn. Soc. Jpn.* – 2012. – V. 36. – P. 54-57.

A31. A.V. Chetvertukhin, A.V. Baryshev, H. Uchida, M. Inoue, A.A. Fedyanin, Resonant surface magnetoplasmons in two-dimensional magnetoplasmonic crystals excited in Faraday configuration// *J. Appl. Phys.* – 2012. – V. 111. – P. 07A946/3.

A32. S. Baek, A.V. Baryshev, M. Inoue, Superprism phenomenon in two-dimensional magnetophotonic crystals: Experiment and numerical simulation// *J. Appl. Phys.* – 2012. – V. 111. – P. 07E508/3.

A33. A.V. Baryshev, H. Uchida, M. Inoue, Peculiarities of plasmon-modified magneto-optical response of gold–garnet structures// *J. Opt. Soc. Am. B*– 2013. – V. 30 (9). – P. 2371-2376.

A34. A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, M. Inoue, Efficiency of optical sensing by a plasmonic photonic-crystal slab// *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2013. – V. 46. – P. 125107/5.

A35. A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, M. Inoue, Plasmonic photonic-crystal slab as an ultrasensitive and robust optical biosensor// *Proc. SPIE* – 2013. – V. 8632, Photonic and Phononic Properties of Engineered Nanostructures III. – P. 863209/7.

A36. A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, Approach to visualization of and optical sensing by Bloch surface waves in noble or base metal-based plasmonic photonic crystal slabs// *Appl. Optics* – 2014. – V. 53(14). – P. 3142-3146.

A37. I.A. Kolmychek, A.N. Shaimanov, A.V. Baryshev, T.V. Murzina, Magneto-optical response of two-dimensional magnetic plasmon structures based on gold nanodiscs embedded in a ferrite garnet layer// *JEPT Letters* – 2015. – V. 102. – P. 46-50.

A38. A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, Tunable plasmonic thin magneto-optical wave plate// *J. Opt. Soc. Am. B* – 2016. – V. 33(6). – in production.

Список цитированной литературы

1. E. Yablonovitch, Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics// Phys. Rev. Lett. – 1987. – V. 58. – P. 2059.
2. S. John, Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices// Phys. Rev. Lett. – 1987. – V. 58. – P. 2486.
3. K. Sakoda, *Optical properties of Photonic Crystals*. – Berlin. – Springer. – 2001. – 258 P.
4. J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (Second Edition)*. – Princeton University Press. – 2011. – 304 P.
5. M.F. Limonov, R.M. De La Rue, *Optical Properties of Photonic Structures: Interplay of Order and Disorder*. – SRC Press. – 2012. – 566 P.
6. M. Inoue, T. Yamamoto, K. Isamoto, T. Fujii, Magneto-optical Faraday effect of discontinuous magnetic media with a one-dimensional array structure// J. Appl. Phys. – 1996. – V. 79. – P. 5988.
7. M. Inoue, T. Fujii, A theoretical analysis of the magneto-optical Faraday effect of YIG films with random multilayer structures// J. Appl. Phys. – 1997. – V. 81. – P. 5659.
8. M. Inoue, K. I. Arai, T. Fujii, M. Abe, Magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals composed of magnetic and dielectric layers// J. Appl. Phys. – 1998. – V. 83. – P. 6768.
9. M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P.B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, A. Granovsky, Magnetophotonic crystals// J. Phys. D: Appl. Phys. – 2006. – V. 39. – P. R151–R161.

10. Chapter *Nano-Magnetophotonics* by M. Inoue, A. Khanikaev, A. Baryshev to *Nanoscale Magnetic Materials and Applications* by J.P. Liu, E. Fullerton, O. Gutfleisch, D.J. Sellmyer (Eds.). – Springer. – 2009. – P. 627–660.
11. M. Inoue, M. Levy, A.V. Baryshev (Eds.), *Magnetophotonics: From Theory to Applications*. – Springer. – 2013. – 228 P.
12. Z. Wu, M. Levy, V.J. Fratello, A.M. Merzlikin, Gyrotropic photonic crystal waveguide switches// *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – V. 96. – P. 051125.
13. S.I. Khartsev, A.M. Grishin, High performance latching-type luminescent magneto-optical photonic crystals// *Opt. Lett.* – 2011. – V. 36. – P. 2806.
14. S. Baek, A.V. Baryshev, M. Inoue, Multiple Bragg diffraction in magnetophotonic crystals// *Appl. Phys. Lett.* – 2011. –V. 98. – P. 101111.
15. A. Khanikaev, A. Baryshev, M. Inoue, A. Granovsky, A. Vinogradov, Two-dimensional magnetophotonic crystal: Exactly solvable model// *Phys. Rev. B* – 2005. – V. 72. – P. 035123.
16. A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, M. Inoue, A.B. Granovsky, Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces// *Phys. Rev. E* – 2005. – V. 72. – P. 046603.
17. K. Fang, Z. Yu, V. Liu, S. Fan, Ultracompact nonreciprocal optical isolator based on guided resonance in a magneto-optical photonic crystal slab// *Opt. Lett.* – 2011. – V. 36. – P. 4254.
18. V.V. Temnov, G. Armelles, U. Woggon, D. Guzatov, A. Cebollada, A. Garcia-Martin, J.-M. Garcia-Martin, T. Thomay, A. Leitenstorfer, R. Bratschitsch, Active magneto-plasmonics in hybrid metal–ferromagnet structures// *Nat. Photon.* – 2010. – V. 4. – P. 107.
19. V.I. Belotelov, L.E. Kreilkamp, I.A. Akimov, A.N. Kalish, D.A. Bykov, S. Kasture, V.J. Yallapragada, A. Venu Gopal, A.M. Grishin, S.I. Khartsev, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, L.L. Doskolovich, D.R. Yakovlev, K. Alameh, A.K. Zvezdin, M. Bayer,

- Plasmon-mediated magneto-optical transparency// *Nat. Commun.* – 2013. – V. 4. – P. 2128.
20. V.E. Kochergin, A. Yu. Toporov, M. Valeiko, Polariton enhancement of the Faraday magneto-optic effect// *JETP Lett.* – 1998. – V. 68. – P. 400.
21. V.I. Safarov, V.A. Kosobukin, C. Hermann, G. Lampel, J. Peretti, Magneto-optical effects enhanced by surface plasmons in metallic multilayer films// *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – V. 73. – P. 3584.
22. G. Shemer, G. Markovich, Enhancement of magneto-optical effects in magnetite nanocrystals near gold surfaces// *J. Phys. Chem. B* – 2002. – V. 106. – P. 9195.
23. R. Fujikawa, A. V. Baryshev, J. Kim, H. Uchida, M. Inoue, Contribution of the surface plasmon resonance to optical and magneto-optical properties of a Bi:YIG-Au nanostructure// *J. Appl. Phys.* – 2008. – V. 103. – P. 07D301.
24. Y. Mizutani, H. Uchida, Y. Masuda, A. V. Baryshev, M. Inoue, Magneto-optical plasmonic Bi:YIG composite films with Ag and Au-Ag alloy particles// *J. Magn. Soc. Jpn.* – 2009. – V. 33. – P. 481.
25. J. B. González-Díaz, A. García-Martín, G. Armelles, D. Navas, M. Vázquez, K. Nielsch, R. B. Wehrspohn, U. Gösele, Enhanced Magneto-Optics and Size Effects in Ferromagnetic Nanowire Arrays// *Adv. Mater.* – 2007. – V. 19. – P. 2643–2647.
26. A.B. Khanikaev, A.V. Baryshev, A.A. Fedyanin, A.B. Granovsky, M. Inoue, Anomalous Faraday effect of a system with extraordinary optical transmittance// *Opt. Express* – 2007. – V. 15. – P. 6612.
27. B. Sepúlveda, J. B. González-Díaz, A. García-Martín, L. M. Lechuga, G. Armelles, Plasmon-induced magneto-optical activity in nanosized gold disks// *Phys. Rev. Lett.* – 2010. – V. 104. – P. 147401.
28. A.V. Baryshev, H. Uchida, M. Inoue, Peculiarities of plasmon-modified magneto-optical response of gold–garnet structures// *J. Opt. Soc. Am. B* – 2013, – V. 30. – P. 2371–2376.

29. D. Floess, J.Y. Chin, A. Kawatani, D. Dregely, H.-U. Habermeier, T. Weiss, H. Giessen, Tunable and switchable polarization rotation with non-reciprocal plasmonic thin films at designated wavelengths// *Light: Sci. & Appl.* – 2015. – V. 4. – P. e284.
30. A.K. Zvezdin and V.A. Kotov, *Modern Magnetooptics and Magneto-optical materials.* – IOP Publishing Ltd. – 1997. – 404 P.
31. А.И. Павловский, В.В. Дружинин, О.М. Таценко, Н.П. Колокольчиков, А.И. Быков, М.И. Долотенко, Осцилляции знака фарадеевского вращения, обусловленные ионами Eu^{3+} в сверхсильном магнитном поле до 11 МГс// *Письма в ЖЭТФ* – 1980. – Т. 31, – В. 11. – С. 659–663.
32. S.H. Wemple, S.L. Blank, J.A. Seman, Optical properties of epitaxial iron garnet thin films// *Phys. Rev. B* – 1974. – V. 9. – P. 2134.
33. K.W. Blazey, Wavelength-modulated spectra of some Fe^{3+} oxides// *J. Appl. Phys.* – 1974. – V. 45. – P. 2273–2280.
34. P. Hansen, J.P. Krumme, Magnetic and magneto-optical properties of garnet films// *Thin Solid Films* – 1984. – V. 114. – P. 69.
35. M. Kaneko, T. Okamoto, H. Tamada, K. Sato, A low loss 0.8 μm band optical isolator using highly Bi-substituted LPE garnet film// *IEEE Trans. Mag.* – 1997. – V. 23. – P. 3482.
36. J.C. Campbell, K.Y. Lau, J. Stone, *Magneto-optic modulator using dielectric mirrors.* – Patent US 4239337 A. – 1979. – Bell Telephone Laboratories.
37. S. Visnovsky, M. Nyvlt, V. Prosser, R. Lopusnik, R. Urban, J. Ferre, G. Penissard, D. Renard, R. Krishnan, Polar magneto-optics in simple ultrathin-magnetic-film structures// *Phys. Rev. B* – 1995. – V. 52. – P. 1090.
38. S. Kahl, *Bismuth iron garnet films for magneto-optical photonic crystals.* – Doctoral dissertation. – 2004. – Stockholm. – Royal Institute of Technology.
39. M. Inoue, T. Yamamoto, K. Isamoto, T. Fujii, Effect of structural irregularity on propagation properties of optical waves in discontinuous magneto-optical media with

- one-dimensional quasirandom array structures// *J. Appl. Phys.* – 1996. – V. 79. – P. 5988.
40. (7) M. Inoue, T. Fujii, A theoretical analysis of the magneto-optical Faraday effect of YIG films with random multilayer structures// *J. Appl. Phys.* – 1997. – V. 81. – P. 5659.
- 41 (8) M. Inoue, K. I. Arai, T. Fujii, M. Abe, Magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals composed of magnetic and dielectric layers// *J. Appl. Phys.* – 1998. – V. 83. – P. 6768.
42. S. Kahl, A. M. Grishin, Enhanced Faraday rotation in all-garnet magneto-optical photonic crystal// *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – V. 84. – P. 1438.
- R. Rosenberg, C.B. Rubinstein, D.R. Herriott, Resonant optical Faraday rotator// *Appl. Optics* – 1964. – V. 3. – P. 1079–1083.
44. M. J. Steel, M. Levy, R. M. Osgood, High transmission enhanced Faraday rotation in one-dimensional photonic crystals with defects// *IEEE Photonics Technol. Lett.* – 2000. – V. 12. – P. 1171.
45. H. Feil, C. Haas, Magneto-optical Kerr effect, enhanced by the plasma resonance of charge carriers// *Phys. Rev. Lett.* – 1987. – V. 58. – P. 65.
46. T. Katayama, Y. Suzuki, H. Awano, Y. Nishihara, N. Koshizuka, Enhancement of the magneto-optical Kerr rotation in Fe/Cu bilayered films// *Phys. Rev. Lett.* – 1988. – V. 60. – P. 1426–1429.
47. T.K. Xia, P.M. Hui, D. Stroud, Theory of Faraday rotation in granular magnetic materials// *J. Appl. Phys.* – 1990. – V. 67. – P. 2736.
48. M. R. Pufall, A. Berger, S. Schultz, Measurement of the scattered light magneto-optical Kerr effect from plasmon-resonant Ag particles near a magnetic film// *J. Appl. Phys.* – 1997. – V. 81. – P. 5689.

49. C. Hermann, V. A. Kosobukin, G. Lampel, J. Peretti, V. I. Safarov, P. Bertrand, Surface-enhanced magneto-optics in metallic multilayer films// *Phys. Rev. B* – 2001. – V. 64. – P. 235422.
50. D. A. Smith, K. L. Stokes, Discrete dipole approximation for magneto-optical scattering calculations// *Opt. Exp.* – 2006. – V. 14. – P. 5746–5754.
51. Y. Li, Q. Zhang, A.V. Nurmikko, S. Sun, Enhanced magneto-optical response in dumbbell-like Ag-CoFe₂O₄ nanoparticle pairs// *Nano Lett.* – 2005. – V. 5. – P. 1689–1692.
52. M. Abe, T. Suwa, Magneto-optical enhancement by surface plasmon resonance in magnetic “nano-onions” with multicore-shell structures// *J. Appl. Phys.* – 2005. – V. 97. – P. 10M514.
53. S. Tomita, T. Kato, S. Tsunashima, S. Iwata, M. Fujii, S. Hayashi, Magneto-optical Kerr effects of yttrium-iron garnet thin films incorporating gold nanoparticles// *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – V. 96. – P. 167402.
54. S. Tomita, M. Fujii, S. Hayashi, A. Terai, N. Nabatova-Gabain, Spectroscopic ellipsometry of yttrium–iron garnet thin films containing gold nanoparticles// *Jap. J. Appl. Phys.* – 2007. – V. 46. – I. 42. – P. L1032–L1034.
55. P.K. Jain, Y. Xiao, R. Walsworth, A.E. Cohen, Surface Plasmon Resonance Enhanced Magneto-Optics (SuPREMO): Faraday Rotation Enhancement in Gold-Coated Iron Oxide Nanocrystals// *Nano Lett.* – 2009. – V. 9. – I. 4. – P. 1644–1650.
56. D.A. Smith, Yu.A. Barnakov, B.L. Scott, S.A. White, K.L. Stokes, Magneto-optical spectra of closely spaced magnetite nanoparticles// *J. Appl. Phys.* – 2005. – V. 97. – P. 10M504.
57. R. Fujikawa, A.V. Baryshev, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue, Optical study on opaline thin films grown by vertical deposition// *J. Porous Mater.* – 2006. – V. 13. – I. 3. – P. 287–290.
58. Opalon Company, Moscow, Russia.

59. A.V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue, Three-dimensional magnetophotonic crystals based on artificial opals// *J. Appl. Phys.* – 2004. – V. 95. – P. 7336.
60. T.V. Murzina, E.M. Kim, R.V. Kapra, I.V. Moshnina, O.A. Aktsipetrov, D.A. Kurdyukov, S.F. Kaplan, V.G. Golubev, M.A. Bader, G. Marowsky, Magnetophotonic crystals based on yttrium-iron-garnet infiltrated opals: Magnetization-induced second-harmonic generation// *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – V. 88. – P. 022501/3.
61. E.D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*. – Academic Press. – 1998. – New York. – 999 P.
62. Optical constants for the fabricated thin Bi:YIG films were evaluated by a J. A. Woollam Co. ellipsometer.
63. S.M. Baek, A.V. Baryshev, M. Inoue, Superprism phenomenon in two-dimensional magnetophotonic crystals: Experiment and numerical simulation// *J. Appl. Phys.* – 2012. – V. 111. – P. 07E508.
64. G. Borrmann, Über Extinktionsdiagramme der Röntgenstrahlen von Quarz// *Z. Physik* – 1941. – V. 42. – P. 157–162.
65. G. Borrmann, Die Absorption von Röntgenstrahlen in Fall der Interferenz// *Z. Physik* – 1950. – V. 127. – P. 297–323.
66. M. von Laue, Die Absorption der Röntgenstrahlen in Kristallen im Interferenzfall// *Acta Crystallogr.* – 1949. – V. 2. – P. 106–113.
67. И.Э. Раздольский, Т.В. Мурзина, О.А. Акципетров, М. Иноуе, Эффект Боррманна в фотонных кристаллах: нелинейно-оптические следствия// *Письма в ЖЭТФ* – 2008. – V. 87. – I. 8. – P. 461–464.
68. A.B. Khanikaev, A.V. Baryshev, P.B. Lim, H. Uchida, M. Inoue, A.G. Zhdanov, A.A. Fedyanin, A.I. Maydykovsky, O.A. Aktsipetrov, Nonlinear Verdet law in magnetophotonic crystals: Interrelation between Faraday and Borrmann effects// *Phys. Rev. B* – 2008. – V. 78. – P. 193102.

- A.B. Khanikaev, A.V. Baryshev, M. Inoue, Yu.S. Kivshar, One-way electromagnetic Tamm states in magnetophotonic structures// *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – V. 95. – P. 011101/1–3.
70. A. M. Merzlikin, M. Levy, A. A. Jalali, A. P. Vinogradov, Polarization degeneracy at Bragg reflectance in magnetized photonic crystals// *Phys. Rev. B* – 2009. – V. 79. – P. 195103.
71. Z. Wan, S. Fan, Magneto-optical defects in two-dimensional photonic crystals// *Appl. Phys. B* – 2005. – V. 81. – P. 369–375.
72. K. Yayoi, K. Tobinaga, Y. Kaneko, A.V. Baryshev, M. Inoue, Optical waveguide circulators based on two-dimensional magnetophotonic crystals: Numerical simulation for structure simplification and experimental verification// *J. Appl. Phys.* – 2011. – V. 109. – P. 07B750.
73. H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, S. Kawakami, Photonic crystals for micro lightwave circuits using wavelength-dependent angular beam steering// *Appl. Phys. Lett.* – 1999. – V. 74. – P. 1370.
74. T. Goto, A.V. Baryshev, K. Tobinaga, M. Inoue, Faraday rotation of a magnetophotonic crystal with the dual-cavity structure// *J. Appl. Phys.* – 2010. – V. 107. – P. 09A946.
75. Y. Haga, T. Goto, A.V. Baryshev, M. Inoue, One-Dimensional Single- and Dual-Cavity Magnetophotonic Crystal Fabricated by Bonding// *J. Magn. Soc. Jpn.* – 2012. – V. 36. – P. 54–57.
76. Y. Suzuki, T. Goto, Y. Eto, H. Takagi, P.B. Lim, A.V. Baryshev, Selective Crystallization of Magnetic Garnet Films on Bragg Mirrors by Laser Annealing// *J. Magn. Soc. Jpn.* – 2012. – V. 36. – P. 183–187.
77. F. Villa, J.A. Gaspar-Armenta, Electromagnetic surface waves: photonic crystal–photonic crystal interface// *Opt. Commun.* – 2003. – V. 223. – P. 109–115.
78. A. Kavokin, I. Shelykh, G. Malpuech, Optical Tamm states for the fabrication of polariton lasers// *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – V. 87. – P. 261105.

79. F. Villa, J. A. Gaspar-Armenta, Photonic crystal to photonic crystal surface modes: narrow-bandpass filters// *Opt. Express* – 2004. – V. 12. – P. 2338.
80. A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, S.G. Erokhin, M. Inoue, A.A. Lisyansky, A.M. Merzlikin, A.B. Granovsky, *Phys. Rev. B* 74, 045128 (2006).
81. A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, M. Inoue, M. Levy, A.B. Granovsky, Controllable Tamm states in magnetophotonic crystal// *Physica B* – 2007. – V. 394. – P. 277 (2007).
82. N. Malkova, C.Z. Ning, Interplay between Tamm-like and Shockley-like surface states in photonic crystals// *Phys. Rev. B* – 2007. – V. 76. – P. 045305.
83. M. Kaliteevskii, I. Iorsh, S. Brand, R.A. Abram, J.M. Chamberlain, A.V. Kavokin, I.A. Shelykh, Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror// *Phys. Rev. B* – 2007. – V. 76. – P. 165415.
84. T. Goto, A.V. Dorofeenko, A.M. Merzlikin, A.V. Baryshev, A.P. Vinogradov, M. Inoue, A.A. Lisyansky, A.B. Granovsky, Optical Tamm states in one-dimensional magnetophotonic structures// *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – V. 101. – P. 113902.
85. T. Goto, A. V. Baryshev, M. Inoue, A.V. Dorofeenko, A. M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.A. Lisyansky, A.B. Granovsky, Tailoring surfaces of one-dimensional magnetophotonic crystals: Optical Tamm state and Faraday rotation// *Phys. Rev. B* – 2009. – V. 79. – P. 125103.
86. I. Y. Tamm, Über eine mögliche art der elektronenbindung an kristalloberflächen// *Phys. Z. Sowjetunion* – 1932. – V. 1. – P. 733.
87. A.M. Merzlikin, M. Inoue, A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, A.B. Granovsky, A.A. Lisyansky, Tamm state at one-dimensional photonic crystal// *Magn. Soc. Jpn.* – 2006. – V. 30. – P. 616–619.
88. А.П. Виноградов, А.В. Дорофеевко, А.М. Мерзликин, А.А. Лисянский,

- Поверхностные состояния в фотонных кристаллах// УФН – 2010. – Т. 180. – В. 3. – С. 249.
89. J. Cho, S. Santhanam, T. Le, K. Mountfield, D.N. Lambeth, D. Stancil, W.E. Ross, J. Lucas, Design, fabrication, switching, and optical characteristics of new magneto-optic spatial light modulator// J. Appl. Phys. – 1994. – V. 76. – P. 1910.
90. M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, R.A. Abram, J.M. Chamberlain, A.V. Kavokin, I. A. Shelykh, Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror// Phys. Rev. B – 2007. – V. 76. – P. 165415.
91. V.N. Konopsky, E.V. Alieva, Long-range propagation of plasmon polaritons in a thin metal film on a one-dimensional photonic crystal surface// Phys. Rev. Lett. – 2006. – V. 97. – P. 253904.
92. A.V. Baryshev, K. Kawasaki, M. Inoue, *International Workshop on BioPhotonics 2011*. – IEEE Xplore Digital Library. – 2011. – 10.1109/IWBP.2011.5954808.
93. A.V. Baryshev, K. Kawasaki, P.B. Lim, M. Inoue, Interplay of surface resonances in one-dimensional plasmonic magnetophotonic crystal slabs// Phys. Rev. B – 2012. – V. 85. – P. 205130/4.
94. A.V. Baryshev, A. M. Merzlikin, M. Inoue, Efficiency of optical sensing by a plasmonic photonic-crystal slab// J. Phys. D: Appl. Phys. – 2013. – V. 46. – P. 125107/5.
95. A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, M. Inoue, Plasmonic photonic-crystal slab as an ultrasensitive and robust optical biosensor// Proc. SPIE – 2013. – V. 8632, Photonic and Phononic Properties of Engineered Nanostructures III. – P. 863209.
96. A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, Approach to visualization of and optical sensing by Bloch surface waves in noble or base metal-based plasmonic photonic crystal slabs// Appl. Optics – 2014. – V. 53. – I. 14. – P. 3142–3146.
97. A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, Plasmonic Photonic-Crystal Slabs: Visualization of the Bloch Surface Wave Resonance for an Ultrasensitive, Robust and Reusable Optical Biosensor// Crystals – 2014. – V. 4. – I. 4. – P. 498–508.

98. S. Kawakami, T. Sato, K. Miura, Y. Ohtera, T. Kawashima, H. Ohkubo, 3-D photonic-crystal heterostructures: fabrication and in-line resonator// IEEE Photon. Technol. Lett. – 2003. – V. 15. – I. 6. – P. 816–818.
99. A. V. Baryshev, A. B. Khanikaev, R. Fujikawa, H. Uchida, M. Inoue, Polarized light coupling to thin silica-air opal films grown by vertical deposition// Phys. Rev. B – 2007. – V. 76. – P. 014305–014313.
100. M.E. Dokukin, A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, M. Inoue, Reverse and enhanced magneto-optics of opal-garnet heterostructures// Optics Express – 2009. – V. 17. – I. 11. – P. 9062–9070.
101. А. А.В. Барышев, М.Е. Докукин, А.М. Мерзликин, М. Иноуе, Распространение поляризованного света в опалах: амплитудная и фазовая анизотропия// ЖЭТФ – 2011. – Т. 139. – В. 3. – С. 419.
102. H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, S. Kawakami, Photonic crystals for micro lightwave circuits using wavelength-dependent angular beam steering// Appl. Phys. Lett. – 1999. – V. 74. – P. 1370.
103. T. Baba, M. Nakamura, Photonic crystal light deflection devices using the superprism effect// IEEE J. Quantum Electron. – 2002. – V. 38. – P. 909.
104. B. Momeni, J. Huang, M. Soltani, M. Askari, S. Mohammadi, M. Rakhshandehroo, A. Adibi, Compact wavelength demultiplexing using focusing negative index photonic crystal superprisms// Opt. Express – 2006. – V. 14. – P. 2413.
105. V.N. Astratov, V.N. Bogomolov, A.A. Kaplyanskii, A.V. Prokofiev, L.A. Samoilovich, S.M. Samoilovich, Y.A. Vlasov, Optical spectroscopy of opal matrices with CdS embedded in its pores: Quantum confinement and photonic band gap effects// Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. D-Condens. Matter At. Mol. Chem. Phys. Fluids Plasmas Biophys. – 1995. – V. 17. – P. 1349–1354.
106. Н.Д. Денискина, Д.В. Калинин, Л.К. Казанцева, *Благородные опалы, их синтез и генезис в природе.* – Наука. – 1980. – Новосибирск.

107. S. Dimitrov, K. Nagayama, Continuous convective assembling of fine particles into two-dimensional arrays on solid surfaces// *Langmuir* – 1996. – V. 12. – P. 1303.
108. H. Miguez, F. Messegue, C. Lopez et al., Control of the photonic crystal properties of fcc-packed submicrometer SiO₂ Spheres by sintering// *Adv. Mater.* – 1998. – V. 10. – P. 480.
109. P. Jiang, F. J. Bertone, K. S. Hwang, V. L. Colvin, Single-crystal colloidal multilayers of controlled thickness// *Chem. Mater.* – 1999. – V. 11. – P. 2132.
110. M. Holgado, F. García-Santamaría, A. Blanco, M. Ibisate, A. Cintas, H. Míguez, C.J. Serna, C. Molpeceres, J. Requena, A. Mifsud, F. Messegue, C. López, Electrophoretic deposition to control artificial opal growth// *Langmuir* – 1999. – V. 15. – P. 4701.
111. G. Subramanian, V.N. Manoharan, J.D. Thorne, D.J. Pine, Ordered macroporous materials by colloidal assembly: a possible route to photonic bandgap materials// *Adv. Mater.* – 1999. – V. 11. – P. 1261.
112. Y. Xia, B. Gates, S.H. Park, Fabrication of three-dimensional photonic crystals for use in the spectral region from ultraviolet to near-infrared// *J. Lightwave Technol.* – 1999. – V. 17. – I. 11. – P. 1956–1962.
113. A. Rogach, A. Susha, F. Caruso et al., Nano- and microengineering: Three-dimensional colloidal photonic crystals prepared from submicrometer-sized polystyrene latex spheres pre-coated with luminescent polyelectrolyte/nanocrystal shells// *Adv. Mater.* – 2000. – V. 12. – I. 5. – P. 333.
114. D. Velev, A.M. Lenhoff, Colloidal crystals as templates for porous materials// *J. Cur. Op. Colloid Interface Sci.* – 2000. – V. 5. – P. 56..
115. P.V. Braun, R.W. Zehner, C.A. White et al., Epitaxial growth of high dielectric contrast three-dimensional photonic crystals// *Adv. Mater.* – 2001. – V. 13. – I. 10. – P. 721.
116. В.Г. Голубев, В.А. Кособукин, Д.А. Курдюков, А.В. Медведев, А.Б. Певцов, Фотонные кристаллы с перестраиваемой запрещенной зоной на основе

- заполненных и инвертированных композитов опал-кремний// ФТП – 2001. – Т. 35. – В. 6. – С. 710–713.
117. C. Lopez, Materials aspects of photonic crystals// *Adv. Mater.* – 2003. – V. 15. – P. 1679–1704.
118. S. Wong, V. Kitaev, G.A. Ozin, Colloidal Crystal Films: Advances in Universality and Perfection// *J. Am. Chem. Soc.* – 2003. – V. 125. – P. 15589.
119. Q. Yan, Z. Zhou, X. S. Zhao, Introduction of three-dimensional extrinsic defects into colloidal photonic crystals// *Chem Mater.* – 2005. – V. 17. – P. 3069.
120. Г.М. Гаджиев, В.Г. Голубев, Д.А. Курдюков, А.Б. Певцов, А.В. Селькин, В.В. Травников, Характеризация фотонных кристаллов на основе композитов опал-полупроводник по спектрам брэгговского отражения света// ФТП – 2005. – Т. 39. – В. 12. – С. 1423–1429.
121. Q. Yan, X.S. Zhao, J.H. Teng, S.J. Chua, Colloidal woodpile structure: Three-dimensional photonic crystal with a dual periodicity// *Langmuir* – 2006. – V. 22. – P. 7001.
122. A.V. Pevtsov, D.A. Kurdyukov, V.G. Golubev, A.V. Akimov, A.A. Meluchev, A.V. Sel'kin, A.A. Kaplyanskii, D.R. Yakovlev, M. Bayer, Ultrafast stop band kinetics in a three-dimensional opal-VO₂ photonic crystal controlled by a photoinduced semiconductor-metal phase transition// *Phys. Rev. B* – 2007. – V. 75. – P. 153101.
123. X. Yu, Y. Lee, R. Furstenberg, J.O. White, P.V. Braun, Filling fraction dependent properties of inverse opal metallic photonic crystals// *Adv. Mater.* – 2007. – V. 19. – P. 1689.
124. V. Kitaev, G. Ozin, Self-Assembled Surface Patterns of Binary Colloidal Crystals// *Adv. Mater.* – 2003. – V. 15. – P. 75.
125. O.D. Velev, S. Gupta, Materials fabricated by micro-and nanoparticle assembly—the challenging path from science to engineering// *Adv. Mater.* – 2009. – V. 21. – P. 1897.

126. H.K. Choi, M.H. Kim, S.H. Im, O.O. Park, Fabrication of ordered nanostructured arrays using poly (dimethylsiloxane) replica molds based on three-dimensional colloidal crystals// *Adv. Funct. Mater.* – 2009. – V. 19. – P. 1.
127. V.N. Astratov, Yu.A. Vlasov, O.Z. Karimov, A.A. Kaplyanskii, Yu.G. Musikhin, N.A. Bert, V.N. Bogomolov, A.V. Prokofiev, Photonic band gaps in 3D ordered fcc silica matrices// *Phys. Lett. A* – 1996. – V. 222. – P. 349.
128. Yu.A. Vlasov, V.N. Astratov, A.V. Baryshev, A.A. Kaplyanskii, O.Z. Karimov, M.F. Limonov, Manifestation of intrinsic defects in optical properties of self-organized opal photonic crystals// *Phys. Rev. E* – 2000. – V. 61. – P. 5784.
129. H.M. van Driel, W.L. Vos, Multiple Bragg wave coupling in photonic band-gap crystals// *Phys. Rev. B* – 2000. – V. 62. – P. 9872.
130. V. Yannopapas, N. Stefanou, A. Modinos, Effect of stacking faults on the optical properties of inverted opals// *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V. 86. – P. 4811.
131. Yu.A. Vlasov, X.-Z. Bo, J.C. Sturm, D.J. Norris, On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals// *Nature* – 2001. – V. 414. – P. 289.
132. S.G. Romanov, T. Maka, C.M. Sotomayor Torres, M Müller, R Zentel, Diffraction of light from thin-film polymethylmethacrylate opaline photonic crystals// *Phys. Rev. E* – 2001. – V. 63. – P. 056603.
133. V.G. Golubev, J.L. Hutchison, V.A. Kosobukin, D.A. Kurdyukov, A.V. Medvedev, A.B. Pevtsov, J. Sloan, L.M. Sorokin, Three-dimensional ordered silicon-based nanostructures in opal matrix: preparation and photonic properties// *J. Non-Cryst. Solids* – 2002. – V. 299–302. – P. 1062–1069.
134. A. F. Koenderink, W. L. Vos, Light exiting from real photonic band gap crystals is diffuse and strongly directional// *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – V. 91. – P. 213902.
135. J.F. Galisteo-Lopez, E. Palacios-Lidon, E. Castillo-Martinez, C. Lopez, Optical study of the pseudogap in thickness and orientation controlled artificial opals// *Phys. Rev. B* – 2003. – V. 68. –P. 115109.

136. А.В. Барышев, А.А. Каплянский, В.А. Кособукин, М.Ф. Лимонов, К.Б. Самусев, Д.Е. Усвят, Брэгговская дифракция света в искусственных опалах// ФТТ – 2003. – Т. 45. – В. 3. – С. 434–445.
137. A.V. Baryshev, V.A. Kosobukin, K.B. Samusev, D.E. Usvyat, M.F. Limonov, Light diffraction from opal-based photonic crystals with growth-induced disorder: Experiment and theory// Phys. Rev. B – 2006. – V. 73. – P. 205118.
138. R. Fujikawa, A.V. Baryshev, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue, Optical study on opaline thin films grown by vertical deposition// J. Porous Mater. – 2006. – V. 13. – P. 287–290.
139. О.А. Кавтрева, А.В. Анкудинов, А.Г. Баженова, Ю.А. Кумзеров, М.Ф. Лимонов, К.Б. Самусев, А.В. Селькин, Оптическая характеристика натуральных и синтетических опалов методом спектроскопии брэгговского отражения// ФТТ – 2007. – Т. 49. – В. 4. – С. 674–680.
140. A.V. Baryshev, R. Fujikawa, A.B. Khanikaev, H. Uchida, M. Inoue, Evidence of a collapse of the TM photonic stop bands in high-contrast photonic crystals// Proceedings of 14th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Tech. Proc. – 2006. – P. 287–288.
141. M.V. Rybin, A.V. Baryshev, M. Inoue, A.A. Kaplyanskii, V.A. Kosobukin, M.F. Limonov, A.K. Samusev, A.V. Sel'kin, Complex interaction of polarized light with three-dimensional opal-based photonic crystals: Diffraction and transmission studies// Photonics Nanostruct. Fundam. Appl. – 2006. – V. 4. – P. 146–154.
142. A. V. Baryshev, A. B. Khanikaev, R. Fujikawa, H. Uchida, M. Inoue, Polarized light coupling to thin silica-air opal films grown by vertical deposition// Phys. Rev. B – 2007. – V. 76. – P. 014305.
143. А.Г. Баженова, А.В. Селькин, А.Ю. Меньшикова, Н.Н. Шевченко, Поляризационное подавление брэгговских рефлексов при отражении света от фотонных кристаллов// ФТТ – 2007. – Т. 49. – В. 11. – С. 2010–2021.

144. M. Rybin, A. Baryshev, A. Khanikaev, M. Inoue, K. Samusev, A. Sel'kin, G. Yushin, M. Limonov, Selective manipulation of stop-bands in multi-component photonic crystals: Opals as an example// *Phys. Rev. B* – 2008. – V. 77. – P. 205106.
145. S. G. Romanov, M. Bardosova, I. M. Povey, M. E. Pemble, C. M. Sotomayor Torres, Understanding of transmission in the range of high-order photonic bands in thin opal film// *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – V. 92. – P. 191106/3.
146. K. M. Ho, C. T. Chan, C. M. Soukoulis, Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures// *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – V. 65. – P. 3152.
147. H. S. Sözüer, J. W. Haus, R. Inguva, Photonic bands: Convergence problems with the plane-wave method// *Phys. Rev. B* – 1992. – V. 45. – P. 13962.
148. K. Busch and S. John, Photonic band gap formation in certain self-organizing systems// *Phys. Rev. E* – 1998. – V. 58. – P. 3896.
- J. V. Sanders, Diffraction of light by opals// *Acta Cryst., Sect. A* – 1968. – V. 24. – P. 427–434 (1968).
150. I. I. Tarhan and G. H. Watson, Photonic band structure of fcc colloidal crystals// *Phys. Rev. Lett.* – 1996. – V. 76. – P. 315–318.
151. J. F. Bertone, P. Jiang, K. S. Hwang, D. M. Mittleman, V. L. Colvin, Thickness dependence of the optical properties of ordered silica-air and air-polymer photonic crystals// *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – V. 83. – P. 300–303.
152. R.M. Amos, J.G. Rarity, P.R. Tapster, T.J. Shepherd, S. C. Kitson, Fabrication of large-area face-centered-cubic hard-sphere colloidal crystals by shear alignment// *Phys. Rev. E* – 2002. – V. 61. – P. 2929.
153. R. Rengarajan, D. Mittleman, C. Rich, V. Colvin, Effect of disorder on the optical properties of colloidal crystals// *Phys. Rev. E* – 2005. – V. 71. – P. 016615.
154. D. R. E. Snoswell, A. Kontogeorgos, J. J. Baumberg, T.D. Lord, M.R. Mackley, P. Spahn, G.P. Hellmann, Shear ordering in polymer photonic crystals// *Phys. Rev. E* – 2010. – V. 81. – P. 020401.

155. M. Inoue, A.A. Fedyanin, A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, H. Uchida, A.B. Granovsky, *Frontiers in Magneto-optics of Magnetophotonic Crystals*// *J. Magnetism – 2006. – V. 11. – P. 195–207.*
156. Samples were purchased from “Opalon” Company, Moscow, Russia.
157. A.P. Vinogradov, Yu.E. Lozovik, A.M. Merzlikin, A. V. Dorofeenko, I. Vitebskiy, A. Figotin, A.B. Granovsky, A. A. Lisyansky Inverse Borrmann effect in photonic crystals// *Phys. Rev. B – 2009. – V. 80. – P. 235106.*
158. W. Voigt, *Lehrbuch der Kristallphysik – 1928. – Teubner, Berlin.*
159. A. Reuss, Berechnung der Fließgrenze von Mischkristallen auf Grund der Plastizitätsbedingung für Einkristalle// *Z. Angew. Math. Mech. – 1929. – V. 9. – Nr. 1. – P. 49–58.*
160. E.P. Velikhov, A.M. Dykhne, *Proceedings of the Sixth International Conference on Ionization Phenomenon in Gases* edited by P. Hubert S.E.R.M.A., Paris// – 1963. – P. 511.
161. A.P. Vinogradov, *Electrodynamics of Composite Materials URSS, Moscow*// – 2002. – P. 38.
162. G.S. Johnson, D.J. Joannopoulos, *Photonic Crystals. The road from Theory to Practice.* – Kluwer Academic Publishers. – 2002. – Boston.
163. A. Figotin, I. Vitebskiy, Absorption suppression in photonic crystals// *Phys. Rev. B – 2008. – V. 77. – P. 104421.*
164. A.V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue, Magneto-optical properties of three-dimensional magnetophotonic crystals// *IEEE Trans. Magn. – 2004. – V. 40. – P. 2829–2831.*
165. C. Koerdt, G.L.J.A. Rikken, E.P. Petrov, Faraday effect of photonic crystals// *Appl. Phys. Lett. – 2003. – V. 82. – P. 1538–1540.*
166. A. Khanikaev, A. Baryshev, R. Fujikawa, P. B. Lim, M. Inoue, A. B. Granovsky, Magneto-optical properties of three-dimensional photonic crystals with a planar magnetic defect// *Proc. SPIE – 2006. – V. 6182. – P. 61820M–61826M.*

167. Spheres were purchased from Nippon Shokubai Co.
<http://www.shokubai.co.jp/eng/>
168. A.V. Baryshev, K. Kawasaki, M. Inoue, Magnetophotonic crystals with metalized surfaces: an approach to optical biosensors// International Workshop on BioPhotonics – 2011. – IEEE Xplore Digital Library, 10.1109/IWBP.2011.5954808.
169. A.V. Baryshev, K. Kawasaki, P. B. Lim, M. Inoue, Interplay of surface resonances in one-dimensional plasmonic magnetophotonic crystal slabs// Phys. Rev. B – 2012. – V. 85. – P. 205130.
170. S.I. Khartsev, A.M. Grishin, $[\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}]^m$ magneto-optical photonic crystals// Appl. Phys. Lett. – 2005. – V. 87. –P. 122504.
171. Образец был предоставлен А.М. Гришиным.
172. M. Piliarik, J. Homola, Surface plasmon resonance (SPR) sensors: approaching their limits?// Opt. Express – 2009. – V. 17. –P. 16506.
173. K. Kawasaki, *Master Degree Dissertation*. – 2012. – Toyohashi University of Technology, Japan.
174. A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, M. Inoue, Efficiency of optical sensing by a plasmonic photonic-crystal slab// J. Phys. D: Appl. Phys. – 2013. – V. 46. – P. 125107.
175. A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, M. Inoue, Plasmonic photonic-crystal slab as an ultrasensitive and robust optical biosensor// Proc. SPIE, Photonic and Phononic Properties of Engineered Nanostructures III – 2013. – V. 8632. –P. 863209.
176. A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, Approach to visualization of and optical sensing by Bloch surface waves in noble or base metal-based plasmonic photonic crystal slabs// Appl. Optics – 2014. – V. 53. – I. 14. – P. 3142–3146.
177. A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, Plasmonic photonic-crystal slabs: visualization of the Bloch surface wave resonance for an ultrasensitive, robust and reusable optical biosensor// Crystals – 2014. – V. 4. – I. 4. – P. 498–508.
- L.D. Landau, E.M. Lifshitz, L.P. Pitaevskii, *Electrodynamics of Continuous Media 2nd edition* – 1995. – Butterworth Heinemann. – Oxford.

179. R. Slavik, J. Homola, H. Vaisocherova, Advanced biosensing using simultaneous excitation of short and long range surface plasmons// *Meas. Sci. Technol.* – 2006. – V. 17. – P. 932.
180. E.D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids* – 1991. – Academic Press.
181. Landolt-Bornstein Database (<http://www.springermaterials.com>).
182. H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Grating* – 1988. – Springer.
183. S. Ozaki, H. Kura, H. Maki, T. Sato, Size effect in magneto-optical properties of Co nanoparticles dispersed systems// *J. Appl. Phys.* – 2009. – V. 106. – P. 123530.
184. V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, A.K. Zvezdin, Extraordinary magneto-optical effects and transmission through metal-dielectric plasmonic systems// *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – V. 98. – P. 077401.
185. L. Wang, C. Clavero, Z. Huba, K. J. Carroll, E. E. Carpenter, D. Gu, R. A. Lukaszew, Plasmonics and enhanced magneto-optics in core-shell Co-Ag nanoparticles// *Nano Lett.* – 2011. – V. 11. – P. 1237–1240.
186. A.V. Chetvertukhin, A. V. Baryshev, H. Uchida, M. Inoue, A. A. Fedyanin, Resonant surface magnetoplasmons in two-dimensional magnetoplasmonic crystals excited in Faraday configuration// *J. Appl. Phys.* – 2012. – V. 111. – P. 07A946.
187. J. B. González-Díaz, A. García-Martín, G. A. Reig, Unusual magneto-optical behavior induced by local dielectric variations under localized surface plasmon excitations// *Nanoscale Res. Lett.* – 2011. – V. 6. – P. 408.
188. A.V. Baryshev, H. Uchida, M. Inoue, Peculiarities of plasmon-modified magneto-optical response of gold-garnet structures// *J. Opt. Soc. Am. B* – 2013. – V. 30. – I. 9. – P. 2371–2376.
189. Optical constants for the fabricated thin Bi:YIG films were evaluated by a J. A. Woollam Co. ellipsometer.

190. M. Meier, A. Wokaun, P.F. Liao, Enhanced fields on rough surfaces: dipolar interactions among particles of sizes exceeding the Rayleigh limit// J. Opt. Soc. Am. B – 1985. – V. 2. – P. 931–948.
191. B. Lamprecht, G. Schider, R.T. Lechner, H. Ditlbacher, J.R. Krenn, A. Leitner, F.R. Aussenegg, Metal nanoparticle gratings: influence of dipolar particle interaction on the plasmon resonance// Phys. Rev. Lett – 2000. – V. 84. – P. 4721–4724.
192. A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, Tunable plasmonic thin magneto-optical wave plate// J. Opt. Soc. Am. B – 2016. – V. 33(6). – in production.