

Таврический национальный университет имени В. И. Вернадского

На правах рукописи

**МИХАЙЛОВА ТАТЬЯНА ВЛАДИСЛАВОВНА**

УДК 537.6

**ОДНОМЕРНЫЕ МАГНИТОФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ С  
МОДИФИЦИРОВАННЫМ МАГНИТОАКТИВНЫМ СЛОЕМ**

01.04.11 Физика магнитных явлений

**Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук**

Научный руководитель  
Бержанский Владимир Наумович,  
доктор физико-математических наук,  
профессор

Симферополь – 2014

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Содержание.....</b>	<b>2</b>
<b>Перечень условных сокращений .....</b>	<b>5</b>
<b>Введение .....</b>	<b>6</b>
<b>Раздел 1 Висмут-замещённые ферриты-гранаты в магнитофотонике ....</b>	<b>13</b>
1.1 Висмут-замещённые ферриты-гранаты: синтез, структура и свойства	13
1.1.1 <i>Кристаллическая структура и особенности синтеза висмут-замещённых ферритов-гранатов .....</i>	13
1.1.2 <i>Влияние висмута на магнитные, оптические и магнитооптические свойства ферритов-гранатов .....</i>	20
1.2 Магнитофотонные кристаллы на основе плёнок висмут-замещённых ферритов-гранатов. Эффекты Фарадея и Керра .....	27
1.3 Выводы первого раздела .....	34
<b>Раздел 2 Синтез и методы исследования оптических, магнитооптических и магнитных свойств плёнок ферритов-гранатов и многослойных структур на их основе.....</b>	<b>36</b>
2.1 Синтез плёнок ферритов-гранатов и многослойных структур на их основе .....	36
2.1.1 <i>Синтез и состав висмутсодержащих гранатовых мишеней .....</i>	36
2.1.2 <i>Оптимальные режимы синтеза плёнок ферритов-гранатов .....</i>	37
2.1.3 <i>Синтез многослойных структур одномерных магнитофотонных кристаллов .....</i>	42
2.2 Методы исследований оптических, магнитооптических и магнитных свойств плёнок ферритов-гранатов и многослойных структур на их основе.	44
2.2.1 <i>Измерение оптических спектров, методы определения показателя преломления, поглощения и толщины тонких плёнок .....</i>	44
2.2.2 <i>Измерение магнитооптических спектров и петель гистерезиса ..</i>	49

2.2.3 <i>Феноменологическое и микроскопическое описание магнитооптических эффектов и магнитооптическая спектроскопия</i> .....	52
2.2.4 <i>Метод матриц переноса для расчёта оптических и магнитооптических свойств многослойных структур</i> .....	58
2.3 Выводы второго раздела.....	63
<b>Раздел 3 Магнитоактивные слои для одномерных магнитофотонных кристаллов.....</b>	<b>65</b>
3.1 Характеристики плёнок и модифицированных слоёв ферритов-гранатов для одномерных магнитофотонных кристаллов .....	65
3.1.1 <i>Состав и кристаллическое качество</i> .....	65
3.1.2 <i>Оптические спектры пропускания, показатель преломления, поглощение и шероховатость поверхности</i> .....	66
3.1.3 <i>Магнитооптические спектры и петли гистерезиса</i> .....	70
3.2 Структура переходных слоёв «плёнка феррита-граната – подложка гадолиний галиевого граната» .....	74
3.2.1 <i>Магнитооптические свойства и магнитные фазовые состояния наноразмерных плёнок висмут-замещённых ферритов-гранатов</i> .....	74
3.2.2 <i>Магнитооптические свойства и магнитные фазовые состояния структур на основе наноразмерных плёнок висмут-замещённых ферритов-гранатов</i> .....	88
3.3 Выводы третьего раздела .....	91
<b>Раздел 4 Оптимизация и определение оптических и магнитооптических характеристик одномерных магнитофотонных кристаллов с модифицированным магнитоактивным слоем .....</b>	<b>93</b>
4.1 Одномерный магнитофотонный кристалл периодической структуры с модифицированным магнитоактивным слоем .....	94
4.2 Одномерные магнитофотонные кристаллы микрорезонаторной структуры с модифицированным магнитоактивным слоем .....	97

<i>4.2.1 Оптимизация структуры и магнитооптический фактор качества.</i>	98
<i>4.2.2 Формирование спектральных зависимостей эффектов Фарадея, полярного эффекта Керра и Магнитного кругового дихроизма (моделирование методом матриц 4 x 4)</i> .....	106
<i>4.2.3 Резонансное усиление магнитооптических эффектов в одномерных магнитофотонных кристаллах с модифицированным магнитоактивным слоем (эксперимент и теория)</i> .....	110
<b>4.3 Выводы четвёртого раздела</b> .....	<b>119</b>
<b>Заключение</b> .....	<b>122</b>
<b>Список использованных источников</b> .....	<b>126</b>
<b>Приложение А</b> .....	<b>143</b>
<b>Приложение Б</b> .....	<b>147</b>

## ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

1D-MPC – одномерные магнитофотонные кристаллы  
Bi: IG – висмут-замещённый феррит-гранат  
BIG – висмутовый феррит-гранат  
FHL – магнитооптическая петля гистерезиса  
FR – фарадеевское вращение  
GGG – гадолиний гелиевый гранат  
KR – керровское вращение  
LCP – лево циркулярно поляризованный  
LPE – жидкофазная эпитаксия  
MCD – магнитный круговой дихроизм  
PBG – фотонная запрещённая зона  
PC – фотонный кристалл  
PLD – импульсное лазерное осаждение  
RCP – право циркулярно поляризованный  
RIBS – реактивное ионно-лучевое распыления  
ИК – инфракрасный  
КМЦГГ – кальций-марганец-цирконий-гадолиний-галиевый гранат  
МО – магнитооптический  
МФП – магнитный фазовый переход  
СВЧ – сверхвысокие частоты  
СПМФП – спин-переориентационный магнитный фазовый переход

## ВВЕДЕНИЕ

**Актуальность темы.** Диссертационная работа посвящена исследованию актуальных вопросов магнитооптики тонких и наноразмерных плёнок висмут-замещённых ферритов-гранатов (bismuth-substituted iron garnet – Bi: IG) и одномерных магнитофотонных кристаллов (one-dimensional magnetophotonic crystals – 1D-MPC) на их основе. 1D-MPC вызывают значительный интерес как искусственные наноструктурированные среды для создания микроминиатюрных устройств оптоэлектроники, систем отображения, хранения и передачи информации, магнитной голограмии, сенсоров [1].

Современная история фотонных кристаллов (photonic crystal – PC) началась с работ Е. Яблуновича [2, 3], в которых впервые введён в научный обиход термин «фотонный кристалл», сформулирована концепция фотонной запрещенной зоны (photonic band gap – PBG) и проведена аналогия между свойствами PC и кристаллических материалов. PC представляет собой пространственно неоднородную структуру, характеризующуюся изменением диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  с периодом, допускающую брэгговскую дифракцию света. Периодичность изменения  $\epsilon$  создают в одной, двух, или трех пространственных координатах, формируя, одно-, двух- или трехмерные PC (1D-, 2D- или 3D-PC, соответственно). За счёт явлений интерференции и дифракции при определённых параметрах структуры (геометрических размерах и оптических свойствах составляющих элементов) в некотором фиксированном диапазоне формируется PBG, в пределах которой распространение света подавлено во всех («полная» PBG) или в некоторых выбранных направлениях («неполная» PBG, или псевдо-PBG, или стоп-зона). Растущий интерес к уникальным свойствам PC и магнитооптическим (МО) свойствам плёнок Bi: IG, получаемых методами вакуумного осаждения из паровой фазы, послужил основанием к созданию группой японских

исследователей первых структур магнитофотонных кристаллов (magnetophotonic crystals – MPC), РС содержащих магнитные материалы [4-6].

Сегодня создано целое направление магнитооптики, магнитофотоника, которое занимается разработкой новых идей и МО устройств на основе MPC. Большинство устройств сконструировано на использовании МО эффектов Фарадея и Керра, возникающих во входящих в MPC ферримагнитных Bi: IG и усиленных структурой за счёт явлений интерференции и дифракции. Наибольшие достижения по усилению эффектов Фарадея и Керра были получены именно для 1D-MPC [1]. На основе 1D-MPC с Bi: IG созданы МО пространственные модуляторы света с высокой скоростью переключения (несколько ГГц) [7-9], макеты матрицы отдельных пикселей для МО дисплея с низкими полями управления [10], полутоновый и пространственно-фазовый модуляторы [11-13] и устройства для МО памяти [14]. Основной проблемой проектирования структур 1D-MPC для различных применений является увеличение МО добротности и нахождение оптимального соотношения величины угла поворота плоскости поляризации и интенсивности света, распространяющегося через кристалл. Решение данной проблемы усложняется особенностями синтеза плёнок ферритов-гранатов с высоким содержанием Bi, имеющих высокие значения углов фарадеевского и керровского вращений. Свойства наноразмерных плёнок Bi: IG существенно зависят от условий синтеза, типа подложки и характеристик интерфейса. Качество структуры в целом будет зависеть от качества выполнения и свойств её структурных элементов.

Таким образом, поиск новых типов структур 1D-MPC и технологий их создания на основе магнитных плёнок многокомпонентных Bi: IG с оптимальными оптическими и МО свойствами является важной практической и теоретической задачей современной магнитооптики и магнитофотоники. Актуальность данной работы состоит в разработке 1D-MPC нового типа на основе многокомпонентных Bi: IG и в выявлении

особенностей МО эффектов, возникающих в магнитоактивных слоях и структурах 1D-MPC.

**Связь работы с научными программами, планами, темами.** Диссертационная работа выполнена на кафедре экспериментальной физики в сотрудничестве с Отделом функциональных материалов и волоконной оптики Таврического национального университета имени В.И. Вернадского в рамках следующих научно-технических и научно-исследовательских работ по проектам Министерства образования и науки Украины: «Взаимодействие электромагнитных полей различных диапазонов с магнитными монокристаллами, микро- и наноструктурами» (№ госрегистрации 0112U000449); «Статистические и динамические эффекты в магнитоупорядоченных кристаллах и структурах» (№ 0113U004207); «Синтез многослойных тонкопленочных структур для одномерных магнитофотонных кристаллов» (№ 0109U007293); «Плазмонные магнитофотонные кристаллы на основе тонкопленочных многослойных гетероструктур для нанофотоники» (№ 0113U004422).

**Цель и задачи исследования.** Цель данной работы состоит в разработке 1D-MPC с магнитоактивным слоем из многокомпонентных Bi: IG и оптимальными оптическими и МО параметрами и выявление особенностей МО эффектов, возникающих в магнитных слоях и структурах 1D-MPC. Для достижения данной цели в рамках диссертации поставлены и решаются следующие *задачи*:

**1.** Исследование оптических и МО свойств плёнок многокомпонентных Bi: IG для структурных элементов 1D-MPC в зависимости от условий синтеза.

**2.** Исследование структуры переходного слоя «плёнка – подложка» и магнитных фазовых состояний в наноразмерных однослойных и двухслойных плёнках Bi: IG, синтезированных на ионно-обработанных подложках.

**3.** Решение уравнений Максвелла для 1D-МРС с магнитоактивным слоем из многокомпонентных Bi: IG, определение оптимальных оптических и МО параметров магнитоактивных слоёв и конфигураций 1D-МРС.

**4.** Выявление особенностей линейных по намагниченности МО эффектов в 1D-МРС с магнитоактивным слоем из многокомпонентных Bi: IG в полярной геометрии, сравнение экспериментальных данных и теоретических расчётов.

**Объект и предмет исследования.** *Объект:* тонкие и наноразмерные плёнки многокомпонентных Bi: IG и 1D-МРС на их основе. *Предмет:* эффекты взаимодействия электромагнитных полей оптического и ближнего инфракрасного диапазона с магнитными плёнками Bi: IG и 1D-МРС на их основе.

**Методы исследования.** Основными методами определения влияния условий кристаллизации, материала и ионной обработки подложки на состав и свойства тонких и наноразмерных плёнок Bi: IG и исследования свойств 1D-МРС являются методы МО и оптической спектроскопии. Для моделирования структуры и свойств 1D-МРС использован метод матриц переноса  $4 \times 4$  решения основных электродинамических уравнений Максвелла с тензорами диэлектрической проницаемости функциональных слоёв 1D-МРС. Решение уравнений Максвелла и аппроксимация экспериментальных зависимостей оптических и МО спектров реализованы с использованием численных методов.

**Научная новизна результатов,** выносимых на защиту, состоит в следующем:

**1.** Впервые для создания структур 1D-МРС с негранатовыми немагнитными слоями и высоким содержанием Bi предложен модифицированный магнитоактивный слой, состоящий из Bi: IG с низким (буферный слой) и высоким (основной магнитоактивный слой) содержанием Bi.

**2.** Впервые МО методами идентифицированы структура переходного слоя «плёнка – подложка» и магнитные фазовые переходы (МФП) в наноразмерных плёнках Ві: IG и структурах на их основе. Обнаружены магнитное упорядочение и магнитооптическая активность в плёнках толщиной несколько элементарных ячеек.

**3.** В результате модельных расчётов и исследований свойств полученных структур 1D-MPC на основе модифицированных слоёв впервые определены эффективные конфигурации 1D-MPC с максимальными значениями угла поворота плоскости поляризации, добротности и коэффициентов усиления МО эффектов. Полученные значения фарадеевского вращения превосходят в 2-3 раза известные экспериментальные и теоретические результаты для структур 1D-MPC микрорезонаторного типа с негранатовыми немагнитными слоями.

**4.** Впервые экспериментально и теоретически исследованы спектральные зависимости эффекта магнитного кругового дихроизма (Magnetic circular dichroism – MCD) микрорезонаторных структур 1D-MPC. В результате моделирования свойств рассмотрено влияние MCD в магнитоактивном слое на асимметрию форм резонансных пиков спектров МО эффектов микрорезонаторных 1D-MPC.

**Достоверность** результатов подтверждается воспроизводимостью полученных экспериментальных зависимостей и их соответствием теоретическим обоснованиям и расчётом. Основные результаты согласуются с экспериментальными и теоретическими данными, полученными ведущими зарубежными, украинскими и российскими научными группами в данной области.

**Практическая значимость полученных результатов.** Полученные в работе теоретические и экспериментальные результаты показали, что характеристики МО устройств магнитооптики и магнитофотоники – вращателей и переключателей, созданных на основе 1D-MPC с плёнками Ві:

IG – можно значительно улучшить, используя в структурах 1D-МРС модифицированный магнитоактивный слой. Уникальные свойства наноразмерных слоёв Bi: IG могут быть задействованы в устройствах плазмоники и спинtronики (для создания спиновых токов и вентилях)..

**Личный вклад соискателя.** Соискатель принимал участие в постановке целей и задач исследования, обработке и интерпретации экспериментальных результатов, представленных в диссертации и публикациях [15-42], в написании текстов и подготовке научных статей [15-20] в составе авторского коллектива, представлял доклады на конференциях и семинарах. Соискатель проводил измерения оптических спектров пропускания плёнок и структур 1D-МРС. Все расчёты спектральных характеристик плёнок Bi: IG и многослойных структур на их основе, были выполнены автором самостоятельно.

**Апробация результатов диссертации.** Результаты работы были представлены на следующих международных конференциях, семинарах и симпозиумах: Международные конференции “Oxide Materials for Electronic Engineering” [21, 22, 32], V Международная конференция молодых ученых “Low Temperature Physics” [23], XIV Международная конференция “Physics and Technology of Thin Films and Nanosystems” [24], 6-я Международная конференция “Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers” [25], Международные конференции “Functional Materials” [26-29, 38, 39, 42], Украинско-японской конференции по вопросам научно-промышленного сотрудничества [30], Научный международный симпозиум “Magnetics and Optics Research International Symposium” [31, 36], IV-я и V-я Международные научные конференции «Функциональная база наноэлектроники» [33, 37], Симпозиум “Advanced Electromagnetics Symposium” [34], международном научно-практическом форуме «Наука и бизнес – основа развития экономики» [35], III-я Международная научная конференция «Функциональная компонентная база микро-, опто- и наноэлектроники» [40], Международный

семинар для молодых учёных “Optics, Photonics and Metamaterials” [20]. Представление результатов на Международной конференции “Functional Materials – 2011” [38] отмечено дипломом за лучший доклад молодых учёных.

**Публикации.** По теме диссертации опубликовано 28 печатных работ, в том числе 6 статей в реферируемых и международных журналах, 22 статьи в сборниках трудов и тезисов международных конференций, семинаров, симпозиумов и научно-практических форумов.

**Структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех разделов, заключения, благодарностей и списка использованных источников и двух приложений. Общий объем диссертации составляет 147 страниц машинописного текста, включая 53 рисунка и 9 таблиц. Список использованных источников содержит 140 наименований.

# РАЗДЕЛ 1

## ВИСМУТ-ЗАМЕЩЁННЫЕ ФЕРРИТЫ-ГРАНАТЫ В МАГНИТОФОТОНИКЕ

### 1.1 Висмут-замещённые ферриты-гранаты: синтез, структура и свойства

Среди материалов, применяемых для магнитооптических (МО) устройств приёма и обработки информации, особое место занимают висмут-замещённые ферриты-гранаты  $\text{Bi:IG}$ . В зависимости от химического состава, особенно от содержания  $\text{Bi}$ , МО активность и другие физические свойства  $\text{Bi:IG}$  (намагниченность, анизотропия, коэрцитивная сила и т.п.) могут варьироваться в широком диапазоне.

#### 1.1.1 Кристаллическая структура и особенности синтеза висмут-замещённых ферритов-гранатов

С момента открытия ферритов-гранатов, кристаллическая структура граната активно исследовалась в основном на примере феррита-граната иттрия  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (yttrium iron garnet – YIG) [43]. Гранаты относят к пространственной группе Шубникова  $O_h^{10}$ -Ia3d (при температурах ниже температуры Кюри  $T_C$ ) и точечной группе  $m\bar{3}m$ . Кубическая объёмно-центрированная элементарная ячейка граната (рис. 1.1) содержит 8 одинаковых октантов, отвечающих формульному составу:

$$\{\sum \text{Re}_i\}_3 [\text{Fe,Me}]_2 (\text{Fe,D})_3 \text{O}_{12}, \quad (1.1)$$

где фигурные скобки { } обозначают позиции додекаэдрического ( $c$ ), квадратные скобки [ ] – октаэдрического ( $a$ ) и круглые скобки ( ) – тетраэдрического ( $d$ ) расположения среди ионов кислорода  $\text{O}^{2-}$ ;  $\text{Re}_i$  – редкоземельные ионы ( $\text{Y}^{3+}$ ,  $\text{Bi}^{3+}$ ,  $\text{Gd}^{3+}$ ,  $\text{Lu}^{3+}$ ,  $\text{Dy}^{3+}$ ,  $\text{Pb}^{2+}$ ,  $\text{Ce}^{4+}$ );  $\text{Me}$  – ионы,

замещающие железо  $\text{Fe}^{3+}$  в  $a$ -подрешетке ( $\text{Sc}^{3+}$ ,  $\text{Al}^{3+}$ ,  $\text{Ga}^{3+}$ ,  $\text{In}^{3+}$ ,  $\text{Pb}^{2+}$ ,  $\text{Ti}^{4+}$ , редкоземельные элементы с малым ионным радиусом);  $D$  – ионы, замещающие железо  $\text{Fe}^{3+}$  в  $d$ -подрешетке ( $\text{Ga}^{3+}$ ,  $\text{Al}^{3+}$ ,  $\text{V}^{5+}$ ,  $\text{Si}^{4+}$ ,  $\text{Ge}^{4+}$ ). Т.о. в элементарной ячейке граната 160 позиций, образованных 96 ионами  $\text{O}^{2-}$  ( $h$ -позициями): 24  $c$ , 16  $a$  и 24  $d$ .

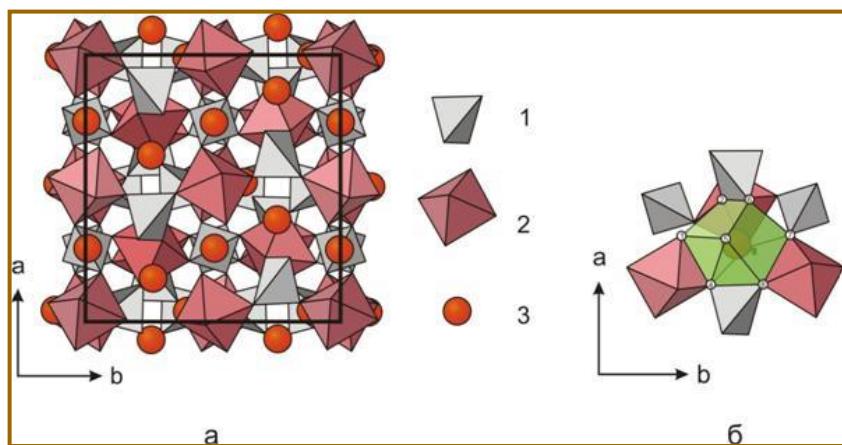


Рис. 1.1. Структура феррита-граната: а) элементарная ячейка; б) координационные полиэдры (1 – тетраэдр, 2 – октаэдр, 3 – додекаэдр) [44].

Каждый из октантов имеет ось третьего порядка вдоль одной из его диагоналей. Октанты связаны друг с другом  $180^\circ$  вращением вокруг общей для них линии  $d-c$ . Каждый октант состоит из 9 ионов в  $a$ -позициях, образованных кислородом в каждой его вершине и в центре. Каждая грань октанта делится пополам линией, на которой находятся  $d$ - и  $c$ -катионы на расстоянии четверти параметра ячейки друг от друга.

В структуре граната додекаэдр (рис. 1.1, б) представляет собой скрученный куб с гранями, преломленными диагональными рёбрами. Додекаэдр разделяет два противоположно расположенных ребра с разными тетраэдрами, четыре с разными октаэдрами и четыре с другими додекаэдрами. Каждый октаэдр и тетраэдр разделяют соответственно шесть и два ребра с додекаэдрами. Октаэдры и тетраэдры имеют только общие узлы. Додекаэдры, октаэдры и тетраэдры не имеют общих граней. Степень

деформации полиэдров определяется положением анионов, так как каждый из них принадлежит одному тетраэдру, одному октаэдру и двум додекаэдрам.

Параметр решётки  $a$  структуры ферритов-гранатов сильно зависит от состава и варьируется в диапазоне от 12,283 Å для  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  [45] до 12,63 Å для  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  [46]. Самый меньший параметр решётки у гранатовой структуры  $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$   $a = 11,91$  Å. Количественно параметр решётки многокомпонентного граната можно оценить с помощью закона Вегарда, связывающего величину  $a$  с концентрацией и радиусами составляющих ионов и дающего хорошее совпадение с экспериментальными данными [47]. Так как ионный радиус  $\text{Bi}^{3+}$  (1,132 Å) существенно больше ионного радиуса иттрия  $\text{Y}^{3+}$  (1,017 Å) и др. редкоземельных элементов, то самые большие значения  $a$  имеют именно  $\text{Bi}$ : IG и, как их предельный случай, полностью  $\text{Bi}$ -замещенный феррит-гранат  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (BIG) с  $a = 12,63$  Å. Вследствие этого существует трудность формирования  $\text{Bi}$ : IG с высоким содержанием  $\text{Bi}$  и недеформированной кристаллической решёткой [48], а фаза BIG является термодинамически нестабильной [49, 50].

Для создания плёнок  $\text{Bi}$ : IG наиболее широкое распространение получили методы жидкофазной эпитаксии (liqued phase epitaxy – LPE) [48, 51-53], импульсного лазерного осаждения (pulsed laser deposition – PLD) [54-59] и реактивного ионно-лучевого распыления (reactive ion beam sputtering – RIBS) [15, 19, 20, 46, 60, 61]. Менее распространены радиочастотное распыление (radio-frequency sputtering – RFS) [62, 63], электронно-циклотронное резонансное распыление (electron cyclotron resonance sputtering – ECRS) [64, 65] и метал-органическое химическое осаждение из газовой фазы (metal organic chemical vapour deposition – MOCVD) [66].

Метод LPE позволяет получать монокристаллические плёнки  $\text{Bi}$ : IG высокого качества с однородным и контролируемым составом. Однако, использование раствора-расплава с большим содержанием  $\text{Bi}$ , который в переохлажденном состоянии является неустойчивым, делает невозможным

управление ростом монокристаллических плёнок на затравку. Кроме того, использование раствора-расплава с высокой концентрацией  $\text{Bi}$  крайне нежелательно из-за интенсивной коррозии платиновых тиглей. В процессе роста образца возможно также и попадание в состав некоторого количества свинца из раствора-расплава, что значительно влияет на оптические и магнитооптические характеристики. Вследствие этого, замещение  $\text{Bi}$  в решётке феррита-граната ограничено величиной 1,18 ат./ф.ед. ( $\text{Y}_{1,12}\text{Bi}_{1,18}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) [52] и 2,3 ат./ф.ед. в плёнках  $\text{Bi}_{2,3}(\text{YLu})_{0,7}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  [53]. Следует отметить, что метод LPE неэффективен для получения многослойных тонкопленочных или наноразмерных структур.

Синтез  $\text{Bi:IG}$  со значительным замещением  $\text{Bi}$  в виде гранатовой фазы осуществлён методами вакуумного осаждения из паровой фазы (PLD, RIBS, RFS, ECRS, MOCVD) [15, 18-20, 48-66]. Данные методы позволяют создать условия, при которых образование гранатовой фазы наиболее вероятно, а реакция кристаллизации происходит при относительно низких температурах, при которых гранатообразующий  $\text{Bi}$  быстро термализуется [60]. При этом для получения высококачественных гранатовых плёнок необходимо соблюдение оптимального режима распыления (скорости распыления мишени, парциального давления аргона и кислорода, материала и температуры подложки и других условий). Отклонение любого параметра от оптимального значения приводит к формированию дефектов, образованию других кристаллических фаз или нестехиометричности состава (нарушению соотношения содержания  $\text{Bi}$  к  $\text{Fe}$   $x_{\text{Bi/Fe}}$ ). Так для плёнок чистого  $\text{BIG}$ , получаемого методами вакуумного осаждения из паровой фазы, характерен разброс структурных параметров [55, 57, 67]:  $a$  варьируется в диапазоне от 12,619 до 12,671 Å,  $x_{\text{Bi/Fe}}$  – от 0,48 до 0,68. Распыляемую мишень традиционно [20, 46, 49] получают керамическим методом.

Первые результаты по синтезу плёнок  $\text{Bi:IG}$  с высоким содержанием  $\text{Bi}$  (от 1,1 до 2,9) методом RFS опубликованы в работах М. Гоми и М. Абе

(M. Gomi и M. Abe) [63]. Вследствие того, что материал мишени осаждался на стеклянных подложках, плёнки были нестехиометричными по составу, поликристаллическими и без выделенной ориентации кристаллитов. Кроме гранатовой фазы могут присутствовать аморфные или другие фазы, особенно при большом содержании  $Bi$  в образцах. Как правило [60, 63], кристаллизация плёнок на стеклянных или кварцевых подложках происходит непосредственно при последующем отжиге в воздухе при температурах выше  $600^{\circ}C$  (*post-annealing crystallisation*).

Как было показано позже, технология получения плёнок  $Bi:IG$  монокристаллического качества методами вакуумного осаждения из паровой фазы обязательно включает в себя рост плёнки на монокристаллических гранатовых подложках [46, 60, 68] или гранатовых слоях монокристаллического качества [61, 63, 69-71]. Впервые монокристаллические плёнки  $BIG$  были получены методом RIBS и изучены Т. Окудо (T. Okuda) в 1987 г. [46, 60, 61]. Технология данного метода заключается в бомбардировке керамической мишени заданного состава пучком ионов с энергией до 5000 эВ с последующим осаждением распыляемого материала на подложку. Этот процесс происходит в атмосфере аргона с добавкой кислорода. При правильно подобранных условиях синтеза стехиометрия формируемого покрытия идентична мишени. Было показано также, что при оптимальных условиях плёнки  $BIG$  могут быть получены в виде монокристаллических слоёв: эпитаксиальный рост плёнки будет происходить в процессе всего осаждения (*in situ*), если использовать гранатовые монокристаллические подложки с параметрами решёток от 12,383 до 12,569 Å.

Практически все аспекты получения плёнок  $BIG$  и структур 1D-МРС на их основе методом PLD описаны в работах коллектива Королевского технологического института (Royal Institute of Technology) Швеции [57, 72-76]. Преимуществами PLD являются использование «чистого» источника

энергии (вследствие чего плёнка будет иметь низкий уровень загрязнения) и высокая скорость осаждения, которая в 6 раз больше скорости при RIBS [49]. Однако в методе PLD применяется достаточно высокое давление, которое может оказаться критичным для роста сложных оксидов. Согласно результатам исследований [57, 67] стехиометрия полученных методом PLD плёнок может отличаться от соотношения элементов в мишени.

С целью достижения высокого оптического качества в работе [65] была предложена двухэтапная технология создания плёнок BIG. Для этого предварительно напылению самой плёнки проводился синтез буферного слоя толщиной от 2 до 20 нм. Буферный слой распылялся с той же мишени, что и плёнка. Качество кристаллизации и толщина буферного слоя определяли шероховатость и величину оптических потерь основного слоя.

Не смотря на уникальность проявляемых МО свойств, использование монокристаллических плёнок BIG ограничивает высокая стоимость необходимых монокристаллических подложек. С практической точки зрения выгодно выращивать плёнки на недорогих подложках, например подложках плавленого кварца. Но получение чистого поликристаллического BIG на стеклянных или кварцевых подложках проблематично [63, 69-71]. К тому же, поликристаллические плёнки Bi:IG имеют более высокое оптическое поглощение, чем монокристаллические [69-71]. Хотя плёнки с более низким содержанием Bi (до 1 ат./ф.е.) широко применяются в структурах MPC [1].

Вопрос о применении недорогих подложек был решен с помощью двухэтапной технологии синтеза [69-71]. Для этого методом RFS на подложки плавленого кварца  $\alpha$ -SiO<sub>2</sub> предварительно наносили слои немагнитного Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (GGG) или магнитных YIG, Bi<sub>2</sub>DyFe<sub>2,5</sub>Ga<sub>2,5</sub>O<sub>12</sub>, (BiGd)<sub>3</sub>(FeGa)<sub>5</sub>O<sub>12</sub> гранатов, которые подвергались кристаллизации при последующем отжиге на воздухе (в диапазоне температур от 973 до 1073 °C). Нанесённые слои нагревались (с целью эпитаксиального роста) и затем напылялась плёнка BIG. По данным авторов слои YIG и GGG содержали

гранатовую фазу, а слои  $\text{Bi}_2\text{DyFe}_{2,5}\text{Ga}_{2,5}\text{O}_{12}$  – гранатовую фазу с включениями  $\text{BiFeO}_3$ . Параметры решёток GGG и BIG составили, соответственно, 1,2488 и 1,2671 нм, что существенно больше, чем у монокристаллических плёнок (1,2388 и 1,2624 нм, соответственно). Последнее свидетельствует, что плёнки BIG содержат большое количество атомных дефектов и являются поликристаллическими. Таким образом, плёнки Bi: IG с высоким содержанием Bi необходимого оптического и магнитооптического качества на негранатовых подложках кристаллизовать не удалось, а двухэтапная технология синтеза требует дальнейшей отработки.

Следует отметить, что в литературе существует недостаток информации о связи между свойствами тонких плёнок Bi: IG и состоянием поверхности подложек. О формировании переходных слоёв на границе раздела «плёнка – подложка», получаемых методами вакуумного осаждения из паровой фазы, сообщалось для плёнок  $\text{Bi}_2\text{Dy}_1\text{Fe}_4\text{Ga}_1\text{O}_{12}$  [77], YIG [55, 56] и BIG [59]. В работе [78] было показано, что обработка поверхности подложек низкоэнергетическими ионами  $\text{Ar}^+$  (100 eV) препятствует эпитаксиальному росту плёнок  $(\text{GdBi})_3(\text{Fe,Al,Ga})_5\text{O}_{12}$ . Связано это с формированием повреждённого слоя толщиной около 0,5 нм. Формирование структурно повреждённого слоя толщиной 12 нм после обработки поверхности эпитаксиальных плёнок YIG ионами  $\text{O}^{2-}$  с энергией 0,5-2 кэВ было продемонстрировано в [79]. Однако, в данных исследованиях не рассматривалось влияние предварительной обработки поверхности подложки на свойства тонких и наноразмерных плёнок. Ограничением является и выбор методов исследований структуры переходных и поверхностных наноразмерных слоёв. Так в работах [55, 56, 59] наряду с традиционными методами рентгеновской дифракции применялись и магнитные и МО методы, основанные на анализе поведения магнитных петель гистерезиса [55, 56] или спектральных зависимостей полярного и меридионального эффектов Керра [59].

## 1.1.2 Влияние висмута на магнитные, оптические и магнитооптические свойства ферритов-гранатов

Как показывают исследования Bi: IG, получаемых, как и методом LPE, так и методами вакуумного осаждения из паровой фазы, проявляют одинаковые тенденции в изменении магнитных, оптических и магнитооптических свойств с ростом содержания Bi.

Фундаментальные *магнитные свойства* ферритов-гранатов определяются главным образом ионами  $Fe^{3+}$  и  $Re^{3+}$  (в случае заполнения магнитными ионами *c*-позиций) и их связью с ближайшими ионами  $O^{2-}$ . Ионы  $O^{2-}$  действуют на электронные конфигурации окруженных ионов  $Fe^{3+}$  и  $Re^{3+}$  и обеспечивают сверхобменное взаимодействие между этими ионами [45, 80-83]. Преобладающим является антиферромагнитное сверхобменное *a-d* взаимодействие  $\downarrow Fe^{3+}(a) - O^{2-} - Fe^{3+}(d) \uparrow$ . Следующее по величине – *d-c* взаимодействие  $\downarrow Fe^{3+}(d) - O^{2-} - Re^{3+}(c) \uparrow$ . Более слабыми являются обменные *a-c* и *c-c* взаимодействия. При значительном замещении ионов  $Fe^{3+}$  немагнитными ионами ( $Ga^{3+}$ ,  $Al^{3+}$ ) весомыми становятся антиферромагнитные внутриподрешеточные взаимодействия *a-a* и *d-d* [43]. Перечисленные взаимодействия являются основой ферримагнетизма ферритов-гранатов [84], открытого впервые для YIG методами нейтронной дифракции [85, 86]. Благодаря их действию структура феррита-граната содержит две или три (в случае заполнения магнитными ионами *c*-позиций) магнитные подрешетки. Спины внутри подрешеток сонаправлены, намагниченность *a*-подрешетки  $M_a$  параллельна намагниченности *c*-подрешетки  $M_c$  и противоположна намагниченности *d*-подрешетки  $M_d$ . Магнитные моменты подрешеток *c* и *d* антипараллельны (рис. 1.2).

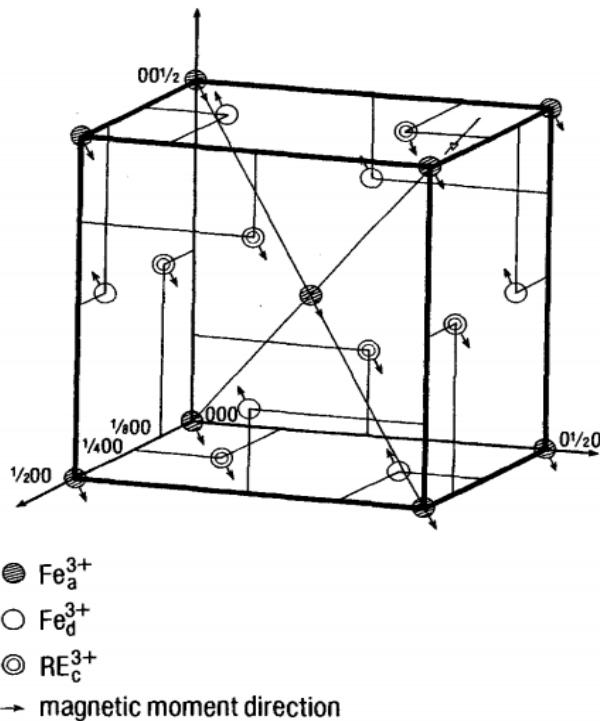


Рис. 1.2. Ориентация магнитных моментов ионов в *a*-, *d*- и *c*- позициях одного октанта элементарной ячейки феррита-граната  $\{Re_3\}[Fe_2](Fe_3)O_{12}$  с осью лёгкого намагничивания (111) [43]. На рис. не показаны ионы  $O^{2-}$ .

Результирующая намагниченность феррита-граната при любой температуре определяется как

$$M_s(T) = M_d(T) - M_a(T) - M_c(T). \quad (1.2)$$

Намагниченность  $4\pi M_s$  при 300 К для двухподрешёточного YIG составляет 1758 Гс [43], для двухподрешёточного BIG разной стехиометрии – от 1200 до 1650 Гс [67], для трёхподрешёточного GdIG – 122 Гс [43]. При 0 К  $4\pi M_s$  вследствие наличия двух магнитных подрешёток в YIG и BIG составляет 2462 ( $5\mu_B$ ) [43] и 2040 Гс ( $4,4\mu_B$ ) [87] соответственно, а для трёхподрешёточного GdIG – 7692 Гс ( $16\mu_B$ ) [43], где  $\mu_B$  – магнетон Бора.

Направление суммарной намагниченности в чистых YIG, GdIG и BiIG при комнатной температуре определяется  $d$ -подрешёткой. При понижении температуры в IG с тремя магнитными подрешётками или при преимущественном замещении  $d$ -координированных ионов  $Fe^{3+}$  немагнитными ионами  $Ga^{3+}$  ( $Al^{3+}$ ) в IG с двумя или тремя магнитными

подрешётками направление суммарной намагниченности может задаваться *c* и *a*- подрешётками. Момент, при котором намагниченности подрешёток компенсируют друг друга и результирующая намагниченность (1.2) обращается в ноль называется точкой компенсации [43, 45, 80, 82, 83, 88]. Температура, при которой происходит данное явление, называется температурой компенсации  $T_{\text{comp}}$ . Для чистого GdIG  $T_{\text{comp}} = 290$  К.

При введении в состав ферритов-гранатов немагнитного иона  $\text{Bi}^{3+}$  происходит увеличение температура Кюри  $T_C$ , выше которой разрушаются обменные взаимодействия, и исчезает самопроизвольная намагниченность. Для YIG и GdIG  $T_C$  составляет 559 и 562 К, соответственно [43]. Для чистого BIG в зависимости от стехиометрии  $T_C$  варьируется от 618 до 643 К [67]. Аналогично, для многокомпонентных ферритов-гранатов с точкой компенсации, таких как  $(\text{YGD})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  или  $(\text{YGD})_3\text{Ga}_x\text{Fe}_{5-x}\text{O}_{12}$ , температура  $T_{\text{comp}}$  возрастает при замене немагнитных ионов в *c*-подрешётке ионами  $\text{Bi}^{3+}$  [81, 82, 89-91]. Очевидно, что повышение  $T_C$  и  $T_{\text{comp}}$  обусловлено структурными изменениями, изменением геометрии связей и смешиванием волновых функций ионов  $\text{Bi}^{3+}$  и  $\text{O}^{2-}$ , усиливающих внутри- и межподрешёточные сверхобменные взаимодействия и спин-орбитальную связь [81].

Так как кристаллическая структура граната изотропна, ферриты-гранаты проявляют изотропные *оптические свойства*. В основном, оптическое поглощение в ферритах-гранатах обусловлено электронными переходами, связанными с ионами  $\text{Fe}^{3+}$  в *d*- и *a*-позициях. Возможны три механизма оптического поглощения в ферритах-гранатах [45, 81]: межподрешёточные парные переходы между ионами  $\text{Fe}^{3+}$  (в области сильного поглощения при  $\lambda \leq 450$  нм), переходы в кристаллических полях (в области слабого поглощения от 450 до 1000 нм) и возбуждение оптических фононов (увеличивают поглощения в области  $\lambda \geq 10$  мкм). Замещение ионов  $\text{Fe}^{3+}$  диамагнитными ионами приводит к уменьшению и «синему сдвигу» края оптического поглощения. Замещение  $\text{Bi}$  приводит к увеличению и

«красному сдвигу» края оптического поглощения [45, 81, 84, 93]. Согласно [83, 94, 95] основные «полосы» оптических переходов в YIG сосредоточены в области энергий (длин волн): 2,5 (496), 2,8 (443), 3,4 (365), 3,8 (326) и 4,4 эВ (282 нм). Данные переходы смещаются в область низких энергий («красный сдвиг») при замещении  $\text{V}_i$ , а для переходов в области 2,8, 3,4 и 4,4 эВ интенсивность возрастает наиболее резко.

Наличие магнитного поля и намагниченности в феррите-гранате приводят к возникновению оптической анизотропии, различию распространения двух циркулярно поляризованных компонент света (см. 2.2.3) и к рассматриваемым в данной работе *МО эффектам Фарадея и магнитного кругового дихроизма и полярному эффекту Керра*. Эффект Фарадея наблюдается при прохождении через магнитную среду и заключается в повороте плоскости поляризации линейно поляризованной волны, распространяющейся вдоль вектора намагниченности среды (рис. 1.3, а). Эффект Фарадея возникает за счет различия показателей преломления право  $N^+$  и лево  $N^-$  циркулярно поляризованных (соответственно, right circular polarized – RCP и left circular polarized – LCP) компонент и за счёт того, что линейно поляризованный свет может быть представлен суммой циркулярно поляризованных световых лучей (рис. 1.4, а). При наличии поглощения возникает эффект MCD, который заключается в различии поглощения RCP  $\alpha^+$  и LCP  $\alpha^-$  компонент –  $\Delta\alpha$  (или коэффициентов затухания  $\kappa^+$  и  $\kappa^- - \Delta\kappa$ ). При прохождении через такую среду изначально плоско поляризованный свет приобретет эллиптическую поляризацию, а главная ось эллипса поляризации будет повернута на угол  $\Theta_F$  (угол фарадеевского вращения, Faraday rotation – FR) относительно направления поляризации плоско поляризованного света (рис. 1.4, б). Полярный эффект Керра возникает при отражении волны от намагниченной в плоскости падения света среды и заключается во вращении плоскости поляризации и появлении эллиптичности отраженной волны (рис. 1.3, б). Главная ось эллипса

поляризации отраженного света будет повернута на угол вращения Керра (Kerr rotation – KR)  $\Theta_K$  относительно направления поляризации плоско поляризованного света. Эффекты магнитного кругового двулучепреломления и дихроизма являются нечётными по намагниченности.

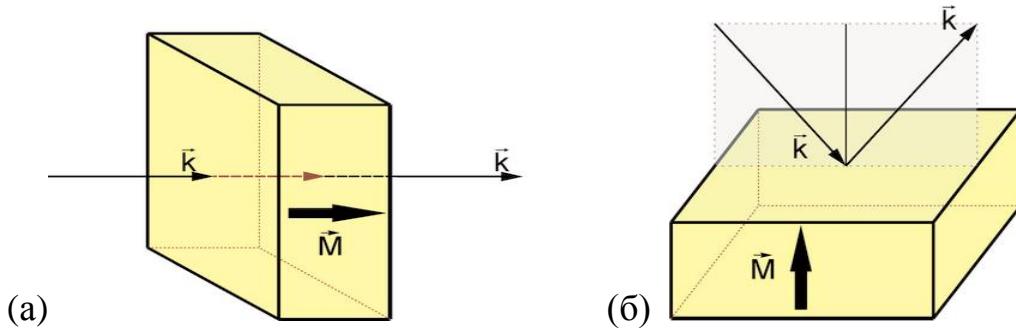


Рис. 1.3. Схематическое изображение взаимной ориентации вектора распространения  $\mathbf{k}$  световой волны и намагниченности  $\mathbf{M}$  при наблюдении МО эффекта Фарадея (а) и полярного эффекта Керра (б).

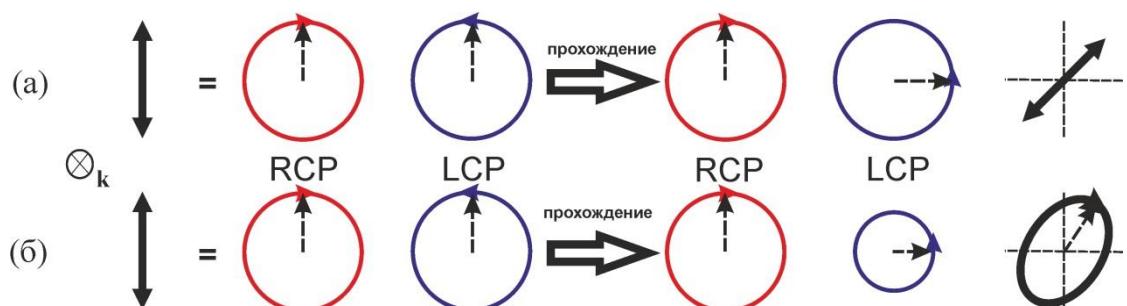


Рис. 1.4. Механизмы эффектов Фарадея в случае отсутствия (а) и наличия оптического поглощения (б). Вектор распространения  $\mathbf{k}$  световой волны направлен от наблюдателя  $\otimes$ .

С микроскопической точки зрения, в видимой и инфракрасных (ИК) областях спектра МО эффекты обусловлены гиromагнитным и гироэлектрическим механизмами [45, 80, 83, 84, 93]. Гиromагнитный механизм связан со спиновым и обменным резонансами, собственные частоты которых лежат в ИК области и в диапазоне СВЧ [96-98]. Гироэлектрический – со спин-

орбитальным или обменным взаимодействиями, приводящих к спин-орбитальному расщеплению энергетических уровней ионов группы железа, и с электронными переходами в редкоземельных ионах, собственные частоты которых лежат в ультрафиолетовой области спектра. Микроскопическая природа МО свойств в Bi: IG до сих пор не ясна. Спектральные зависимости МО эффектов в Bi: IG в видимом и ближнем ИК диапазонах описаны с использованием, как молекулярно-орбитального анализа [83, 99-101], так и концепции переходов с переносом заряда [83, 101, 102]. Данные теории основаны на предположении, что при замещении Bi происходит смешивание бр-орбиталей  $\text{Bi}^{3+}$ , 2p-орбиталей  $\text{O}^{2-}$  и 3d-орбиталей  $\text{Fe}^{3+}$ . Что приводит к увеличению спин-орбитального взаимодействия, ответственного за расщепление энергетических уровней соответствующих орбиталей  $\text{Fe}^{3+}$ . Наиболее часто используемая модель основана на электро-дипольных переходах с диамагнитной формой линии и развита С. Виттекоек (S. Wittekoek) и др. [100], Г. Дион и Г. Аллен (G. Dionne and G. Allen) [83], Л. Хелсетх (L. Helseth) и др. [101, 103]. Основываясь на этой модели Г. Дион и Г. Аллен [83], М. Депп (M. Dep) и др. [99] описали МО спектры тонких плёнок BIG в спектральном диапазоне от 295 до 730 нм (соответственно от 4,2 до 1,7 эВ) тремя переходами с резонансными длинами волн 299, 432 и 521 нм. Энергии (центры) данных МО активных переходов соответственно составляют 4,15, 2,87 и 2,38 эВ (рис. 1.5). Формы линии этих переходов также доминируют в спектрах компонент  $\varepsilon_{xy}$  Bi: YIG [83, 101]. Согласно [83, 99] два диамагнитных перехода выше 350 нм соответственно относятся к *a*- и *d*-подрешеткам и являются следствием парных переходов между разно координированными ионами  $\text{Fe}^{3+}$ . Переход при 299 нм вероятно относится к *d*-подрешетке [83]. МО переходы изменяют своё положение и интенсивность при уменьшении содержания Bi (рис. 1.6) и при разбавлении подрешёток  $\text{Fe}^{3+}$  диамагнитными ионами в Bi: IG [83] – наблюдается «синий сдвиг» МО

спектров. Основные положения и предлагаемая схема молекулярных орбиталей ионов  $Fe^{3+}$  данной модели представлены в 2.2.3.

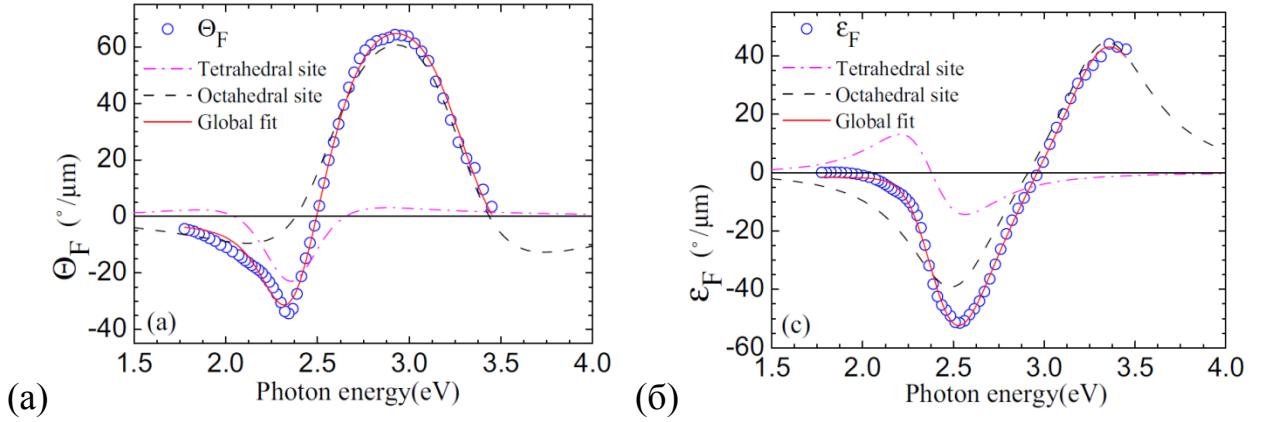


Рис. 1.5. Экспериментальные (символы) и теоретические (линии) спектральные зависимости удельного угла FR (а) и эллиптичности Фарадея тонкой плёнки GGG(100)/BIG толщиной 220 нм [99]. Формы линий составляющих спектр MO переходов показаны пунктирными линиями.

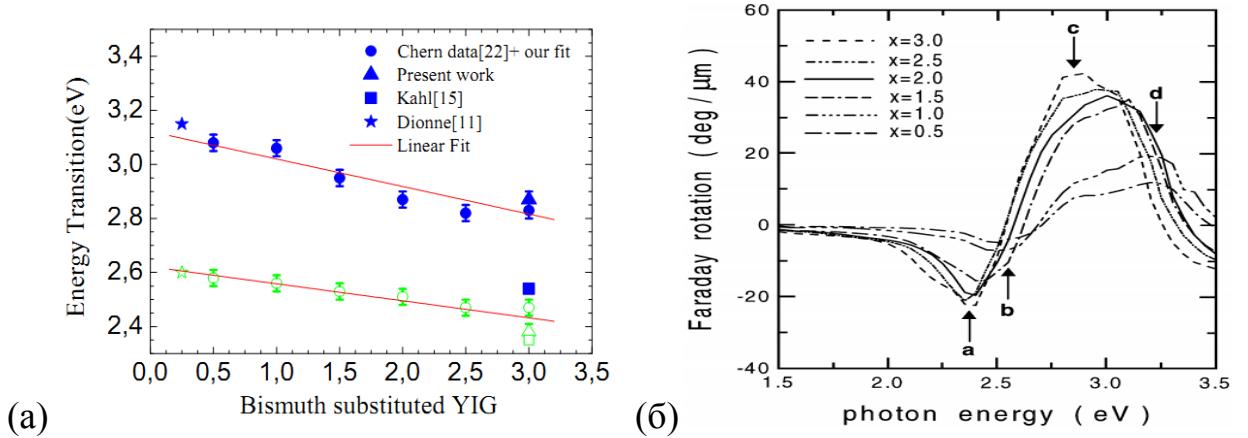


Рис. 1.6. Зависимость энергий MO диамагнитных электро-дипольных переходов в  $d$ - (не закрашенные символы) и  $a$ - (заполненные символы) координированных ионах  $Fe^{3+}$  от содержания  $Bi$  для ферритов-гранатов с общей формулой  $Y_{3-x}Bi_xFe_5O_{12}$  [99]. Зависимость получена подгонкой спектров FR, представленных на рис. (б) и взятых из источников [57, 83, 104]. Красной линией показаны линейные аппроксимации зависимостей.

## 1.2 Магнитофотонные кристаллы на основе плёнок висмут-замещённых ферритов-гранатов. Эффекты Фарадея и Керра

Разнообразие тонкопленочных МО и оптических материалов и порядка их чередования создает множество различных типов структур MPC [1, 4, 9, 57, 72-76, 105-119]. Эффект локализации света, который благодаря заложенным параметрам структуры MPC происходит в МО слоях за счёт многоократного отражения от границ разделов, приводит к увеличению оптического пути света  $l$  внутри МО слоя и, как следствие, увеличению наблюдаемых линейных [1, 4, 9, 57, 72-76, 61, 110-112, 114] и нелинейных МО эффектов [106, 108, 110, 113, 115]. Наибольшие достижения по увеличению интенсивностей эффектов Фарадея и Керра, являющихся основой МО устройств, были получены для структур 1D-MPC [1, 4, 9, 57, 72-76, 61, 110-112, 114].

Типичные 1D-MPC, как и любые РС, формируют из слоёв с максимальным контрастом диэлектрических постоянных  $\epsilon$  (или показателя преломления  $n$ ). Как правило, в 1D-MPC МО слои имеют максимальные значения  $\epsilon$  (или  $n$ ). В *периодических структурах*  $(\text{H/L})^m$  или  $(\text{L/H})^m$  [108-110, 74] слой Н с высокими значениями  $\epsilon_{\text{H}}$  и  $n_{\text{H}}$   $m$  раз чередуется со слоем L с низкими значениями  $\epsilon_{\text{L}}$  и  $n_{\text{L}}$ . Для формирования PBG в диапазоне определённой длины волны  $\lambda_0$  (далее будем называть её центром PBG) толщина каждого слоя  $h$  должна удовлетворять условиям

$$h_{\text{H}} = \frac{(2j+1) \cdot \lambda_0}{4 \cdot n_{\text{H}}} \text{ и } h_{\text{L}} = \frac{(2j+1) \cdot \lambda_0}{4 \cdot n_{\text{L}}}, \quad (1.1)$$

где  $j = 0, 1, 2$  и т.д., но чаще всего выбирают  $j = 0$ . PBG и периодический РС будут «идеальными», если  $m \rightarrow \infty$ . При малых  $m$  спектральные зависимости коэффициентов пропускания и отражения не выявляют признаков PBG. Поэтому задача нахождения числа  $m$ , при котором электромагнитная волна с  $\lambda_0$  в пределах регистрируемой экспериментальной погрешности отражается

полностью, при проектировании структур с определённым оптическим контрастом *OC* (optical contrast)

$$OC = \frac{n_H}{n_L} \quad (1.2)$$

рассматривается однозначно. Следует отметить, что в PBG электромагнитное поле проходит внутрь РС и его амплитуда экспоненциально уменьшается по мере углубления в материал.

В *микрорезонаторных структурах* [9, 57, 72-76, 107, 110, 112-114, 116, 117] (или *РС с дефектами*)  $(H/L)^m/H^{2j}/(L/H)^m$  или  $(L/H)^m/L^{2j}/(H/L)^m$  ( $j = 0, 1, 2$  и т.д.) МО слой помещается непосредственно между зеркалами Брэгга (Brag mirrors – ВМ) с целью максимальной локализации света внутри него. МО слой так же может участвовать и в формировании самих ВМ. Данная структура действует как резонатор Фабри-Перро, а наличие дефекта (утолщенного слоя в центре) приводит к конструктивной интерференции вышедших из структуры лучей с длиной волны  $\lambda_R$ , находящей в центре PBG (далее будем называть резонансной длиной волной), если толщина слоёв и в этом случае задана условием (1.1).

В Приложении 1 представлены структуры и свойства известных синтезированных 1D-МРС для наблюдения МО эффектов в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне длин волн. В качестве основных МО слоёв в структурах 1D-МРС выступают оптически прозрачные диэлектрики  $Bi:IG$  при реализации структуры для эффектов Фарадея и Керра или оптически непрозрачные металлы, например  $Co$  ( $n_{Co} = 3,8$ ) [112] при реализации структуры для эффекта Керра. Другими слоями структуры могут выступать, как диоксиды  $SiO_2$  ( $n_{SiO_2} = 1,45$ ) и  $TiO_2$  ( $n_{TiO_2} = 2,3$ ),  $Ta_2O_5$  ( $n_{Ta_2O_5} = 2,1$ ),  $SiN$  ( $n_{SiN} = 2,12$ ), так и гранатовые диэлектрики  $GGG$  ( $n_{GGG} = 1,95$ ) и  $SmGG$  ( $n_{SmGG} = 1,95$ ), или даже МО активный  $YIG$  ( $n_{YIG} = 2,2$ ). Использование поликристаллического  $Bi:IG$  с большим содержанием  $Bi$  для формирования периодического РС или ВМ микрорезонаторного РС не выгодно из-за возникающего поглощения в этих слоях. Поэтому среди такого

типа структур показали большую эффективность т.н. **полностью гранатовые 1D-MPC** [74], или 1D-MPC на основе Bi:IG с низким содержанием Bi (до 1 ат./ф.е.) [108-110].

Особое распространение световой волны внутри многослойной структуры преобразует привычные спектральные зависимости MO эффектов тонких плёнок. Показанные на рис. 1.7 (б) спектральные зависимости **эффекта Фарадея** и коэффициента пропускания 1D-MPC Corning 1737/Bi:YIG/(Bi:YIG/SiO<sub>2</sub>)<sup>5</sup> [109, 110] типичны для периодических структур. Снимок торца кристалла представлен на рис. 1.7 (а).

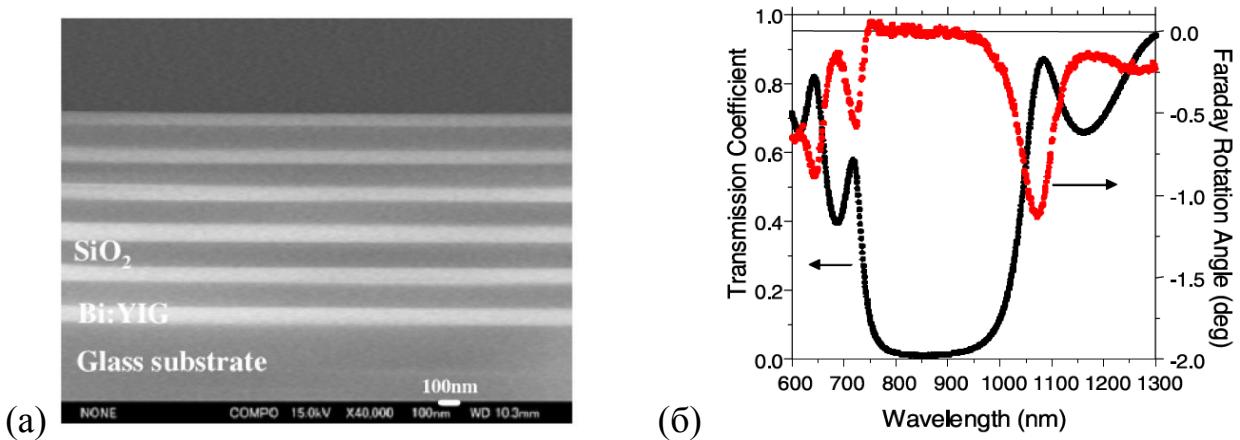


Рис. 1.7. Снимок торца (а) и спектры коэффициента пропускания и угла FR (б) 1D-MPC Corning 1737/Bi:YIG/(Bi:YIG/SiO<sub>2</sub>)<sup>5</sup> [109, 110] при значении магнитного поля 7 кЭ.

Увеличение пропускания и FR происходит на краях PBG. Усиление эффекта значительное у длинноволнового края PBG вследствие проявления аналога эффекта Бормана (концентрации электромагнитного поля в слоях с большой  $\epsilon$  вблизи длинноволновой границы PBG и в слоях с низкой  $\epsilon$  – вблизи коротковолновой [108, 109, 115]). Авторами работы [115] было дано следующее разъяснение данного эффекта. Согласно оптическому аналогу теоремы Блоха, решение волнового уравнения в структуре с периодически изменяющейся  $\epsilon$  будет представлять собой плоскую волну, период

модуляции амплитуды которой совпадает с периодом модуляции  $\varepsilon$ . В результате, пространственное распределение электромагнитного поля световой волны в 1D-MPC с периодической структурой в направлении, перпендикулярном плоскости слоёв, будет иметь узлы и пучности, взаимное расположение которых однозначно зависит от длины волны падающего излучения. Изменяя длину волны, можно «передвигать» пучности стоячей волны с оптически более плотных слоёв на оптически менее плотные, наблюдая при этом изменения различных эффектов. С другой точки зрения [120] усиление эффекта Фарадея на краях PBG связано с замедлением света, которое приводит к увеличению эффективного времени взаимодействия света со средой и которое заключается в обращении в нуль групповой скорости волны на границах PBG. В работе [120] было показано, что угол FR обратно пропорционален групповой скорости волны.

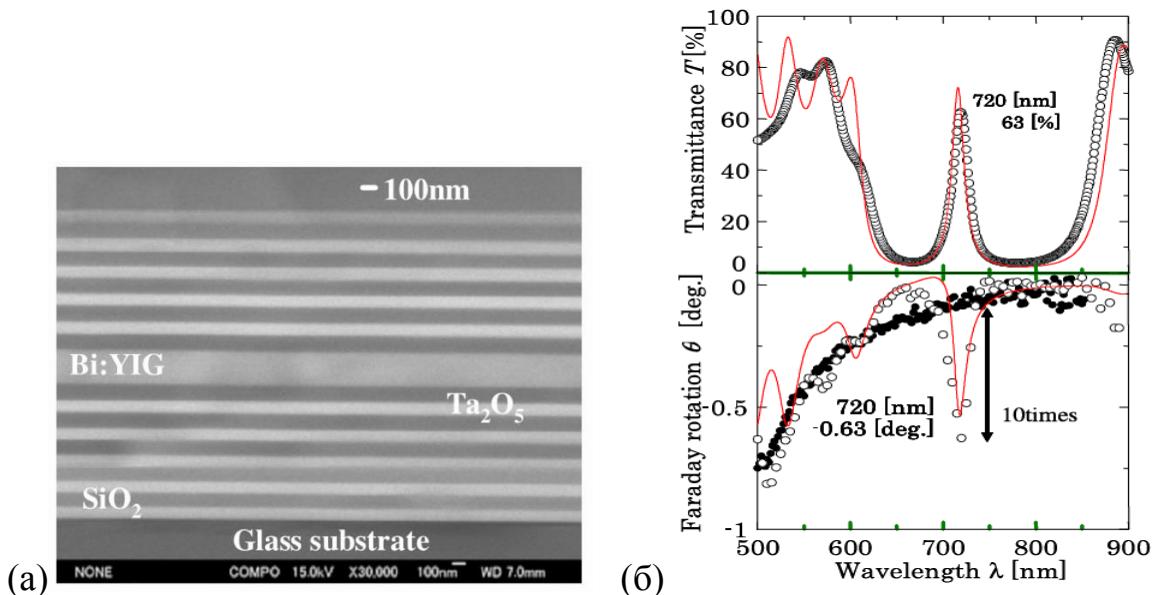


Рис. 1.8. Снимок торца (а) и спектры коэффициента пропускания и угла FR (б) микрорезонаторного 1D-MPC glass 1737/(Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub>)<sup>5</sup>/Bi:YIG/(SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>)<sup>5</sup> при значении магнитного поля 7 кЭ [110].

Спектральные зависимости эффекта Фарадея и пропускания, свойственные микрорезонаторным структурам, представлены на рис. 1.8 на

примере 1D-MPC glass 1737/(Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub>)<sup>5</sup>/Bi:YIG/(SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>)<sup>5</sup> [110]. Изображение сечения 1D-MPC, снятое на силовом электронном микроскопе, показано на рис. 1.8 (б). Усиление происходит на краях PBG и на резонансной длине волне  $\lambda_R$ , расположенной в центре PBG. В данном случае пучность стоячей волны при  $\lambda_R$  находится в центральном МО слое.

Согласно данным рентгеновской дифракции в представленных периодическом Corning 1737/Bi:YIG/(Bi:YIG/SiO<sub>2</sub>)<sup>5</sup> и микрорезонаторном glass 1737/(Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub>)<sup>5</sup>/Bi:YIG/(SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>)<sup>5</sup> 1D-MPC слой Bi: YIG соответствует составу Bi<sub>0,7</sub>Y<sub>2,3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> и является однофазным и поликристаллическим. Синтез подобных структур с большим содержанием Bi в МО слоях затруднён вследствие обсуждаемых в 1.1.1 технологических особенностей получения наноразмерных плёнок Bi: IG.

Следует отметить, что микрорезонаторные структуры на основе немагнитных ВМ отличаются среди всех синтезированных структур **наибольшими значениями усиления эффекта Фарадея  $t$**  по сравнению с однослойными плёнками. Значение  $t$  в зависимости от  $OC$  составляющих ВМ и числа  $m$  изменяется. Впервые усиление МО эффектов в структурах 1D-MPC было продемонстрировано группой японских учёных во главе с М. Иноуэ [4, 6]. Наиболее интересный результат был получен именно этой группой для 1D-MPC (Si/SiO<sub>2</sub>)<sup>3</sup>/Bi:YIG/(SiO<sub>2</sub>/Si)<sup>3</sup>,  $\lambda_R = 1310$  нм [114]. Большой  $OC$  и малое поглощение слоёв ВМ в этой области спектра обеспечили высокий уровень локализации света в МО слое и высокую пропускную способность кристалла: коэффициент пропускания  $K_t$  составил 51,03 %, угол FR  $\Theta_F = -3,62^\circ$ , что соответствует  $t \approx 100$ .

**Наибольшие значения угла фарадеевского вращения  $\Theta_F$**  были получены для микрорезонаторных 1D-MPC, состоящих и синтезированных на подложках из более дорогостоящих материалов со структурой граната – (BIG/YIG)<sup>m</sup>/BIG<sup>4</sup>/(YIG/BIG)<sup>m</sup> [57, 72, 73], (BIG/GGG)<sup>4</sup>/BIG<sup>2</sup>/(GGG/BIG)<sup>4</sup> [74] и (BIG/SmGG)<sup>4</sup>/BIG<sup>2</sup>/(SmGG/BIG)<sup>4</sup> [75, 76]. Данные рекорды были получены

группой шведских учёных из Королевского технологического института (Royal Institute of Technology). Согласно исследованиям методом рентгеновской дифракции во время роста таких 1D-MPC формируется монокристаллические слои BIG, отличающиеся от поликристаллических более высоким МО качеством. Измерения магнитных петель гистерезиса 1D-MPC  $(BIG/YIG)^6/BIG^4/(YIG/BIG)^6$  [57] свидетельствуют о формировании обменных связей между магнитными слоями BIG и YIG, что служит дополнительным фактором получения высоких значений  $\Theta_F$ . Рекордные значения  $\Theta_F$  были достигнуты для 1D-MPC на основе SmGG и BIG для  $\lambda_R = 1310$  нм –  $\Theta_F = -20,06^\circ$ . Подобного типа структуры требуют точного контроля нанесения магнитных слоёв, так как их суммарная толщина составляет уже не 100-300 нм, а 800-1000 нм.

В работе [72] этой же группы авторов было показано, что при нанесении на поверхность 1D-MPC слоя серебра Ag (рис. 1.9, 1.10) можно получить усиление угла поворота поляризации за счёт двукратного прохождения световой волны – **эффект Фарадея на отражение**. В 1D-MPC  $(BIG/YIG)^4/BIG^4/(YIG/BIG)^4/Ag$  дефекты структуры – центральный слой и граница раздела последнего слоя BIG и слоя Ag. В окрестности дефектов на  $\lambda_R$  формируются максимумы интенсивности распределения электромагнитного поля внутри кристалла. Тот слой, в котором интенсивность наибольшая даёт наибольший вклад в эффект.

В работе [118] для достижения необходимых значений FR 1D-MPC  $\Theta_F = -45^\circ$  на  $\lambda_R = 1300$  и 1500 нм с целью их использования в качестве оптических вентилей предлагается соединять микрорезонаторные структуры. Однако, на практике синтез таких структур проблематичен из-за отсутствия точных методов контроля толщины при напылении [9, 116, 117].

Показательным примером 1D-MPC на основе Bi: YIG для использования **эффекта Керра** является структура SGGG/[SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>]<sup>2</sup>/DyBi:YIG/[SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>]<sup>5</sup>, реализованная для  $\lambda_R = 532$  нм с

рекордными значениями угла KR  $\Theta_K = 30^\circ$  и коэффициентом отражения  $K_r = 0,59\%$  [13]. В статье продемонстрировано, что высокие значения угла KR могут быть получены за счёт увеличения количества пар слоёв во втором ВМ. Так же моделированию, реализации и описанию свойств структур 1D-MPC для применений эффекта Керра посвящены работы [1, 9, 12, 112, 119].

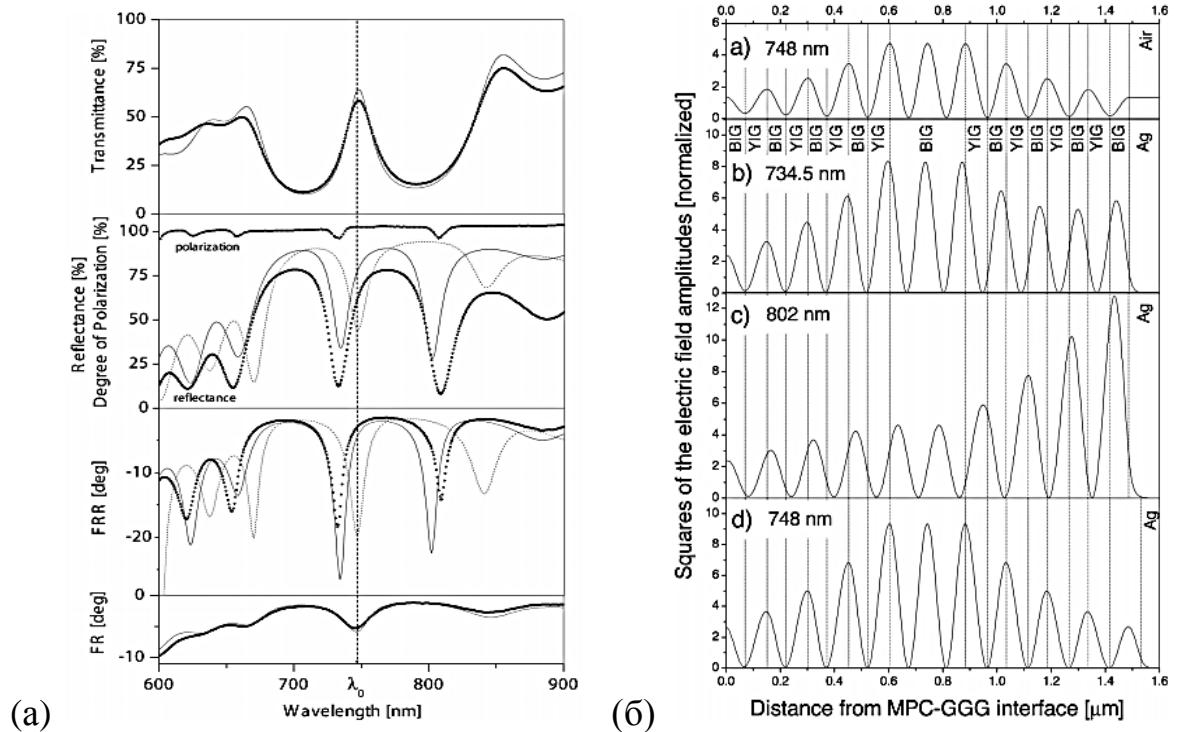


Рис. 1.9. Спектральные зависимости коэффициентов пропускания и отражения, угла FR при пропускании и отражении, степень поляризации (а) для 1D-MPC  $(\text{BIG}/\text{YIG})^4/\text{BIG}^4/(\text{YIG}/\text{BIG})^4$  в конфигурациях, представленных на рис. (б). Символы соответствуют измеренному спектру, непрерывные и пунктирные линии – рассчитанному. На рис. (б) показаны рассчитанные распределения интенсивности электромагнитного поля на резонансных длинах волн [72].

Имея такое большое разнообразие структур и составляющих их материалов, становится актуальным вопрос о критериях эффективности выбора 1D-MPC для тех или иных применений. Для оценки качества используют МО добротность [9, 74], записываемую в виде:

$$Q = 2 \cdot |\Theta_F| / \alpha [^{\circ}], \quad (1.3)$$

или

$$F = K_t \cdot \sin(2 \cdot \Theta_F) [\%], \quad (1.4)$$

здесь  $\Theta_F$  – удельное фарадеевское вращение 1D-MPC, определённое нормированием на суммарную толщину магнитоактивных слоёв,  $\alpha = -\frac{\ln(K_t)}{D}$  – коэффициент поглощения 1D-MPC. Для изучения распространения света в кристаллах такого типа используется решение уравнений Максвелла для многослойной среды методом матриц переноса (см. 2.2.4).

### 1.3 Выводы первого раздела

Таким образом, на основании обзора работ по теме предлагаемого исследования можно сделать следующие выводы:

**1.** Несмотря на существующее разнообразие структур 1D-MPC, актуальной практической и теоретической задачей современной магнитооптики и магнитофотоники остаётся разработка новых типов структур 1D-MPC с магнитоактивными слоями Bi: IG и оптимальными для тех или иных применений оптическими и МО техническими характеристиками. Важной является разработка технологий создания 1D-MPC и устройств на их основе.

**2.** Исследование оптических и МО свойств плёнок многокомпонентных Bi: IG в зависимости от подложечного материала и условий кристаллизации представляет интерес вследствие существования возможности создания плёнок Bi: IG с высоким содержанием Bi для периодических и микрорезонаторных структур 1D-MPC с негранатовыми немагнитными слоями. Предлагаемый высокомагнитоактивный слой должен обладать оптимальными оптическими и МО параметрами, которые могут

быть достигнуты только при правильном подборе условий синтеза плёнок  $\text{Bi: IG}$  и при применении двухэтапной технологии синтеза.

**3.** Не раскрытым остаётся вопрос о влиянии ионно-лучевой обработки поверхности подложки на МО свойства, структуру переходного слоя «подложка – плёнка» и магнитные фазовые состояния в тонких и наноразмерных плёнках  $\text{Bi: IG}$ . Степень совершенства магнитоактивных слоёв, наличие и размер переходных слоёв «подложка – плёнка» могут оказывать существенное влияние на характеристики устройств на основе 1D-MPC.

**4.** Моделирование свойств структур 1D-MPC и определение МО добротностей (1.3) и (1.4) и коэффициента усиления МО эффектов в сравнении с одиночным магнитоактивным слоем позволяет определить эффективность применения предложенных магнитоактивных слоёв и конфигураций 1D-MPC. Технические характеристики 1D-MPC с высокомагнитоактивными слоями для видимой и ближней инфракрасной области длин волн может ухудшать свойственное им значительное оптическое поглощение. Однако, при использовании  $\text{Bi: IG}$  слоя с высоким содержанием  $\text{Bi}$  для конфигураций 1D-MPC с негранатовыми немагнитными слоями могут быть достигнуты высокие значения углов Фарадея и Керра. Среди уже созданных 1D-MPC наиболее перспективными являются микрорезонаторные 1D-MPC, так как рекордные значения усиления МО эффектов и угла поворота плоскости поляризации были достигнуты именно для такого типа 1D-MPC.

**5.** Оценка качества синтезированных 1D-MPC и выявление особенностей МО эффектов Керра и Фарадея, свойственных только данному типу 1D-MPC, является заключительным и необходимым этапом в разработке новых структур 1D-MPC.

**РАЗДЕЛ 2**

**СИНТЕЗ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ,  
МАГНИТООПТИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ  
ПЛЁНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ И  
МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР НА ИХ ОСНОВЕ**

**2.1 Синтез плёнок ферритов-гранатов и многослойных структур на их основе**

**2.1.1 Синтез и состав висмутсодержащих гранатовых мишеней**

На первом этапе технологического процесса создания многослойных структур 1D-МРС и тонких плёнок были получены висмутсодержащие гранатовые мишенни с разным химическим составом:

M1 –  $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$ ,  $a_{M1} = 1,2444$  нм;

M2 –  $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ,  $a_{M2} = 1,2600$  нм;

M3 –  $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Ga}_{0,5}\text{O}_{12}$ ,  $a_{M3} = 1,2535$  нм;

M4 –  $\text{Bi}_{2,5}\text{Gd}_{0,5}\text{Fe}_{3,8}\text{Al}_{1,2}\text{O}_{12}$ ,  $a_{M4} = 1,2502$  нм;

M5 –  $\text{Bi}_{2,5}\text{Y}_{0,5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ,  $a_{M5} = 1,2576$  нм;

M6 –  $\text{Bi}_{0,9}\text{Gd}_{1,4}\text{Lu}_{0,7}\text{Fe}_{4,1}\text{Al}_{0,9}\text{O}_{12}$ ,  $a_{M6} = 1,2404$  нм;

M7 –  $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$ ,  $a_{M7} = 1,2506$  нм.

Здесь указаны постоянные решеток  $a$  соответствующих составу мишеней ферритов-гранатов, вычисленные согласно закону Вегарда. За базовый параметр решётки взята постоянная решётки YIG ( $a_{\text{YIG}} = 1,2376$  нм).

Выбор химического состава мишеней определялся необходимостью оптимизации характеристик плёнок, таких как угол фарадеевского вращения  $\Theta_F$ , намагниченности насыщения  $H_S$ , коэрцитивной силы  $H_C$ , температуры компенсации магнитных подрешеток  $T_{\text{comp}}$  и температуры Кюри  $T_C$ , оптического поглощения  $\alpha$ , шероховатости поверхности  $\sigma$ , типа магнитной

анизотропии и коэффициента прямоугольности магнитооптических петель гистерезиса (FHL)  $K_S$ .

Мишени изготавлялись в виде дисков диаметром 120 мм холодным прессованием шихты при давлении 300 кг/см<sup>2</sup> и последующим твердофазным синтезом дисков при температурах 800-1000 °С в течение 8 или 12 часов в воздухе при атмосферном давлении. Данная последовательность проводилась два раза с целью получения микроскопически однородного состава мишени. Шихта представляет собой смесь соответствующих составу мишени оксидов ( $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ ), количество которых рассчитывается в молярном соотношении заданного состава. После каждой стадии твердофазного синтеза мишеней проводился анализ их фазового состава, который показал, что во всех использованных мишенях прошли реакции твердофазного синтеза (феритизации) и отклонения состава мишеней от предполагаемого в пределах погрешности определения.

### **2.1.2 Оптимальные режимы синтеза плёнок ферритов-гранатов**

Оптимальным считается режим синтеза плёнок или слоёв ферритов-гранатов, при котором химический состав плёнки наиболее близок к составу мишени, доля гранатовой фазы является преобладающей, удельное фарадеевское вращения максимально, а оптическое поглощение и шероховатости поверхности минимальны. Химический состав синтезированных мишеней и плёнок, а также состояние (морфология) поверхности определялись с помощью сканирующего электронного микроскопа РЭМ-106 со спектрометром энергетической дисперсии ЭДС-1. Параметры решёток синтезированных плёнок определялись с помощью рентгеновского дифрактометра ДРОН-2.

Синтез плёнок ферритов-гранатов осуществлялся методом реактивного ионно-лучевого распыления на установке УРМ 3.279.014, оборудованной

ионно-лучевым источником «Холодок-1», автоматической системой напуска газов СНУ-2, печью с терморегулятором РИФ 101, вакуумметром ВМТ-001. Источник «Холодок-1» представляет собой источник ионов с холодным катодом, применяемым для нанесения плёнок распылением материала мишени пучком высокоэнергетических ионов. Источник позволяет наносить плёнки металлов, диэлектриков, полупроводников, сплавов, а также сложных композиционных материалов, в т.ч. высокотемпературных сверхпроводников [122].

Синтез тонкопленочных МО слоёв и плёнок ферритов-гранатов проводился двумя способами: в процессе распыления мишени на горячую подложку в вакуумной камере (*in situ*) или распылением мишени на «холодную» подложку (радиационный нагрев до 80 °C) с последующей кристаллизацией в воздухе при атмосферном давлении или в вакууме (*post-annealing crystallization*). Во втором способе аморфный слой, осаждённый на холодную подложку, подвергался отжигу в печи CHBC-4,5 с терморегулятором РИФ 101.

Основными переменными параметрами при данном методе синтеза являются: температура подложки  $T_s$ , парциальное давление рабочих газов (аргона  $P_{Ar}$  и кислорода  $P_{O_2}$ ), остаточное давление  $P_b$  ускоряющее напряжение на аноде ионного источника  $U$ , ток ионного пучка  $J$ , расстояние мишень – подложка. Во втором способе *post-annealing crystallization* важным является выбор температуры отжига  $T_a$ , при которой происходит кристаллизация слоя и образования гранатовой фазы, время  $\tau_a$  и скорость нагрева образцов при отжиге. Данные параметры определяют скорости распыления мишеней и осаждения слоя. Скорость осаждения слоёв на горячую подложку составила от 1,5 до 2,5 нм/мин, на холодную от 4,8 до 10 нм/мин. Скорость осаждения определялась по времени напыления  $\tau_s$  и толщине уже синтезированных плёнок  $h$ . Толщина плёнок определялась при помощи поляризационно-интерференционного микроскопа «Biolar PI», микроинтерферометра Линника МИИ-4 или вычислялась по спектрам

пропускания плёнок. В дальнейшем, скорость осаждения использовалась для расчёта толщины различных серий плёнок, полученных таким же способом, при тех же условиях и с той же мишени. Скорость нагрева при отжиге почти для всех образцов составляла 40 °С/мин.

Напыление плёнок и слоёв структуры проводили на подложки гадолиний галиевого граната GGG с параметром решётки  $a_{\text{GGG}} = 1,2383$  нм и кальций-марганец-цирконий-гадолиний-галиевого граната  $(\text{GdCa})_3(\text{GaMgZr})_5\text{O}_{12}$  (КМЦГГГ)  $a_{\text{КМЦГГГ}} = 1,2495$  нм ориентации (111), плавленого кварца КУ-1 и термостойкого оптического ситалла.

В таблице 2.1 приведены оптимальные режимы синтеза феррит-гранатовых слоёв на различных подложках, при которых получены лучшие технические характеристики. По данным микроанализа, для плёнок с более высоким содержанием Ві оптимальными являются режимы напыления и кристаллизации с более низкими значениями  $T_s$  и  $T_a$ . Это связано с существенным различием температуры конденсации Ві-содержащего пара по сравнению с другими гранатообразующими элементами, а также с испарением Ві во время отжига. Более детальное описание технологического процесса и характеристик плёнок ферритов-гранатов разного состава приведено в публикациях [15, 19, 20, 123]. Далее будут рассматриваться плёнки и слои ферритов-гранатов, полученные способом *post-annealing crystallization* на воздухе при атмосферном давлении. Этот способ показал наилучшие характеристики оптимальных для применений в многослойных структурах составов М2 и М3, имеющих высокое содержание Ві и отличающихся видом МОПГ и типом магнитной анизотропии (см. 3.1.3). Но, как и ожидалось, кристаллизацию плёнок с мишней М2 и М3 на подложках плавленого кварца, термостойкого оптического ситалла или немагнитных диэлектрических слоях  $\text{SiO}_2$  осуществить не удалось. Однако, оптимальные условия синтеза плёнок с меньшим содержанием Ві М1 на данных подложках и слое были найдены.

Таблица 2.1

## Оптимальные режимы синтеза плёнок ферритов-гранатов

<i>in situ</i>								
Подложка	Мишень	Условия напыления и кристаллизации						
		<i>U</i> , кВ	<i>J</i> , мА	<i>P<sub>b</sub></i> , Торр	<i>P<sub>Ar</sub></i> , Торр	<i>P<sub>O<sub>2</sub></sub></i> , Торр	<i>T<sub>s</sub></i> , °C	<i>T<sub>a</sub></i> , °C
GGG	M2	5	100	$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$0,5 \cdot 10^{-4}$	520-540	—
	M3					$0,6 \cdot 10^{-4}$	590	—
	M4					$0,5 \cdot 10^{-4}$	560	—
	M5					$0,5 \cdot 10^{-4}$	560	—
	M6					$0,6 \cdot 10^{-4}$	650	—
	<i>post-annealing crystallization</i> (воздух, атмосферное давление)							
GGG	M1	5	160	$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$0,5 \cdot 10^{-4}$	80	680-690
	M2					—		650-680
	M3					—		650-680
	M4					—		770
	M5					—		730
	M6					—		780
Ситалл/SiO <sub>2</sub> Кварц/SiO <sub>2</sub>	M1		160			$0,5 \cdot 10^{-4}$		680-690
<i>post-annealing crystallizations</i> (вакуум)								
GGG	M2	5	90-100	$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$0,5-0,8$	80	540-550
	M5					0,7		520
	M7					0,7		650

Для эффективной кристаллизации слоёв M2 и M3 была предложена двухэтапная технология синтеза [15-42, 123]. На слой SiO<sub>2</sub>, кварцевую или ситалловую подложку наносится буферный слой (подслой) состава с меньшим содержанием Bi M1 (Bi<sub>1,0</sub>Y<sub>0,5</sub>Gd<sub>1,5</sub>Fe<sub>4,2</sub>Al<sub>0,8</sub>O<sub>12</sub>). Затем после отжига и кристаллизации буферного слоя проводятся напыление, отжиг и кристаллизация слоя с большим содержанием Bi M2 (Bi<sub>2,8</sub>Y<sub>0,2</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>) или M3 (Bi<sub>1,5</sub>Gd<sub>1,5</sub>Fe<sub>4,5</sub>Al<sub>0,5</sub>O<sub>12</sub>). Синтез такого модифицированного слоя в многослойной

структуре 1D-MPC происходит при оптимальной для двух составов температуре отжига  $T_a = 680$  °C (см. табл. 2.1). Как показали исследования, толщина буферного слоя не должна быть меньше 60 нм, так как происходит ухудшение кристаллического качества двухслойной плёнки (см. 3.1.3).

Для предварительной очистки и термоактивации поверхности используемых подложек применялся источник ионов с холодным катодом «Радикал» ИИ-4-015. Источник формирует пучок энергетических нейтральных частиц рабочего газа (Ar) и осуществляет бомбардировку и распыление поверхности подложки, не создавая заряда на её поверхности. В зависимости от применяемых режимов обработки подложки, можно выделить четыре типа синтезированных плёнок (табл. 2.2). Состояние поверхности подложки, определяет процессы кристаллизации плёнок, шероховатость поверхности, структуру и свойства переходного слоя «подложка – плёнка». Подробные результаты исследований для всех типов плёнок представлены в работах [15-42, 37-32]. В Разделе 3 данной работы подробно описаны свойства плёнок I и II типов. Используемые данные по состоянию поверхности были получены при помощи атомного силового микроскопа Solver PRO в Институте магнетизма НАНУ (Украина, г. Киев).

Таблица 2.2  
Режимы предварительной обработки поверхности подложки и  
соответствующие типы плёнок ферритов-гранатов

Тип плёнки	Ионы	Состояние и энергия ионов	Ток ионов, $\text{mA} \cdot \text{см}^{-2}$	Время обработки, мин	Отжиг, $T_a$ и $\tau_a$
I	Ar	низкоэнергетическая плазма	1,0	5	–
II	Ar	пучок ионов, 1 кэВ	2,5	5	–
III	Ar	пучок ионов, 4 кэВ	5,0	5	–
VI	O	низкоэнергетическая плазма	1,0	5	в воздухе 800 °C 60 мин

С целью исследования свойств модифицированных слоёв были синтезированы образцы однослойных М1, М2, М3, двухслойных М1/М2 и трёхслойных  $\text{SiO}_2/\text{M1/M2}$  плёнок на подложках GGG или КМЦГГГ и плёнки М1 различной толщины на подложках из ситалла или плавленого кварца. Влияние скорости нагрева при отжиге исследовалось на образцах Bi: IG, кристаллизованных со скоростями нагрева  $\sim 2^\circ/\text{мин}$  (тип А) и  $\sim 40^\circ/\text{мин}$  (тип В). Для идентификации структуры переходного слоя «подложка – плёнка» получены две серии плёнок I и II типа с толщинами от 92,8 до 1,5 нм, распылённых с мишени М2 и синтезированных на подложках GGG. На основе плёнки толщиной 8,2 нм II типа созданы двухслойные структуры общей толщиной от 8,7 до 11,2 нм. Верхний слой структуры представляет собой слой граната, который распылён и синтезирован с мишени того же состава М2.

### **2.1.3 Синтез многослойных структур одномерных магнитофотонных кристаллов**

Предложенные и исследованные образцы периодических и микрорезонаторных 1D-MPC на основе диоксидов  $\text{SiO}_2$  и  $\text{TiO}_2$  и модифицированного магнитоактивного слоя – двухслойной феррит-гранатовой плёнки М1/М2 или М1/М3, приведены в таблице 2.4.

Для сравнения эффективности структур синтезированы и исследованы также 1D-MPC с одиночным магнитным слоем М1. Суммарная толщина магнитных слоёв и структуры для периодического и микрорезонаторных 1D-MPC –  $h_M$  и  $D$ , определена по средней скорости напыления и теоретическим расчётом оптических и МО спектров 1D-MPC. Технические параметры, оптические и МО свойства структур рассматриваются в Разделе 4 данной работы.

Таблица 2.3

Образцы 1D-MPC

<b>№</b>	<b>Тип структуры</b>	<b>Подложка и структура 1D-MPC</b>	<b><i>h<sub>M</sub></i>, нм</b>	<b><i>D</i>, нм</b>
<b>1</b>	Периодическая	GGG/M2/SiO <sub>2</sub> /[M1/M2/SiO <sub>2</sub> ] <sup>4</sup>	1172	1602
<b>2</b>	Микрорезонаторная	GGG/[TiO <sub>2</sub> /SiO <sub>2</sub> ] <sup>5</sup> /M1/[SiO <sub>2</sub> /TiO <sub>2</sub> ] <sup>5</sup>	150	1020
<b>3</b>		GGG/[TiO <sub>2</sub> /SiO <sub>2</sub> ] <sup>5</sup> /M1/M2/[SiO <sub>2</sub> /TiO <sub>2</sub> ] <sup>5</sup>	305	1175
<b>4</b>		GGG/[TiO <sub>2</sub> /SiO <sub>2</sub> ] <sup>5</sup> /M1/M3/[SiO <sub>2</sub> /TiO <sub>2</sub> ] <sup>5</sup>	260	1130
<b>5</b>			156	920
<b>6</b>			306	1070
<b>7</b>		KU-1/[TiO <sub>2</sub> /SiO <sub>2</sub> ] <sup>4</sup> /M1/M2/[TiO <sub>2</sub> /SiO <sub>2</sub> ] <sup>4</sup>	302	1066
<b>8</b>			317	1081
<b>9</b>			148	912
<b>10</b>			302	1066
<b>11</b>			306	1657
<b>12</b>		KU-1/[TiO <sub>2</sub> /SiO <sub>2</sub> ] <sup>7</sup> /M1/M2/[TiO <sub>2</sub> /SiO <sub>2</sub> ] <sup>7</sup>	317	1668
<b>13</b>			156	1507

МО активные слои всех кристаллов получены методом RIBS соответствующих мишеней в смеси аргона и кислорода на холодную подложку и кристаллизованы способом *post-annealing crystallization* на воздухе при оптимальных условиях (см. 2.1.2).

Диэлектрические слои кристаллов № 1-4 также синтезированы методом RIBS. Для нанесения слоёв SiO<sub>2</sub> использована мишень из особо чистого оптического кварцевого стекла марки КС-4В толщиной 10 мм. Для нанесения слоёв TiO<sub>2</sub> – металлическая мишень, изготовленная из отливки титана чистотой 99,98 %. Оптимальные параметры синтеза слоёв SiO<sub>2</sub> и TiO<sub>2</sub>:  $P_b = 5 \cdot 10^{-6}$  Торр,  $P_{Ar} = 2 \cdot 10^{-4}$  Торр,  $P_{O_2} = 5 \cdot 10^{-4}$  Торр,  $U = 5$  кВ,  $J = 160$  мА. Скорость осаждения слоёв SiO<sub>2</sub> и TiO<sub>2</sub> составила соответственно 5,3 и 6,8 нм/мин.

Слои кристалла №1 изготавливались последовательным напылением магнитоактивных и диэлектрических слоёв.

Диэлектрические слои кристаллов № 5-13 изготовленные на установке ВУ-2М методом электронно-лучевого испарения (electron beam evaporation – EBE) с применением оптического контроля толщины в процессе напыления. Зеркала с одинаковым количеством пар слоёв изготавливались в одном вакуумном цикле. Изготовление нескольких кристаллов с одинаковыми толщинами слоёв позволило набрать статистику при исследовании их свойств и тем самым подтвердить достоверность полученных результатов.

## **2.2 Методы исследований оптических, магнитооптических и магнитных свойств плёнок ферритов-гранатов и многослойных структур на их основе**

### **2.2.1 Измерение оптических спектров, методы определения показателя преломления, поглощения и толщины тонких плёнок**

Для измерения спектральных зависимостей коэффициентов пропускания и отражения плёнок и многослойных структур были использованы:

- двухканальный спектрофотометр СФ-14 (рабочий диапазон длин волн – от 400 до 750 нм);
- двухлучевой спектрофотометр HITACHI-330 (рабочий диапазон длин волн – от 200 до 2500 нм). Измерения выполнены для 1D-MPC №1 (табл. 2.4) в Институте радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Россия, г. Москва);
- автоматизированный спектрофотометр КФК-3 (рабочий диапазон длин волн – от 320 до 990 нм).

Принцип действия спектрофотометра КФК-3, на котором в основном проводились измерения спектров пропускания тонких плёнок, основан на сравнении светового потока  $\Phi_0$ , прошедшего через среду, растворитель или контрольный раствор, по отношению к которым производится измерение, и светового потока  $\Phi$ , прошедшего через исследуемую среду. Световые потоки  $\Phi_0$  и  $\Phi$  фотоприемником преобразуются в электрические сигналы  $U_0 > U$  и  $U_T$  ( $U_T$  – сигнал при неосвещенном приемнике). Коэффициент пропускания ( $K_t$ ) исследуемого образца определяется как отношение потоков или сигналов

$$K_t \approx \frac{\Phi}{\Phi_0} \cdot 100\% = \frac{U - U_T}{U_0 - U_T} \cdot 100\%. \quad (2.1)$$

Спектрофотометр выполнен в виде одного блока (рис. 2.1). На металлическом основании 1 закреплены узлы фотометра, которые закрываются кожухом 2. Кюветное отделение 3 закрывается съемной крышкой 4. При открытой крышке кюветного отделения шторка перекрывает световой пучок. На передней стенке основания фотометра, возле фотометрического блока 5, находится шаговый двигатель 6. В фотометрический блок 6 входят: осветитель 7 (галогенная лампа КГМ 12-10), монохроматор 8, кюветное отделение 3, фотометрическое устройство 9. Монохроматор 8 служит для получения излучения заданного спектрального состава и состоит из корпуса 10, узла входной щели 11, сферического зеркала 12, дифракционной решётки 13 (вогнутая,  $R = 250$  мм, 1200 штрихов на 1 мм), узла выходной щели 14 и синусного механизма 15, связанного с шаговым двигателем 6. Спектральный интервал, выделяемый монохроматором фотометра – не более 7 нм при размере диафрагм 0,8 x 4,0 мм и не более 1,5 нм при размере диафрагм 0,1 x 4,0 мм.

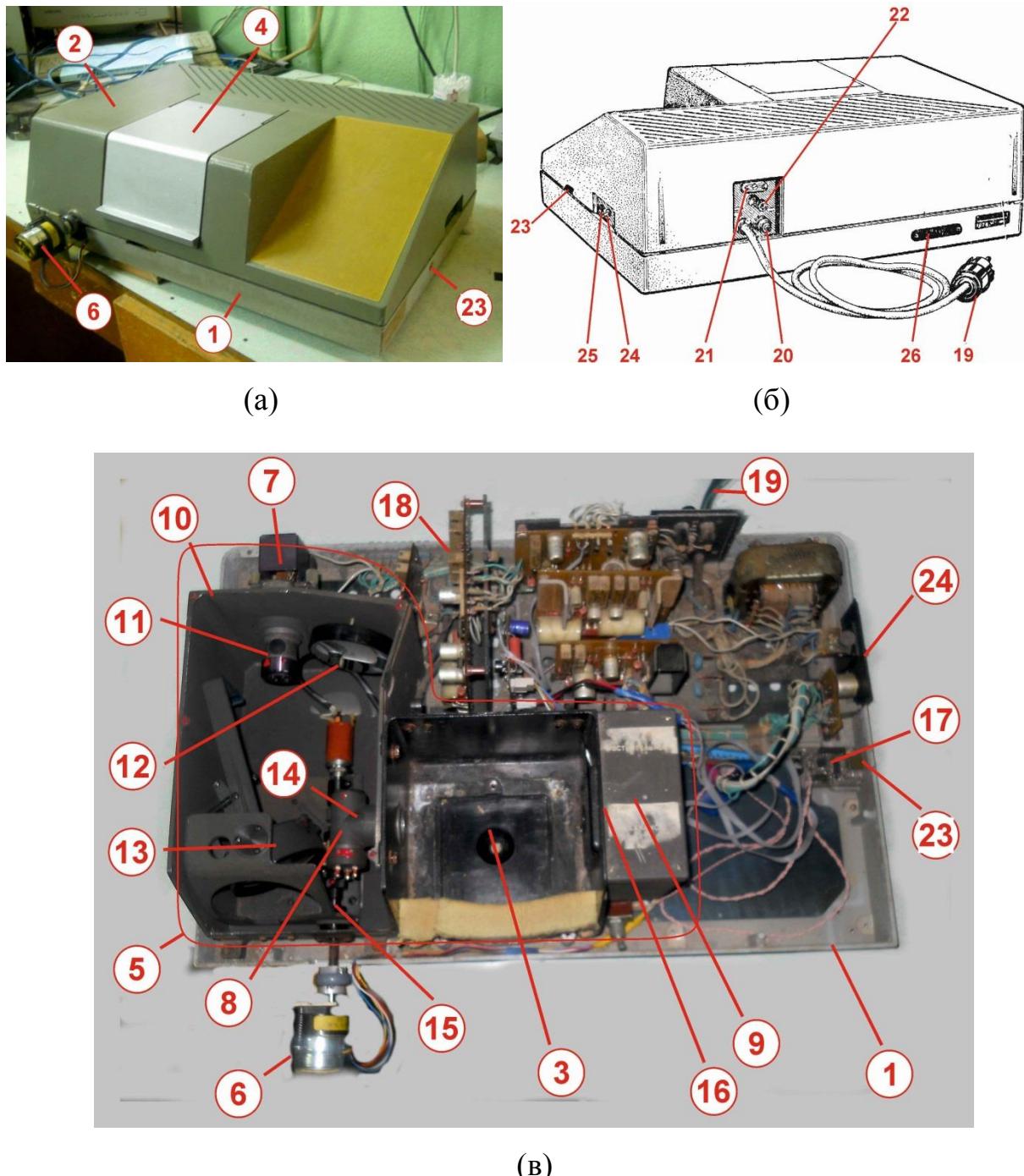


Рис. 2.1. Вид спектрофотометра: спереди с кожухом (а), сзади с кожухом (б), сверху без кожуха (в).

Кюветное отделение 3 представляет собой корпус, который с помощью болтов крепится к корпусу монохроматора. В правой части этого корпуса расположен карман с крышкой, в котором размещено фотометрическое устройство 16. В фотометрическое устройство входят фотодиод (ФД-288Б) и

усилитель постоянного тока. В фотометр входят также АЦП EADA 17 и блок питания 18. В блоке питания имеется электрошнур с вилкой 19 для включения в сеть, предохранитель 20, розетка 21 для подключения блока проточной кюветы, а также зажим защитного заземления 22. На вилке 19 имеется заземляющий контакт. Вилка 19 должна подсоединяться к розетке, соединенной с заземляющей шиной. Передача сигнала выходного напряжения с АЦП на персональный компьютер осуществляется через USB-шнур и разъем АЦП, выход 23 которого расположен на боковой стенке спектрофотометра. На боковой стенке основания фотометра расположен тумблер 24 (СЕТЬ) и ось резистора 25. На задней стенке основания фотометра расположена розетка 26 для подключения к фотометру термопечатающего устройства типа УТП-2.

Предел допускаемого значения основной абсолютной погрешности фотометра при измерении  $K_t$  при разогретом источнике излучения –  $\pm 2\%$ . Предел допускаемой основной абсолютной погрешности установки длины волны зависит от предварительной калибровки прибора по эталонным образцам.

Непосредственно экспериментальные **измерения показателя преломления  $n$  и толщины плёнок  $h$**  на длине волны  $\lambda = 550$  нм проводились с помощью поляризационно-интерференционного микроскопа «Biolar PI» методом двух иммерсий [124] на образцах с предварительно сформированной ступенькой (резкой границей «плёнка – подложка»).

Для определения показателя преломления  $n$ , поглощения  $\alpha$  (или коэффициента затухания  $\kappa$ ) и толщины тонких плёнок  $h$ , используются также спектральные зависимости коэффициента пропускания  $K_t$  [75, 125-128]. Для системы «воздух – плёнка – подложка – воздух»  $K_t$  представляет собой сложную зависимость перечисленных параметров плёнки  $n$ ,  $\alpha$ ,  $\kappa$ ,  $h$ , показателя преломления подложки  $n_s$  и длины волны  $\lambda$ :

$$K_t(\lambda, h, n, \kappa, n_s) = \frac{A x}{B - C x + D x^2}, \quad (2.2)$$

где

$$A = 16 \cdot n_s \cdot (n^2 + \kappa^2), \quad (2.3)$$

$$B = [(n+1)^2 + \kappa^2] \cdot [(n+1) \cdot (n + n_s^2) + \kappa^2], \quad (2.4)$$

$$C = [(n^2 - 1 + \kappa^2) \cdot (n^2 - n_s^2 + \kappa^2) - 2 \cdot \kappa^2 \cdot (n_s^2 + 1)] \cdot 2 \cdot \cos\gamma - \\ - \kappa \cdot [2 \cdot (n^2 - n_s^2 + \kappa^2) + (n_s^2 + 1) \cdot (n^2 - 1 + \kappa^2)] \cdot 2 \cdot \sin\gamma, \quad (2.5)$$

$$D = [(n^2 - 1)^2 + \kappa^2] \cdot [(n-1) \cdot (n - n_s^2) + \kappa^2], \quad (2.6)$$

$$\gamma = 4 \pi n h / \lambda, \quad x = \exp(-\alpha \cdot h), \quad \alpha = 4 \pi \kappa / \lambda. \quad (2.7)$$

Здесь  $n_s$  – показатель преломления подложки. Данное уравнение получено Свейнполом (Swanepoel) [125] и действительно для абсолютно гладких границ раздела «плёнка – воздух» и «плёнка – подложка». Так же уравнение учитывает, что прошедшие и отражённые волны когерентны внутри плёнки и некогерентны внутри подложки. Длина когерентности для спектрофотометра около 15-20 мкм. На основе (2.2) разработаны различные численные методы определения параметров тонких и очень тонких плёнок [126-129]. Во всех случаях для расчёта спектров  $K_t$  привлекаются дополнительные сведения о характере поведения оптических постоянных. В данной работе для определения и аппроксимации зависимостей  $n(\lambda)$  и  $\kappa(\lambda)$  были использованы программа PUMA и методы поточечной безусловной оптимизации и наименьших квадратов [126-128, 130]. Зависимости  $n(\lambda)$  и  $\kappa(\lambda)$  связаны с дисперсией диагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{xx}$  (см. 2.2.3) :

$$n(\lambda) = \operatorname{Re} \sqrt{\epsilon_{xx}(\lambda)}, \quad \kappa(\lambda) = -\operatorname{Im} \sqrt{\epsilon_{xx}(\lambda)}. \quad (2.8)$$

Однако, полученное по спектрам  $K_t$  плёнок значение  $\kappa$  следует рассматривать как «эффективный коэффициент затухания», который включает в себя не только поглощение материала, но и все эффекты, приводящие к снижению  $K_t$ . В тонких плёнках это дополнительное поглощение и рассеяние света от реальных дефектов структуры и шероховатости поверхности. Наличие шероховатости на поверхности плёнки снижает показатель преломления  $n(\lambda)$ , определённый по спектрам [57].

Спектр пропускания шероховатой плёнки может быть рассчитан в приближении, что толщина плёнки описывается распределением Гаусса:

$$\bar{K}_t(\lambda, h, n, \kappa, n_s, \sigma) = \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \int \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{h' - h}{\sigma}\right)^2\right] \cdot K_t(\lambda, h', n, \kappa, n_s) dh', \quad (2.9)$$

где  $h$  – средняя толщина плёнки,  $\sigma$  – стандартное отклонение для толщины плёнки, которое имеет тот же порядок величины, что и среднеквадратичная шероховатость плёнки  $\sigma_{\text{rms}}$  [57].

Показатели преломления используемых подложек  $n_s(\lambda)$  были определены по их спектрам пропускания:

$$n_s(\lambda) = 1,907 + \left(\frac{203,227}{\lambda}\right)^2 \text{ для GGG,} \quad (2.10)$$

$$n_s(\lambda) = 1,447 + \left(\frac{60,741}{\lambda}\right)^2 \text{ для плавленого кварца,} \quad (2.11)$$

$$n_s(\lambda) = 1,441 + \left(\frac{188,667}{\lambda}\right)^2 \text{ для оптического ситалла} \quad (2.12)$$

по формуле [125]

$$n_s(\lambda) = \frac{1}{K_{ts}(\lambda)} + \left(\frac{1}{K_{ts}^2(\lambda)} - 1\right)^{1/2}, \quad (2.13)$$

где  $K_{ts}(\lambda)$  – значения коэффициента пропускания подложки.

## 2.2.2 Измерение магнитооптических спектров и петель гистерезиса

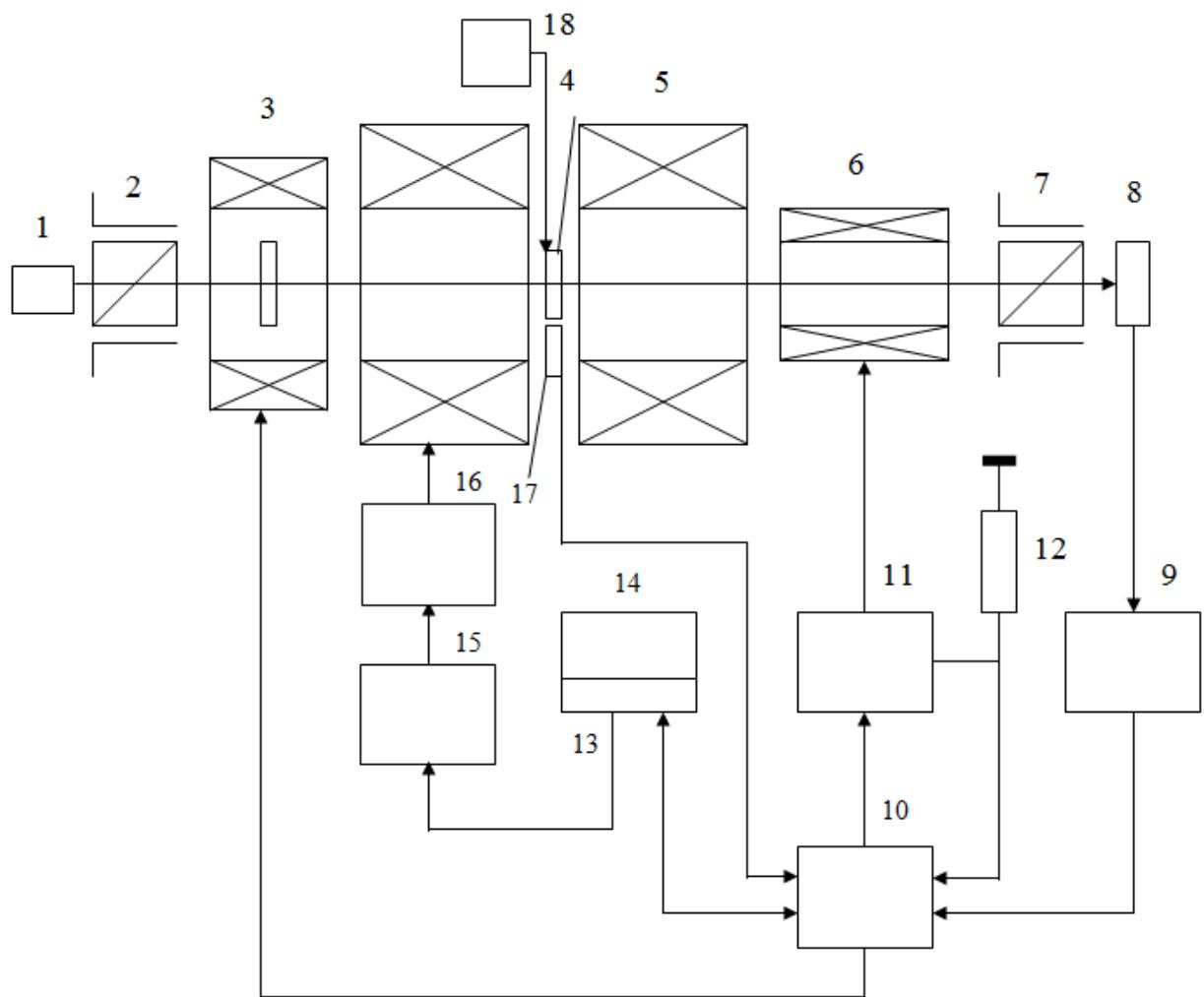
**Фарадеевское вращение (ФВ) и МОПГ** были измерены нулевым компенсационным методом, используя магнитополяриметр МПМФ-2 конструкции ведущего научного сотрудника отдела функциональных материалов и волоконной оптики НИЧ ТНУ А. Н. Шапошникова. В магнитополяриметр последовательно входят источник света (полупроводниковый лазер HLDPM12-655-10 PBF с рабочей длиной волны  $\lambda = 655$  нм), поляризатор, МО модулятор, электромагнит, компенсатор,

анализатор, фотоприёмник (рис. 2.3). Специальный держатель образца с нагревателем для температурных измерений в диапазоне от 293 до 423 К, образец и датчик Холла для измерения напряженности магнитного поля располагаются в зазоре электромагнита. Анализатор и поляризатор установлены друг относительно друга в положение тушения света. Компенсатор представляет собой соленоид с размещённым внутри него диамагнитным стеклом – тяжёлым Флинтом. Сигнал с фотоприёмника для обработки и усиления подаётся в электронную систему и персональный компьютер. По МОПГ определялись удельный угол ФВ  $\Theta_F$ , коэрцитивная сила  $H_c$ , коэффициент прямоугольности  $K_p =$ , напряжённости магнитного поля насыщения  $H_s$ , температуры Кюри  $T_C$  и компенсации  $T_{comp.}$ . Диапазон измерения коэрцитивной силы  $H_c$  и напряженности магнитного поля насыщения  $H_s$  составляет от – 5 до 5 кЭ.

*Спектры эффекта MCD* тонких плёнок (см. Раздел 3) в интервале длин волн от 270 до 850 нм, диапазоне температур от 8 до 300 К и в магнитном поле 5 кЭ измерялись с помощью дихрографа Mark IV фирмы Jobin-Yvon в Институте радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Россия, г. Москва). Величина MCD  $\Delta A$  в эксперименте определялась как

$$\Delta A = [(\Gamma^+ - \Gamma^-) / (\Gamma^+ + \Gamma^-)] / h \text{ (см}^{-1}\text{)}, \quad (2.14)$$

где  $\Gamma^+$  и  $\Gamma^-$  – интенсивности право и лево циркулярно поляризованного света;  $h$  – толщина плёнок без учёта немагнитного при комнатной температуре переходного слоя. Измеренные значения MCD  $\Delta A$  имеют противоположный истинным значениям MCD  $\Delta \alpha$  (см. 2.2.3) знак.



- |                                  |                             |
|----------------------------------|-----------------------------|
| 1 – источник излучения           | 11 – блок компенсации       |
| 2 – поляризатор                  | 12 – резистор образцовий    |
| 3 – магнитооптический модулятор  | 13 – плата параллельного    |
| 4 – кассета с образцом           | 14 – персональный компьютер |
| 5 – электромагнит                | 15 – источник питания       |
| 6 – компенсатор                  | 16 – блок управления        |
| 7 – анализатор                   | 17 – датчик Холла           |
| 8 – фотоприёмник                 | 18 – блок терморегулятора   |
| 9 – усилитель предыдущий         |                             |
| 10 – блок управления и обработки |                             |
| сигнала                          |                             |

Рис. 2.3. Структурная схема магнитополяриметра МПМФ-2.

В Физико-техническом институте низких температур НАНУ им. Б.И. Веркина (Украина, г. Харков) измеряли *фараадеевское вращение и MCD* плёнок и многослойных структур в диапазоне длин волн от 400 до 800 нм при помощи МО установки на основе спектрального комплекса КСВУ-6 с двойным дифракционным монохроматором МДР-6.

Использованные данные опубликованы в совместных с соавторами работах [15-42] и приведены для более полной картины изложения исследований.

### 2.2.3 Феноменологическое и микроскопическое описание магнитооптических эффектов и магнитооптическая спектроскопия

Для ферритов-гранатов, имеющих кубическую симметрию и намагниченных вдоль направления распространения света, тензор диэлектрической проницаемости  $\hat{\varepsilon}_M$  записывается в виде [83, 84, 93]

$$\hat{\varepsilon}_M = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & -i\varepsilon_{xy} & 0 \\ i\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Компоненты тензора  $\varepsilon_{xx}$ ,  $\varepsilon_{xy}$  и  $\varepsilon_{zz}$  – комплексные величины:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon'_{xx} + i\varepsilon''_{xx}, \quad (2.16)$$

$$\varepsilon_{xy} = \varepsilon'_{xy} + i\varepsilon''_{xy}, \quad (2.17)$$

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon'_{zz} + i\varepsilon''_{zz}. \quad (2.18)$$

Разница между компонентами  $\varepsilon_{xx}$  и  $\varepsilon_{zz}$  очень мала при температурах ниже  $T_C$ . Решение уравнений Maxwella в случае  $\hat{\varepsilon}_M$  (2.15) даёт нормальный тип волн, состоящих из RCP и LCP компонент и распространяющихся параллельно оси  $z$  [83]. Все компоненты  $\hat{\varepsilon}_M$  могут быть связаны с экспериментально определяемыми величинами в случае нормального прохождения света через магнитную плёнку или нормального отражения света от её поверхности:

$$\varepsilon'_{xx} = n^2 - \kappa^2, \quad \varepsilon''_{xx} = 2 \cdot n \cdot \kappa, \quad (2.19)$$

$$\varepsilon'_{xy} = (-\lambda/\pi) \cdot \left( n \Theta_F + \frac{1}{4} \kappa \Delta\alpha \right), \quad \varepsilon''_{xy} = (-\lambda/\pi) \cdot \left( \Theta_F \kappa - \frac{1}{4} n \Delta\alpha \right), \quad \text{или} \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon'_{xy} &= -\Theta_K (3n^2 \kappa - \kappa^3 - \kappa) - \psi_K (n^3 - 3n \kappa^2 - n), \\ \varepsilon''_{xy} &= \Theta_K (n^3 - 3n \kappa^2 - n) - \psi_K (3n^2 \kappa - \kappa^3 - \kappa), \end{aligned} \quad (2.21)$$

где  $\lambda$  – длина волны света в вакууме,  $n$  – показатель преломления,  $\kappa$  – коэффициент затухания,  $\Theta_F$  – удельный угол FR,  $\Delta\alpha$  – магнитный круговой дихроизм (MCD),  $\Theta_K$  – полярный угол KR,  $\psi_K$  – эллиптичность Керра. MCD связан с эллиптичностью Фарадея следующим образом:

$$\Delta\alpha = \alpha^+ - \alpha^- = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot (\kappa^+ - \kappa^-) = \frac{4\pi \cdot \Delta\kappa}{\lambda} [\text{см}^{-1}]. \quad (2.22)$$

$$\tan\psi_F = \Delta\alpha \cdot h/4. \quad (2.23)$$

В диапазоне длин волн выше  $\lambda \sim 500$  нм, где поглощение Bi: YIG мало, следующие приближения уравнений (2.20) могут быть использованы

$$\varepsilon'_{xy} = -\lambda n \Theta_F / \pi, \quad \varepsilon''_{xy} = \lambda n \Delta\alpha / 4\pi. \quad (2.24)$$

Для длин волн ниже  $\lambda \sim 500$  нм приближения (2.24) не выполняются, но можно говорить о качественном совпадении форм линий недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости  $\varepsilon'_{xy}(\lambda)$  и  $\varepsilon''_{xy}(\lambda)$  и измеряемых спектральных зависимостей угла FR  $\Theta_F(\lambda)$  и MCD  $\Delta\alpha(\lambda)$ .

Согласно [83] микроскопическая природа МО эффектов в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне длин волн Bi: YIG связана с электродипольными переходами, при которых возбуждённое (диамагнитный переход, рис. 2.4, а) или основное (парамагнитный переход, рис. 2.4, б) состояние расщепляется за счёт спин-орбитального взаимодействия. При этом спектральные зависимости  $\varepsilon'_{xy}(\lambda)$  и  $\varepsilon''_{xy}(\lambda)$  и связанные с ними МО эффекты будут иметь либо диамагнитную (рис. 2.4, в), либо парамагнитную (рис. 2.4, г) форму линий. Соответствующая физическая модель, демонстрирующая расщепление орбитальных состояний  $p_{x,y}$  магнитной молекулы с орбитальным угловым моментом  $L_z$  и поглощения RCP и LCP

компонент для случая на рис. 2.4 (а) взята из [83, 131] и представлена на рис. 2.4 (д).

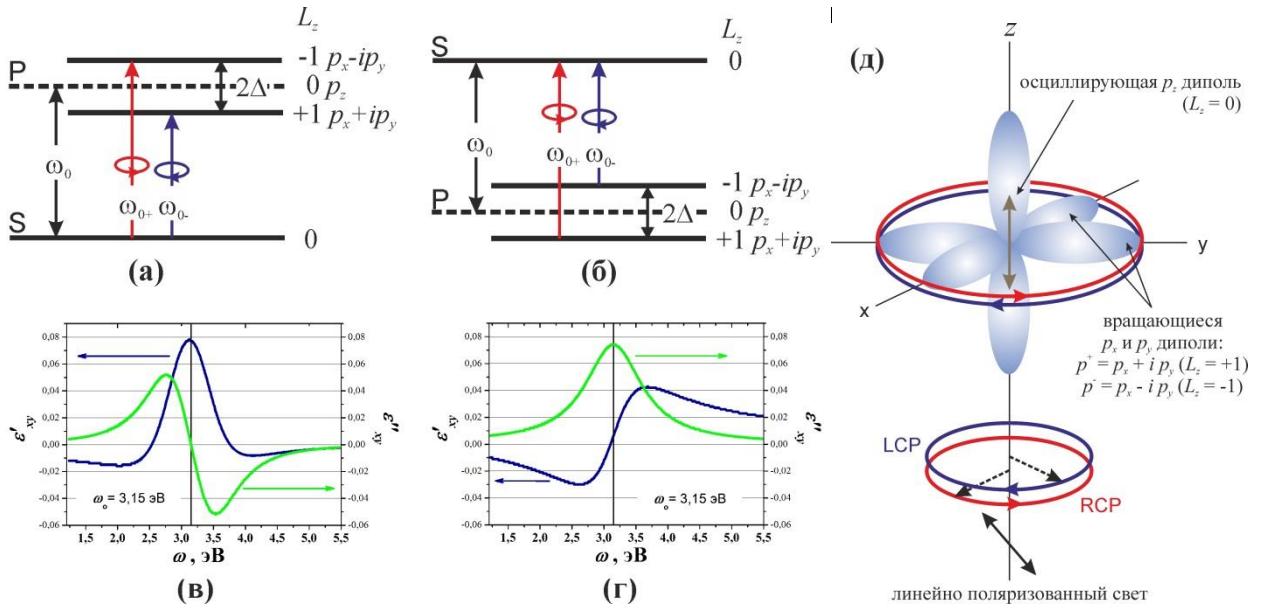
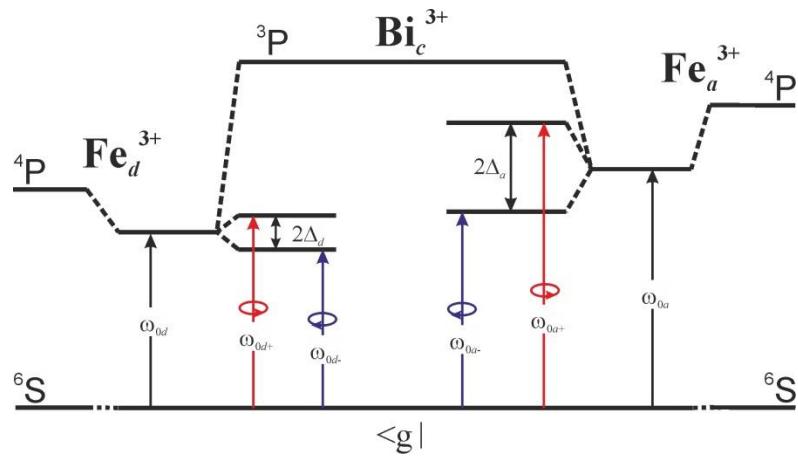


Рис. 2.4. Диаграммы энергетических уровней (а, б) и формы линий компонент  $\epsilon'_{xy}(\lambda)$  и  $\epsilon''_{xy}(\lambda)$  (в, г) для диамагнитных (а и в) и парамагнитных электро-дипольных переходов (б и г) и циркулярно поляризованные орбитальные состояния  $p_{x,y}$  (д).

Орбитали  $p_{x,y}$  вращаются в плоскости  $x$ - $y$  как и электрические составляющие  $\mathbf{E}$  циркулярно поляризованных мод электромагнитной волны. Орбиталь  $p_z$  не взаимодействует с циркулярно поляризованными модами. Частоты оптических переходов соответствуют энергиям частных квантовых состояний электрических диполей. В парамагнитном случае важную роль играет разность заселённостей расщеплённых состояний [83, 93].

В чистом YIG поглощение и формы линии МО эффектов и компонент  $\epsilon'_{xy}(\lambda)$  и  $\epsilon''_{xy}(\lambda)$  в оптическом диапазоне длин волн описываются 11 оптическими и МО переходами с парамагнитной формой линией [83, 84, 93, 95]. При замещении Bi в МО спектрах начинают доминировать переходы с диамагнитной формой линией (см. 1.2 и рис. 1.5 и рис. 1.6). На рис. 2.5

представлена упрощённая модель энергетических уровней молекулярных орбиталей для BIG согласно [83, 99, 131, 132].



$\langle g |$  – основное состояние;

$a$  и  $d$  – индексы, соответственно обозначают  $a$ - и  $d$ -позиции  $\text{Fe}^{3+}$ , которым приписываются происхождение МО активных переходов с диамагнитной формой линии;

$\Delta_a$  и  $\Delta_d$  – расщепление возбужденных состояний  $a$ - и  $d$ -координированных  $\text{Fe}^{3+}$ , соответственно;

$\omega_{0a}$  и  $\omega_{0d}$  – резонансная частота перехода между основным состоянием  $\langle g |$  и возбужденным состоянием  $a$ - и  $d$ -координированных ионов  $\text{Fe}^{3+}$ , соответственно;

$\omega_{0a+}$ ,  $\omega_{0a-}$  и  $\omega_{0d+}$ ,  $\omega_{0d-}$  – резонансные частоты переходов для RCP (+) и LCP (-) света, соответственно.

Рис. 2.5 Схематическое изображение энергетических уровней молекулярных орбиталей для феррита-граната висмута  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  [99].

В соответствии с [83, 131, 132] данные МО переходы с  $\omega_{0a} = 2,87$  эВ и  $\omega_{0d} = 2,38$  эВ первоначально рассматривались, как внутриионные переходы между основным состоянием  $^6\text{S}$   $a$ - и  $d$ -ионов  $\text{Fe}^{3+}$  и возбуждённым гибридным состоянием  $^4\text{P}$   $a$ - и  $d$ -ионов  $\text{Fe}^{3+}$  и  $^3\text{P}$  иона  $\text{Bi}^{3+}$ . Однако данные переходы не удовлетворяют условию  $\Delta S_z = 0$ , которое выполняется для межподрешёточных переходов  $^6A_{1a,d} \rightarrow ^4T_{1d,a}$  [83, 132]. Межподрешёточные переходы могут быть осуществлены посредством переноса заряда в результате обменного взаимодействия между антиферромагнитно

связанными ионами  $\text{Fe}^{3+}$  и посредством образования гибридных молекулярных орбиталей со смешанными спиновыми состояниями. Поэтому, интенсивность МО переходов, как показывают экспериментальные данные [132], зависит от концентрации связей  $\text{Fe}_a^{3+}\text{-O}^{2-}\text{-Fe}_d^{3+}$  и энергии корреляционного обмена, а количество осцилляторов для обоих переходов одновременно зависит от количества  $a$ - и  $d$ -ионов.

Связывая диэлектрическую проницаемость  $\hat{\epsilon}_M$  с поляризумостью среды и рассматривая модель диамагнитных электро-дипольных переходов, можно получить явные частотные зависимости компонент  $\hat{\epsilon}_M$  [75, 133, 134]:

$$\epsilon_{xx} = 1 + \omega_p^2 \cdot \sum_{\pm} f_{\pm} \cdot \frac{\omega_{0\pm}^2 - \omega^2 + \Gamma^2 - i \cdot 2 \cdot \omega \cdot \Gamma}{(\omega_{0\pm}^2 - \omega^2 + \Gamma^2)^2 + (2 \cdot \omega \cdot \Gamma)^2}, \quad (2.25)$$

$$\epsilon_{xy} = \frac{\omega_p^2}{2} \cdot \sum_{\pm} (\pm 1) \cdot \frac{f_{\pm} \cdot \omega \cdot (\omega_{0\pm}^2 - \omega^2 - \Gamma^2) - i \cdot \Gamma \cdot (\omega_{0\pm}^2 + \omega^2 + \Gamma^2)}{(\omega_{0\pm}^2 - \omega^2 + \Gamma^2)^2 + (2 \cdot \omega \cdot \Gamma)^2}, \quad (2.26)$$

где  $\omega_p$ ,  $\omega_p^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m}$  – плазменная частота;  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона;  $N$  – количество ионов на  $\text{см}^3$ ;  $\omega_{0\pm} = \omega_0 \pm \Delta$  – резонансная частота RCP и LCP,  $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$  – резонансная частота электронного перехода,  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$  – частота света,  $\Gamma$  – полуширина линии перехода,  $f_{\pm} \approx \frac{f}{2} \cdot \left(1 \pm \frac{\Delta}{\omega_0}\right)$  – сила осциллятора для RCP и LCP.

С учётом суммирования по нескольким МО переходам выражения для спектральных зависимостей угла FR  $\Theta_F(\lambda)$  и MCD  $\Delta\alpha(\lambda)$  (2.24) принимают вид

$$\Theta_F^i(\omega) = \frac{\pi \cdot e^2 \cdot \omega^2}{2 \cdot n \cdot m \cdot c} \cdot \sum_{i=a,d} \left[ \frac{N_i \cdot f_i}{\omega_{0i}} \cdot \left\{ \frac{(\omega_{0i} + \Delta_i)^2 - \omega_i^2 - \Gamma_i^2}{[(\omega_{0i} + \Delta_i)^2 - \omega_i^2 + \Gamma_i^2]^2 + 4 \cdot \omega_i^2 \Gamma_i^2} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{(\omega_{0i} - \Delta_i)^2 - \omega_i^2 - \Gamma_i^2}{[(\omega_{0i} - \Delta_i)^2 - \omega_i^2 + \Gamma_i^2]^2 + 4 \cdot \omega_i^2 \Gamma_i^2} \right\} \right], \quad (2.27)$$

$$\varepsilon_F^i(\omega) = \frac{\pi \cdot e^2 \cdot \omega}{2 \cdot n \cdot m \cdot c} \cdot \sum_{i=a,d} \left[ \frac{\Gamma_i \cdot N_i \cdot f_i}{\omega_{0i}} \left\{ \frac{(\omega_{0i} + \Delta_i)^2 + \omega_i^2 + \Gamma_i^2}{[(\omega_{0i} + \Delta_i)^2 - \omega_i^2 + \Gamma_i^2]^2 + 4 \cdot \omega_i^2 \Gamma_i^2} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{(\omega_{0i} - \Delta_i)^2 + \omega_i^2 + \Gamma_i^2}{[(\omega_{0i} - \Delta_i)^2 - \omega_i^2 + \Gamma_i^2]^2 + 4 \cdot \omega_i^2 \Gamma_i^2} \right\} \right], \quad (2.28)$$

где  $n$  – показатель преломления феррита-граната;  $i$  – индекс, обозначающий переход  $a$ - или  $d$ -координированного  $\text{Fe}^{3+}$ ;  $N_i$  – плотность осцилляторов (МО активных  $\text{Fe}^{3+}$ )  $i$ -перехода;  $f_i$  – сила осцилляторов  $i$ -перехода;  $\omega_{0i}$  – резонансная частота  $i$ -перехода;  $\Gamma_i$   $\Delta_i$  – полуширина линии  $i$ -перехода;  $\Delta_i$  – расщепление возбуждённого состояния, соответствующему  $i$ -переходу.

При этом знак соответствующего вклада “+” или “-” в уравнения (2.27) и (2.28)  $i$ -перехода зависит от ориентации направления намагниченности  $a$ - и  $d$ -подрешёток ионов  $\text{Fe}^{3+}$ . Так как намагниченности  $a$ - и  $d$ -подрешёток в структуре феррита-граната противоположны (см. 1.1.2),  $a$ - и  $d$ -координированные ионы  $\text{Fe}^{3+}$  имеют разные знаки переходов. В структуре феррита-граната  $\text{Bi: YIG}$   $M_d > M_a$  и  $d$ -подрешётка вносит позитивную форму линии в спектральную зависимость  $\varepsilon'_{xy}(\lambda)$  и  $\varepsilon''_{xy}(\lambda)$  или  $\text{FR } \Theta_F(\lambda)$  и  $\text{MCD } \Delta\alpha(\lambda)$ . В свою очередь, параметр решётки, намагниченность подрешёток  $M_d$  и  $M_a$  и содержание ионов  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Bi}^{3+}$  в составе феррита-граната задают количество МО активных ионов  $\text{Fe}^{3+}$ .

Так как частоты МО переходов находятся в зависимости от замещения  $\text{Bi}$  и диамагнитными ионами [83, 132], то анализ форм линий спектров МСД в глубине полосы поглощения и измерение магнитооптических петель гистерезиса (МОПГ) смогут предоставить сведения о состояниях магнитной подсистемы и структуры тонких и сверхтонких плёнок  $\text{Bi:IG}$ , даже толщиной в несколько атомных слоёв. Это делает возможным исследования структуры переходных слоёв «плёнка – подложка» методами МО спектроскопии.

## 2.2.4 Метод матриц переноса для расчёта оптических и магнитооптических свойств многослойных структур

Расчёт оптических и МО свойств многослойных структур традиционно проводится методом матриц  $4 \times 4$  [1, 57, 75, 106, 107]. Основу метода составляют решения уравнений Максвелла с использованием тензоров диэлектрической проницаемости, характеризующих функциональные слои 1D-МРС. Приведённый в данном разделе вывод аналогичен, представленному в [107]. В 1D-МРС присутствуют как магнитные, так и немагнитные диэлектрические слои. Поэтому, для расчётов и численного моделирования необходимо знание компонент тензора диэлектрической проницаемости как магнитных  $\hat{\varepsilon}_M$  (2.15), так и немагнитных диэлектрических слоёв  $\hat{\varepsilon}_D$ :

$$\hat{\varepsilon}_D = \begin{pmatrix} \varepsilon_d & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_d & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_d \end{pmatrix}, \quad (2.29)$$

где  $\varepsilon_d = (n_d^2 - \kappa_d^2)^+$ ;  $n_d$  и  $\kappa_d$  – показатель преломления и коэффициент затухания немагнитного слоя.

В общем случае, для получения решений уравнений Максвелла в магнитной среде необходим и тензор магнитной проницаемости  $\hat{\mu}$ . Но, так как рассматриваются оптические частоты, МО свойства ферритов-гранатов определяются только тензором диэлектрической проницаемости. Вкладом тензора магнитной проницаемости можно пренебречь и считать, что  $\mu = 1$ . Анализ свойств тонких плёнок и многослойных структур в ближнем инфракрасном диапазоне уже должен учитывать бигиротропность ферритов-гранатов [80, 96-98, 105, 106, 135, 136-138].

Используя матричный метод, определим коэффициенты пропускания  $K_t$  и отражения  $R$ , углы фарадеевского и керровского вращений  $\Theta_F$  и  $\Theta_K$ ,

магнитный круговой дихроизм  $\Delta\alpha$  (или эллиптичность  $\eta_F$ ) многослойной структуры.

Свет входит в многослойную структуру перпендикулярно плоскости раздела сред, линейно поляризован (ТМ) и имеет форму плоской волны с волновым вектором  $\mathbf{k}$  и частотой  $\omega$  (рис. 2.6).

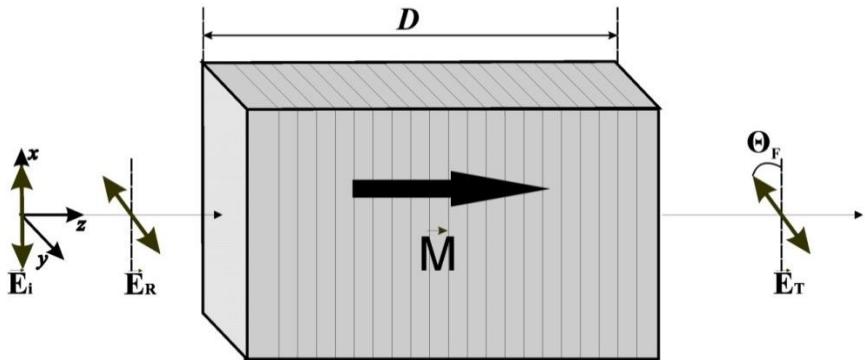


Рис. 2.6. Эффект Фарадея в многослойной структуре.

Уравнения Максвелла для диэлектрических сред (магнитной и немагнитной) в оптическом диапазоне частот записываются в виде:

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = i \omega \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t), \quad (2.30)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = -i \omega \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (2.31)$$

где  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$  и  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  – вектора магнитного и электрического полей электромагнитной волны,  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор,  $t$  – время,  $\epsilon_0$  и  $\mu_0$  – диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума.

Для представления уравнений Максвелла (2.30) и (2.31) в матричной форме введём вектор состояния, компонентами которого являются проекции векторов электрического и магнитного полей

$$\mathbf{F} = (e_x, e_y, h_x, h_y), \quad (2.32)$$

где  $e_x = \epsilon_0 E_x$ ,  $e_y = \epsilon_0 E_y$ ,  $h_x = \mu_0 H_x / c$ ,  $h_y = \mu_0 H_y / c$ ,  $c$  – скорость света в вакууме.

В магнитном слое электромагнитное поле представлено суммой RCP и LCP прямых и обратных волн:

$$\mathbf{F}^M(Z) = \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \\ h_x \\ h_y \end{bmatrix} = A \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ -i \\ i\sqrt{\epsilon_+} \\ \sqrt{\epsilon_+} \end{bmatrix} \cdot e^{ik_+Z} + B \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ -i \\ -i\sqrt{\epsilon_+} \\ -\sqrt{\epsilon_+} \end{bmatrix} \cdot e^{-ik_+Z} + \\ + C \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ i \\ -i\sqrt{\epsilon_-} \\ \sqrt{\epsilon_-} \end{bmatrix} \cdot e^{ik_-Z} + D \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ i \\ i\sqrt{\epsilon_-} \\ -\sqrt{\epsilon_-} \end{bmatrix} \cdot e^{-ik_-Z}, \quad (2.33)$$

где  $k_+$  ( $k_+ = (\omega/c) \cdot \epsilon_+^{1/2}$ ) и  $k_-$  ( $k_- = (\omega/c) \cdot \epsilon_-^{1/2}$ ) – волновые числа,  $\epsilon_+$  ( $\epsilon_+ = \epsilon_{xx} + \epsilon_{xy}$ ) и  $\epsilon_-$  ( $\epsilon_- = \epsilon_{xx} - \epsilon_{xy}$ ) – диэлектрические проницаемости RCP и LCP волн, соответственно.  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  – амплитуды соответствующих компонент. Электромагнитное поле в немагнитном слое:

$$\mathbf{F}^D(Z) = \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \\ h_x \\ h_y \end{bmatrix} = A' \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ \sqrt{\epsilon_d} \end{bmatrix} \cdot e^{ik_dZ} + B' \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -\sqrt{\epsilon_d} \end{bmatrix} \cdot e^{-ik_dZ} + \\ + C' \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ -\sqrt{\epsilon_d} \\ 0 \end{bmatrix} \cdot e^{ik_dZ} + D' \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ \sqrt{\epsilon_d} \\ 0 \end{bmatrix} \cdot e^{-ik_dZ}, \quad (2.34)$$

где  $k_d = (\omega/c) \cdot \epsilon_d^{1/2}$  – волновое число,  $A'$ ,  $B'$ ,  $C'$  и  $D'$  – амплитуды соответствующих компонент поля.

Записывая уравнения (2.33) и (2.34) на границах слоёв, находятся матрицы переноса  $\Phi^M(Z_2 - Z_1)$  и  $\Phi^D(Z_2 - Z_1)$ , связывающие компоненты электромагнитного поля на этих границах:

$$\tau(Z_2) = \Phi^A(Z_2 - Z_1) \cdot \tau(Z_1), \quad (2.35)$$

где  $A$  ( $M$  для магнитного слоя или  $D$  для диэлектрического слоя). Матрица переноса  $\Phi^M(Z_2 - Z_1)$  и  $\Phi^D(Z_2 - Z_1)$  имеют размерность  $4 \times 4$ .

Введём фазовые коэффициенты:

$$\delta_+ = k_+ h_M, \quad \delta_- = k_- h_M, \quad \text{и} \quad \delta = (\omega/c) \cdot \sqrt{\epsilon_D} \cdot h_D, \quad (2.36)$$

где  $h_M$  – толщина магнитного слоя,  $h_D$  – толщина немагнитного слоя.

Для магнитного слоя элементы матрицы  $\Phi_{ij}^M$  записываются в виде:

$$\begin{aligned} \Phi_{00}^M &= \frac{1}{2}(\cos\delta_+ + \cos\delta_-), \quad \Phi_{01}^M = \frac{i}{2}(\cos\delta_+ - \cos\delta_-), \\ \Phi_{02}^M &= \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\sqrt{\epsilon_+}} \sin\delta_+ - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_-}} \sin\delta_- \right), \quad \Phi_{03}^M = \frac{i}{2} \left( \frac{1}{\sqrt{\epsilon_+}} \sin\delta_+ + \frac{1}{\sqrt{\epsilon_-}} \sin\delta_- \right); \\ \Phi_{10}^M &= -\frac{i}{2}(\cos\delta_+ - \cos\delta_-), \quad \Phi_{11}^M = \frac{1}{2}(\cos\delta_+ + \cos\delta_-), \\ \Phi_{12}^M &= -\frac{i}{2} \left( \frac{1}{\sqrt{\epsilon_+}} \sin\delta_+ + \frac{1}{\sqrt{\epsilon_-}} \sin\delta_- \right), \quad \Phi_{13}^M = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\sqrt{\epsilon_+}} \sin\delta_+ - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_-}} \sin\delta_- \right); \\ \Phi_{20}^M &= -\frac{1}{2}(\sqrt{\epsilon_+} \sin\delta_+ - \sqrt{\epsilon_-} \sin\delta_-), \quad \Phi_{21}^M = -\frac{i}{2}(\sqrt{\epsilon_+} \sin\delta_+ + \sqrt{\epsilon_-} \sin\delta_-), \quad (2.37) \\ \Phi_{22}^M &= \frac{1}{2}(\cos\delta_+ + \cos\delta_-), \quad \Phi_{23}^M = \frac{i}{2}(\cos\delta_+ - \cos\delta_-); \\ \Phi_{30}^M &= \frac{i}{2}(\sqrt{\epsilon_+} \sin\delta_+ + \sqrt{\epsilon_-} \sin\delta_-), \quad \Phi_{31}^M = -\frac{1}{2}(\sqrt{\epsilon_+} \sin\delta_+ - \sqrt{\epsilon_-} \sin\delta_-), \\ \Phi_{32}^M &= -\frac{i}{2}(\cos\delta_+ - \cos\delta_-), \quad \Phi_{33}^M = \frac{1}{2}(\cos\delta_+ + \cos\delta_-). \end{aligned}$$

Для немагнитного слоя:

$$\Phi^D = \begin{pmatrix} \cos\delta & 0 & 0 & \frac{i}{\sqrt{\epsilon_D}} \sin\delta \\ 0 & \cos\delta & -\frac{i}{\sqrt{\epsilon_D}} \sin\delta & 0 \\ 0 & -i\sqrt{\epsilon_D} \sin\delta & \cos\delta & 0 \\ i\sqrt{\epsilon_D} \sin\delta & 0 & 0 & \cos\delta \end{pmatrix}. \quad (2.38)$$

Тангенциальные компоненты электромагнитного поля непрерывны на всех граничных поверхностях, поэтому вектор состояния  $\mathbf{F}$  так же является непрерывным на всех граничных поверхностях. Вектора состояния первой  $\mathbf{F}$  ( $Z = Z_0$ ) и последней  $\mathbf{F}(Z = Z_0 + D)$  границ раздела многослойной структуры (рис. 2.6) связываются уравнением:

$$\mathbf{F}(Z_0 + D) = \Phi^n \dots \Phi^1 \cdot \mathbf{F}(Z_0) = \Phi \cdot \mathbf{F}(Z_0), \quad (2.39)$$

где  $\Phi^n$  и  $\Phi^1$  – матрицы переноса последнего и первых слоёв. Матрица  $\Phi$ , связывающая амплитуды электрического и магнитного полей по обе стороны от многослойной структуры, является результатом поочередного перемножения матриц переноса всех слоёв структуры,  $D$  – суммарная толщина магнитных слоёв, входящих в многослойную структуру.

Электромагнитное поле в пространстве  $Z < Z_0$  представлено суммой падающей ТМ и отражённых ТМ и ТЕ волн:

$$\mathbf{F}(Z) = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \cdot e^{ik(Z-Z_0)} + C_1 \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix} \cdot e^{-ik(Z-Z_0)} + C_2 \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \cdot e^{-ik(Z-Z_0)}, \quad (Z \leq Z_0), \quad (2.40)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  – соответствующие амплитуды. Электромагнитное поле в пространстве  $Z > Z_0 = +D$  представлено суммой выходящих ТМ и ТЕ волн:

$$\mathbf{F}(Z) = C_3 \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \cdot e^{ik(Z-Z_0-D)} + C_4 \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix} \cdot e^{ik(Z-Z_0-D)}, \quad (Z \geq Z_0 = +D), \quad (2.41)$$

где  $C_3$  и  $C_4$  – амплитуды соответствующих компонент.

Зная компоненты  $\Phi$ -матрицы, находятся амплитуды  $(C_1, C_2, C_3, C_4)$ , которые являются решениями уравнения:

$$\begin{pmatrix} \Phi_{00} - \Phi_{03} & \Phi_{01} + \Phi_{02} & -1 & 0 \\ \Phi_{10} - \Phi_{13} & \Phi_{11} + \Phi_{12} & 0 & -1 \\ \Phi_{20} - \Phi_{23} & \Phi_{21} + \Phi_{22} & 0 & 1 \\ \Phi_{30} - \Phi_{33} & \Phi_{31} + \Phi_{32} & -1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \\ C_4 \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \Phi_{00} + \Phi_{03} \\ \Phi_{10} + \Phi_{13} \\ \Phi_{20} + \Phi_{23} \\ \Phi_{30} + \Phi_{33} \end{pmatrix}. \quad (2.42)$$

Решение системы (2.42) было реализовано в свободно распространяемой программе Scilab. Через найденные амплитуды  $(C_1, C_2, C_3, C_4)$  определяются коэффициенты пропускания  $K_t$  и отражения  $K_r$  (в относительных единицах):

$$K_r^{\text{TM}} = |C_1|^2, \quad K_r^{\text{TE}} = |C_2|^2, \quad K_t^{\text{TM}} = |C_3|^2, \quad K_t^{\text{TE}} = |C_4|^2, \quad (2.43)$$

$$K_t = K_t^{\text{TM}} + K_t^{\text{TE}}, \quad K_r = K_r^{\text{TM}} + K_r^{\text{TE}}, \quad (2.44)$$

угол FR  $\Theta_F$  (в радианах) и эллиптичность  $\eta_F$ :

$$\Theta_F = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left( \frac{2 \operatorname{Re}(\chi)}{1 - |\chi|^2} \right), \quad \chi = \frac{C_4}{C_3}, \quad (2.45)$$

$$\eta_F = \frac{1}{2} \arcsin \left( \frac{2 \operatorname{Im}(\chi)}{1 + |\chi|^2} \right), \quad (2.46)$$

угол KR  $\Theta_K$  (в радианах):

$$\Theta_K = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left( \frac{2 \operatorname{Re}(\zeta)}{1 - |\zeta|^2} \right), \quad \zeta = \frac{C_2}{C_1}. \quad (2.47)$$

Спектральная зависимость MCD 1D-MPC определялась как

$$\Delta A = \frac{\left( K_t^+ - K_t^- \right)}{\left( K_t^+ + K_t^- \right)}, \quad (2.48)$$

где  $K_t^+$  и  $K_t^-$  – коэффициенты пропускания RCP и LCP волн, соответственно.

## 2.3 Выводы второго раздела

Таким образом, для реализации целей и задач, поставленных в данной работе:

**1.** Предложено использовать высокомагнитоактивный слой с высоким содержанием Bi в структурах 1D-MPC с негранатовыми слоями диоксидов кремния  $\text{SiO}_2$  и титана  $\text{TiO}_2$ .

**2.** Показано, что применение двухэтапной технологии синтеза и метод ионно-лучевого распыления в Ar-O смеси на холодные подложки с последующей кристаллизацией позволяют синтезировать высокомагнитоактивный слой для предложенных структур 1D-MPC. На слой  $\text{SiO}_2$ , кварцевую или ситалловую подложку наносится буферный слой (подслой) состава с меньшим содержанием Bi  $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$  (M1). Затем после отжига и кристаллизации буферного слоя проводится

напыление, отжиг и кристаллизация основного магнитоактивного слоя с высоким содержанием  $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (M2) или  $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Ga}_{0,5}\text{O}_{12}$  (M3). Оптимальной для данных составов является температуре отжига 680 °С. Для более точного определения оптимальных режимов синтеза предлагается исследовать влияние ионно-лучевой обработки подложки, скорости нагрева при кристаллизационном отжиге и толщины буферного слоя на МО свойства данных ферритов-гранатов.

**3.** Для исследований переходных слоёв «подложка – плёнка» и состояний магнитной структуры предложено использовать методы МО спектроскопии (а именно анализ спектров магнитного кругового дихроизма в глубине полосы поглощения и измерение МО петель гистерезиса) и плёнки  $\text{Bi:IG}$  с высоким содержанием  $\text{Bi} = \text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Показано, что такие плёнки являются идеальными объектами исследований, вследствие реализации в их МО спектрах для рассматриваемого диапазона длин волн трёх электро-дипольных переходов с диамагнитной формой линией, резонансные частоты и интенсивности которых зависят от концентрации  $\text{Bi}$  и  $\text{Fe}$ .

На ряду с вышеперечисленными методами в работе использованы методы: оптической спектроскопии; методы определения показателя преломления, поглощения и толщины тонких плёнок по их спектрам пропускания; метод матриц переноса  $4 \times 4$  решения основных электродинамических уравнений Максвелла для многослойных структур 1D-MPC при использовании дисперсионных зависимостей тензоров диэлектрической проницаемости функциональных слоёв; численные методы (метод поточечной безусловной оптимизации и метод наименьших квадратов).

## РАЗДЕЛ 3

### МАГНИТОАКТИВНЫЕ СЛОИ ДЛЯ ОДНОМЕРНЫХ МАГНИТОФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Для использования в структурах 1D-MPC были выбраны составы ферритов-гранатов М1 ( $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$ ), М2 ( $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) и М3 ( $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Ga}_{0,5}\text{O}_{12}$ ). На их основе возможно создание магнитных слоёв с высоким содержанием Ві и разными магнитными и МО параметрами для структур 1D-MPC, содержащих немагнитные слои. Для получения таких слоёв предлагается следующая модификация – последовательное напыление и кристаллизация ферритов-гранатов с низким М1 (буферный слой) и высоким М2 или М3 (основной МО слой) содержанием Ві. Так как качество всей структуры будет зависеть от качества ее отдельных элементов, то влияние условий синтеза на свойства ферритов-гранатов М1, М2 и М3 должно быть исследовано и представлено. Для проектирования самой структуры является важным знание спектральных зависимостей оптических и МО параметров ферритов-гранатов данных составов. Описание исследуемых и применяемых режимов синтеза плёнок приведено в параграфе 2.1.2 данной диссертационной работы: особое внимание уделено влиянию на свойства плёнок скорости нагрева при кристаллизационном отжиге, материала (см. 3.1) и ионной обработки подложки (см. 3.2).

#### **3.1 Характеристики плёнок и модифицированных слоёв ферритов-гранатов для одномерных магнитофотонных кристаллов**

##### **3.1.1 Состав и кристаллическое качество**

По данным микро- и рентгеноструктурного анализа, проводимых для полученных на подложках GGG при оптимальных условиях (см. 2.1.2)

плёнок Bi: IG толщиной больше 90 нм, состав плёнок соответствует составу распыляемых мишеней. На рис. 3.1 приведена дифрактограмма, которая свидетельствует об образовании эпитаксиальной гранатовой фазы для плёнки M2 I типа толщиной 100 нм. Параметр решётки составляет  $a = 1,2602$  нм, что соответствует содержанию Bi  $x_{\text{Bi}} = 2,8$  ат./ф.е. (см. 2.1.1). Эпитаксиальный рост Bi: IG подтверждается данными исследований ферромагнитного резонанса в образцах GGG/M3 и GGG/M2 и двухслойной плёнке GGG/M1/M2 [19, 123]. Для структуры M1/M2, кристаллизованной на слое  $\text{SiO}_2$ , слой M2 имеет параметр решётки  $a = 1,2620$  нм и монокристаллическое качество, слой M1 – поликристаллический.

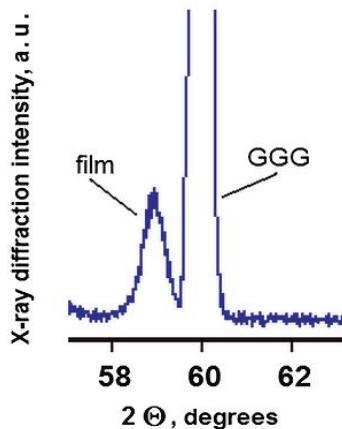


Рис. 3.1. Дифрактограмма плёнки M2 I типа толщиной 100 нм [15].

### 3.1.2 Оптические спектры пропускания, показатель преломления, поглощение и шероховатость поверхности

Как было отмечено в параграфе 2.2.1, для более точного определения оптических постоянных по спектрам пропускания необходимо знание параметров поверхности плёнок. Как оказалось, в применяемом в данной работе методе кристаллизации шероховатость поверхности Bi: IG плёнок зависит от скорости нагрева при кристаллизационном отжиге. На рис. 3.2 показаны измеренные спектры пропускания плёнок Bi: YIG, осаждённых на

подложку GGG и кристаллизованных со скоростями нагрева  $\sim 2^\circ/\text{мин}$  (тип А) и  $\sim 40^\circ/\text{мин}$  (тип В), время напыления  $\tau_s = 40$  мин и  $h = 380 (\pm 15)$  нм. Коэффициент пропускания плёнок типа А на 10 % выше, чем плёнок типа В. Согласно исследованиям морфологии поверхности [15], плёнки типа А имеют максимальную высоту кристаллитов  $R_{\max} = 18$  нм, среднюю высоту кристаллитов  $R_a = 8$  нм, среднюю шероховатость поверхности  $\sigma = 2$  нм, rms шероховатость  $\sigma_{\text{rms}} = 2,5$  нм, размер кристаллитов  $R_{\text{cr}} = 100$  нм. Для плёнок типа В эти значения соответственно составляют  $R_{\max} = 73$  нм,  $R_a = 36$  нм,  $\sigma = 9$  нм,  $\sigma_{\text{rms}} = 12$  нм и  $R_{\text{cr}} = 240$  нм. Для более тонких плёнок, используемых в структурах 1D-MPC, соответствующие параметры составили: для плёнки толщиной 17,4 нм –  $R_{\max} = 6$  нм,  $R_a = 4$  нм,  $\sigma = 2$  нм,  $\sigma_{\text{rms}} = 2,56$  нм и  $R_{\text{cr}} = 50$  нм, для плёнки толщиной 116 нм –  $R_{\max} = 30$  нм,  $R_a = 12$  нм,  $\sigma = 6$  нм,  $\sigma_{\text{rms}} = 7,7$  нм и  $R_{\text{cr}} = 220$  нм. Наблюдаемое различие объясняется механизмами роста: в плёнках типа А происходит атомно-гладкий рост, в плёнках типа В – селективное зародышеобразование [15].

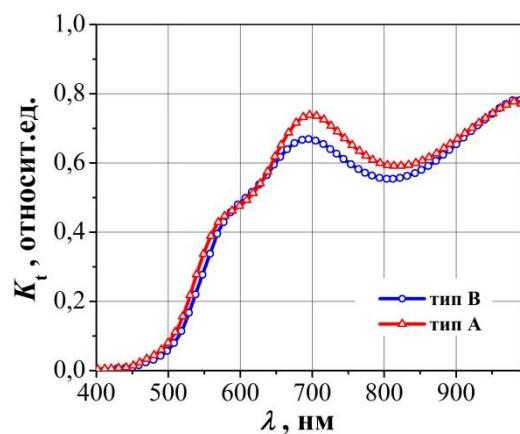


Рис. 3.2. Экспериментальные спектры коэффициента пропускания  $K_t$  плёнок Bi: YIG, синтезированных на подложке GGG при скоростях нагрева во время кристаллизационного отжига  $\sim 2^\circ/\text{мин}$  (тип А) и  $\sim 40^\circ/\text{мин}$  (тип В).

Полученные данные по шероховатости были использованы при расчёте спектральных зависимостей коэффициента пропускания  $K_t$  плёнок Bi: IG. На

рис. 3.3 представлены измеренные спектры пропускания плёнок М2, синтезированные на подложках GGG с разной ионной обработкой и одинаковых временах распыления – 33 мин. Интерференционные картины в спектрах плёнок типа II и III, полученных на подложках с максимальной ионной обработкой, и типа IV, полученной на подложке с минимальной ионной обработкой, отличаются. Вероятно, это связано с образованием значительного переходного слоя «плёнка – подложка» в плёнках типа II и III и размытием границ «плёнка – подложка». Происходит «синий сдвиг» края оптического поглощения, который связан с различием частот основных оптических и МО переходов для плёнок на подложках, подвергнутых высокоэнергетической ионной обработке. Подробное описание влияния ионной обработки на формирование переходных слоёв и свойства наноразмерных плёнок феррита-граната М2 представлено в подпункте 3.2.1.

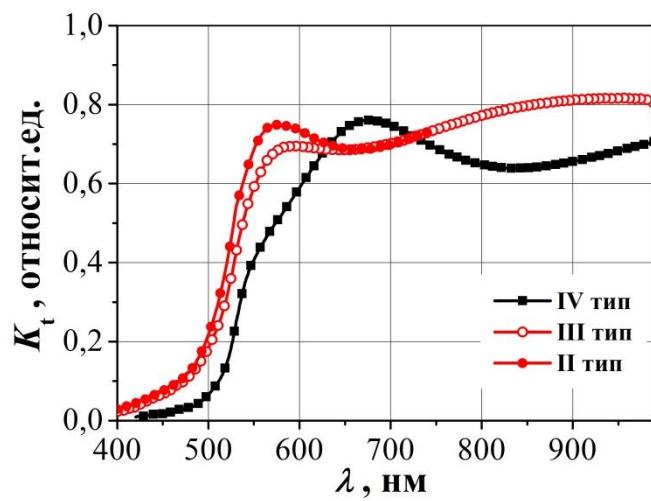


Рис. 3.3 Спектральные зависимости коэффициента пропускания  $K_t$  плёнок М2 IV, III и I типов на подложках GGG с разной ионной обработкой. Соответствующие режимы обработки подложки приведены в 2.1.2.

На рис. 3.4 приведены экспериментальные спектры пропускания плёнок М1 на подложке из ситалла, М2, М3 и двухслойной плёнки М1/М2 на подложках GGG с минимальной ионной обработкой. Рассчитанные спектры

плёнок M1, M2, M3 приведены на рис. 3.4 (а). В таблице 3.1 представлены подгоночные параметры спектральных характеристик  $n(\lambda)$  и  $\kappa(\lambda)$ . Для всех спектров  $K_t$  характерен изгиб в диапазоне  $\lambda$  от 450 до 520 нм, который свидетельствует о наличии особенностей в зависимостях  $n(\lambda)$  и  $\kappa(\lambda)$  (рис. 3.4, б). С увеличением концентрации Вi происходит «красный сдвиг» и увеличение интенсивности оптических переходов, с которыми связаны особенности спектров оптических характеристик плёнок.

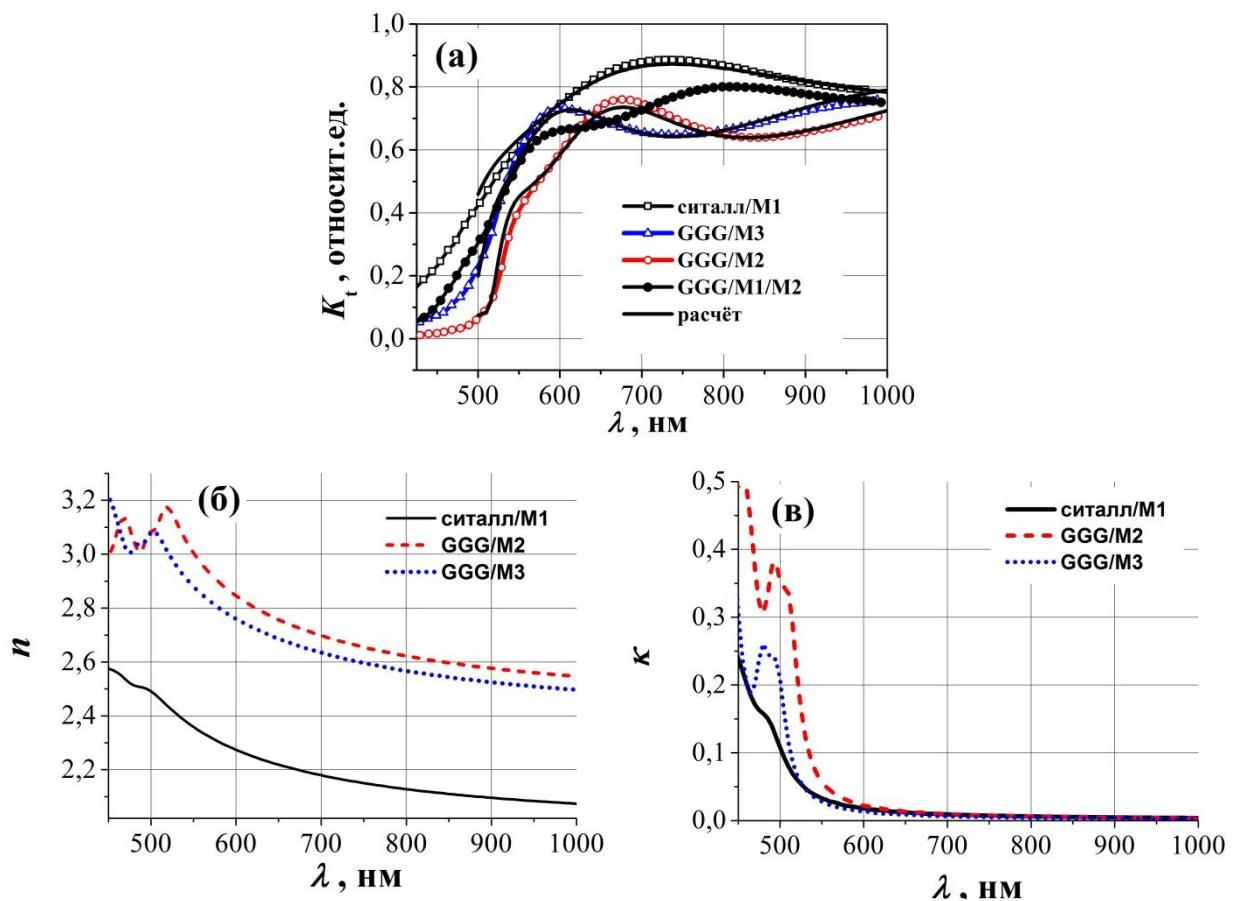


Рис. 3.4. Экспериментальные (символы и линии) и рассчитанные (линии) спектральные зависимости коэффициента пропускания  $K_t$  (а) плёнок M1 на подложке из ситалла, M2, M3 и двухслойной плёнки M1/M2 на подложках GGG с минимальной ионной обработкой. Спектральные зависимости показателя преломления и коэффициента затухания, используемые в расчёте, представлены на рис. (б) и (в), соответственно.

Таблица 3.1

Подгоночные параметры спектральных характеристик  $n(\lambda)$  и  $\kappa(\lambda)$ ,  
толщина и шероховатость плёнок Ві: IG

№	Подложка/ состав плёнки	$h$ , нм $\tau_s$ , мин	$\sigma$ , нм	$\omega_0$ и $\Delta$ , эВ	$\omega_p^2$	$\Gamma$ , эВ	Рис.
1	ситалл/M1	163	18	4,1 и 0	23	0	3.4
		27,8		2,64 и 0,09	0,25	0,12	
				2,92 и 0,04	0,7	0,15	
2	GGG/M2	243	12	4,1 и 0	38	0	3.4
		31		2,46 и 0,045	0,4	0,06	
				2,78 и 0,06	1	0,088	
3	GGG/M3	210	11	4,1 и 0	37	0	3.4
		33		2,54 и 0,045	0,28	0,06	
				2,85 и 0,04	0,9	0,088	

### 3.1.3 Магнитооптические спектры и петли гистерезиса

Зависимости  $\Theta_F$  от температуры кристаллизационного отжига  $T_a$  для плёнок M2 и M1 на подложке GGG (111) и плёнки M1 на слое  $\text{SiO}_2$  показаны на рис. 3.5. В отсутствии гранатовой фазы в плёнках  $\Theta_F$  равен нулю. При увеличении  $T_a$   $\Theta_F$  возрастает и в некотором интервале температур имеет максимум. Для плёнки M2  $\Theta_F$  максимален при  $T_a = 660$  °C и составляет  $\Theta_F = -5,5$  °/мкм. Гранатовая фаза для плёнки M2 полностью разрушается при  $T_a > 950$  °C. Максимальное значение угла FR для плёнки M1 на подложке GGG  $\Theta_F = -1,9$  °/мкм достигается в интервале температур  $T_a = 720 - 820$  °C. Максимальное значение FR  $\Theta_F = -0,9$  °/мкм для плёнки M1 на слое  $\text{SiO}_2$  – в интервале температур  $T_a = 680-700$  °C. Интересной особенностью кристаллизации процессов плёнки M1 на  $\text{SiO}_2$  является инверсия знака  $\Theta_F$  при  $T_a > 900$  °C. Что может быть связано с перераспределением составляющих элементов и испарением Ві при высокой  $T$  и формированием граната другого состава [19, 20, 123]. Таким образом, существует область температур 660 - 680 °C, в которой  $\Theta_F$  имеет максимальные значения для всех

плёнок, и по этой причине феррито-гранатовые слои M1 на слое  $\text{SiO}_2$  и M2 на слое M1 в модифицированной плёнке кристаллизуются при  $T_a = 680 \text{ }^{\circ}\text{C}$  (см. 2.1.2).

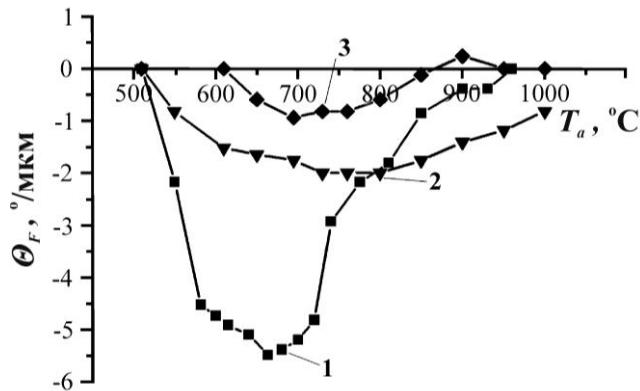


Рис. 3.5. Зависимости угла FR  $\Theta_F$  от температуры кристаллизационного отжига  $T_a$  для плёнок: M2 на GGG (1), M1 на GGG (2), M1 на  $\text{SiO}_2$  (3) [19, 20].

FHL MO активных слоёв M1 и M2 на подложках GGG и плёнки M1 на слое  $\text{SiO}_2$  представлены на рис. 3.6. Вид FHL указывает на то, что ось лёгкого намагничивания перпендикулярна плоскости плёнки для граната M1 и лежит в плоскости плёнки для граната M2. Параметры плёнок используемых в работе составов M1, M2 и M3, определённые по FHL, приведены в табл. 3.2.

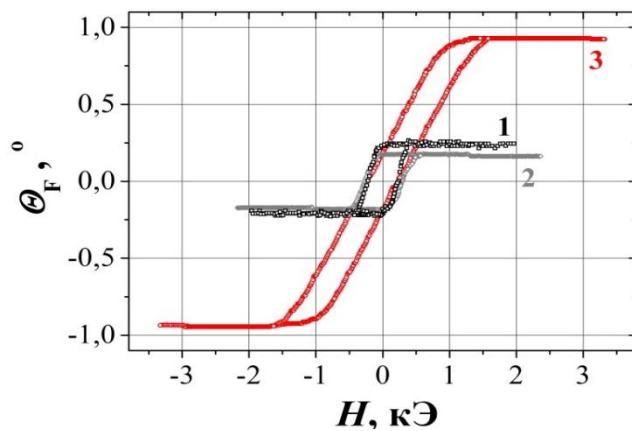


Рис. 3.6. FHL слоя M1 на  $\text{SiO}_2$  (1) и M1 (2) и M2 (3) на GGG при  $\lambda = 655 \text{ нм}$  [19, 20, 123].

Таблица 3.2

## Характеристики плёнок Bi: IG, определённые по FHL

№	Образец	$\Theta_F$ , °/мкм	$H_C$ , Э (кА/м)	$H_S$ , Э (кА/м)	$K_S$	$T_C$ , °C
1	GGG/SiO <sub>2</sub> /M1	-1,0	220 (17,5)	500 (38,8)	1	>180
2	GGG/M1	-1,11	278,9 (22,2)	600 (50)	0,97	>180
3	GGG/M2	-3,64	233,7 (18,6)	1600 (130)	0,19	>180
4	GGG/M3	-2,57	170,9 (13,6)	900 (170)	0,41	150

FR плёнок Bi: IG не зависит от скорости нагрева, плёнки типа А и В имеют одинаковые значения FR. Максимальные значения угла FR были получены для плёнок Bi: IG с минимальной ионной обработкой. Так угол FR составил  $\Theta_F = -7,8^0/\text{мкм}$  на  $\lambda = 655$  нм для 100 нм плёнки M2 IV типа.

Спектры удельного FR, которые изображены на рис. 3.7 (а) были использованы при расчёте свойств модельных (см. 4.2) и экспериментально полученных (см. 4.3) структур 1D-MPC. Данные зависимости показали хорошее совпадение экспериментальных и рассчитанных MO спектров структур 1D-MPC. Спектры FR плёнок M1, M2 и M3 имеют характерные для ферритов-гранатов (см. рис. 1.6, б) максимумы на длинах волн 494, 497 и 496 нм. Удельные углы FR для данных длин волн соответственно составляют  $\Theta_F = -12,30^0/\text{мкм}$  для M1,  $\Theta_F = -34,76^0/\text{мкм}$  для M2 и  $\Theta_F = -24,22^0/\text{мкм}$  для M3. Спектр структуры SiO<sub>2</sub>/M1/M2 отличается максимальными значениями углов FR, максимум  $\Theta_F = -41,93^0/\text{мкм}$  расположен на  $\lambda = 499$  нм. Для плёнок M2 и M3 и структуры SiO<sub>2</sub>/M1/M2 в спектрах удельного угла FR в окрестности  $\lambda = 517$  нм наблюдается плечо, что свойственно для составов с высоким содержанием Bi. Интенсивность MCD (рис. 3.7, б) в зависимости от состава плёнок в исследуемом диапазоне длин волн изменяется аналогично значениям углов FR. Пики MCD плёнок M1, M2 и M3 и структуры SiO<sub>2</sub>/M1/M2 с амплитудами  $\Delta A = 0,55, 1,35, 1,29$  и  $1,50 \text{ мкм}^{-1}$  соответственно расположены на  $\lambda = 458, 491, 463$  и 489 нм.

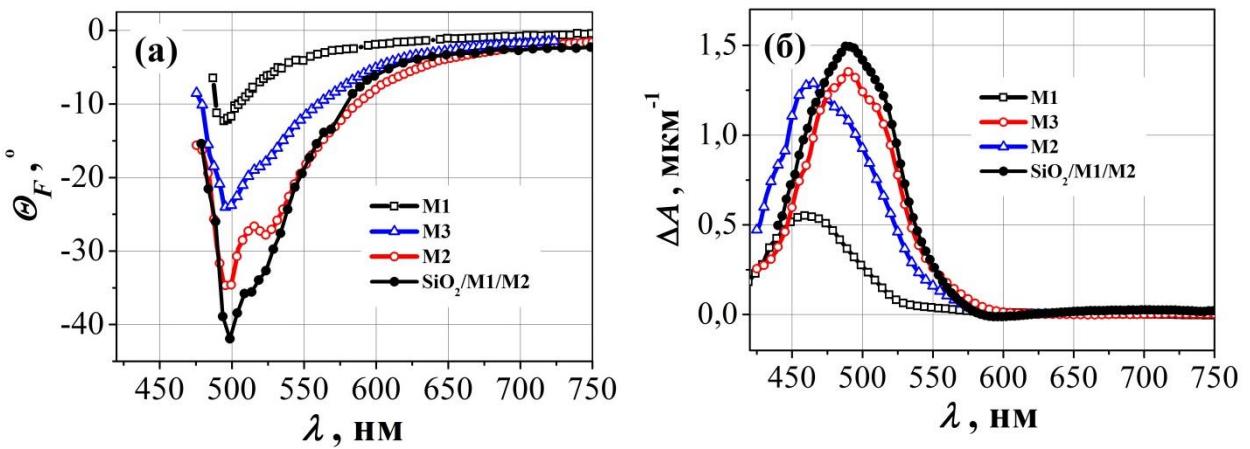


Рис. 3.7. Спектральные зависимости удельного угла FR  $\Theta_F$  и MCD  $\Delta A$  тонких плёнок ферритов-гранатов составов M1, M2, M3 и структуры  $\text{SiO}_2/\text{M1/M2}$ , полученных на монокристаллических гранатовых подложках ориентации (111). Использованы для расчётов спектров 1D-MPC в [22, 25-28].

Измерения FR и MCD плёнок разных составов M1, M2 и M3, полученных одним и тем же способом, подтверждают происходящие «красный сдвиг» и увеличение интенсивности MO переходов с ростом содержания Bi (рис. 1.6, а).

Результаты измерений MCD для плёнок M1 на подложке из ситалла в зависимости от толщины  $h$  показали, что при толщине плёнки около 20 нм сигнал MCD размыт и пика MCD типичного для гранатовой фазы не наблюдается. Формирование пика MCD на  $\lambda = 467$  нм и гранатовой фазы M1 происходит при толщинах больших 60 нм. На рис. 3.8 представлено изменение амплитуды длинноволнового пика MCD в зависимости от толщины  $h$  для плёнок M1, полученных на подложках из ситалла. Аналогичным образом изменяется и значения угла FR. Для плёнок толщиной от 60 до 160 нм  $\Theta_F$  изменяется от 0,3 до 1°/мкм.

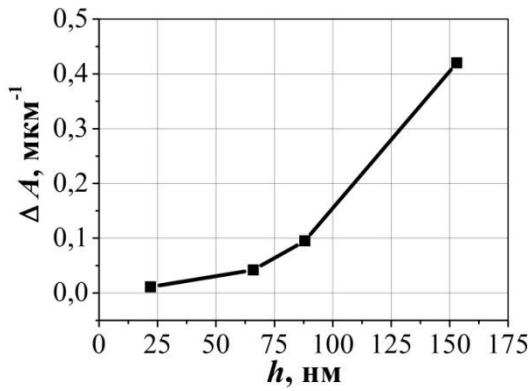


Рис. 3.8. Интенсивность пика MCD в зависимости от толщины  $h$  для плёнок M1, полученных на подложках из ситалла.

### 3.2 Структура переходных слоёв «плёнка феррита-граната – подложка гадолиний галиевого граната»

#### 3.2.1 Магнитооптические свойства и магнитные фазовые состояния наноразмерных плёнок висмут-замещённых ферритов-гранатов

Все измеренные спектры MCD  $\Delta A(\lambda)$  плёнок I и II типов (см. 2.1.2) в исследуемом диапазоне толщин (по крайней мере для  $h > 5,8$  нм) имеют форму, типичную для ферритов-гранатов (IG) с большим содержанием Ви: два пика противоположных знаков и точка пересечения с осью длин волн (далее будем называть её «точкой нуля»,  $\Delta A = 0$ ) [77, 83, 99, 100]. Положение и амплитуда коротковолнового ( $\lambda_{\text{shw}}^i$  и  $A_{\text{shw}}^i$ ) и длинноволнового ( $\lambda_{\text{lw}}^i$  и  $A_{\text{lw}}^i$ ) пиков, а также значения длин волн точки нуля  $\lambda_{\text{zp}}^i$  зависят от резонансных частот, полуширины и интенсивности (плотности активных ионов и силы осцилляторов) МО переходов ( $i = \text{I}$  или  $\text{II}$  для плёнок I или II типа, соответственно) [83, 84, 93]. На рис. 3.9 (линии 1 и 2) представлены спектры MCD плёнок I или II типа толщиной  $h = 8,7$  нм, полученные при  $T = 300$  К.

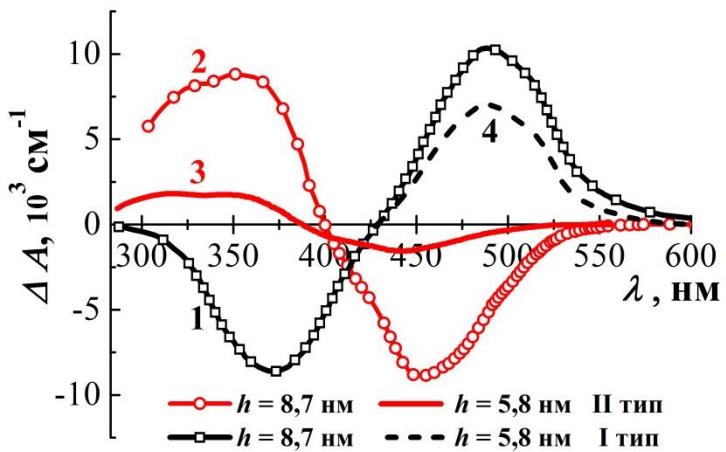


Рис. 3.9. Спектральные зависимости MCD  $\Delta A$  плёнок I типа толщиной 8,7 (линия 1) и 5,8 нм (линия 4) и плёнок II типа толщиной 8,7 (линия 2) и 5,8 нм (линия 3) при температуре  $T = 300$  К.

Значения MCD  $A_{lw}^I$  и  $A_{shw}^I$  спектра плёнки I типа имеют те же знаки, что и значение  $A_{lw}$  и  $A_{shw}$  спектров MCD Bi: YIG ( $A_{lw} > 0$  и  $A_{shw} < 0$ ). В противоположность этому, спектр плёнки II типа инвертирован ( $A_{lw} < 0$  и  $A_{shw} > 0$ ). Это говорит об изменении ориентации намагниченостей подрешёток в структуре феррита-граната плёнок II типа относительно направления внешнего постоянного поля. Также спектр плёнки II типа смещён относительно спектра плёнки I типа в среднем на 30 нм в коротковолновую область длин волн, т.е. происходит «синий сдвиг» спектра.  $A_{shw}^{II}$  отличается от  $A_{shw}^I$  незначительно, но  $A_{lw}^{II}$  меньше  $A_{lw}^I$  на 12 %. В сравнении со спектром MCD плёнки I типа в спектре MCD плёнки II типа возникает уширение коротковолнового пика в окрестности 320 нм и изгиб длинноволнового пика в окрестности 425 нм. Это характерно для составов ферритов-гранатов с диамагнитно разбавленной тетраэдрической подрешёткой [83, 95, 103]. Вероятно, диамагнитное разбавление приводит к инверсии знака MCD плёнки II типа. Происходит относительное изменение значений и ориентаций намагниченности  $a$ - и  $d$ -подрешёток феррита-граната во внешнем магнитном поле (так называемый, спин-переориентационный

магнитный фазовый переход (СОМФП) из одной FIM фазы в другую [88] – ФП типа «порядок – порядок»). О диамагнитном разбавлении, которое происходит с уменьшением толщины плёнок II типа, свидетельствуют шестикратное увеличение интенсивности эффекта MCD, дальнейший «синий сдвиг» и более чёткий изгиб пиков спектра MCD плёнки толщиной 5,8 нм (рис. 3.9, линия 3).

Интенсивность эффекта MCD для плёнок I типа с толщинами 5,8, 2,9 и 1,5 нм одинакова и составляет 60% от интенсивности MCD более толстых плёнок. Аналогично плёнкам II типа, уменьшение толщины плёнок I типа приводит к «синему сдвигу» спектров MCD. Спектры MCD плёнок I типа с толщиной 5,8 и 2,9 нм при 300 К представлены соответственно на рис. 3.9 (линия 4) и рис. 3.10 (а, сплошная линия).

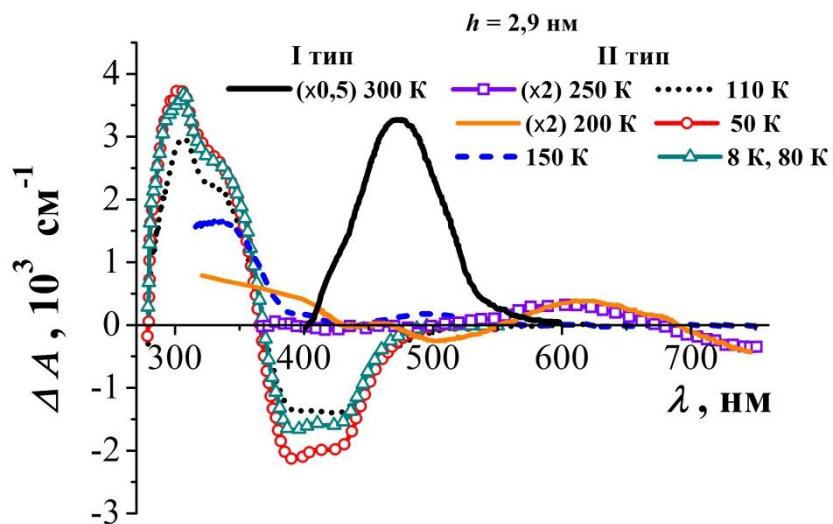


Рис. 3.10. Спектральные зависимости MCD  $\Delta A$  плёнки I типа при температуре  $T = 300$  К и плёнки II типа при разных температурах  $T$ . Толщина  $h$  составляет 2,9 нм. Значения сигнала MCD  $\Delta A$  при  $T = 200$  и 250 К увеличены в два раза для плёнки II типа.

Для плёнок II типа толщиной меньше 5,8 нм МО активность при 300 К отсутствует. Для выявления МО свойств плёнок II типа данной толщины были проведены измерения MCD плёнки II типа толщиной 2,9 нм в

диапазоне температур от 300 до 8 К (рис. 3.10). Слабая МО активность проявляется уже при  $T \leq 250$  К. При температурах от 250 до 150 К сигнал MCD почти во всей спектральной области положителен (за исключением отрицательной области около 250 нм и области выше 700 нм) и наблюдается в широком диапазоне длин волн. Такое спектральное поведение эффекта MCD не типично для Bi: YIG. Спектральная зависимость с чёткими пиками на длинах волн 310, 340, 390 и 435 нм, характерными для спектров MCD Bi: YIG [83, 95, 103], наблюдается при  $T = 80$  К. При низких температурах знак значений MCD инвертирован. На рис. 3.11 показаны температурные зависимости  $A_{\text{shw}}^{\text{II}}$  и  $A_{\text{lw}}^{\text{II}}$  плёнок II типа толщиной  $h = 2,9$  нм. Значения  $A_{\text{shw}}^{\text{II}}$  и  $A_{\text{lw}}^{\text{II}}$  при любой температуре соответствуют значениям MCD на длинах волн  $\lambda_{\text{shw}}^{\text{II}} = 305$  нм и  $\lambda_{\text{lw}}^{\text{II}} = 392$  нм.

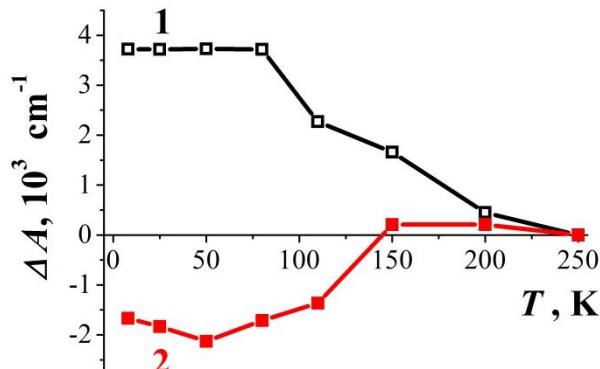


Рис. 3.11 Зависимость амплитуд коротковолнового  $A_{\text{shw}}$  (линия 1) и длинноволнового  $A_{\text{lw}}$  (линия 2) пиков спектров MCD плёнки II типа толщиной  $h = 2,9$  нм от температуры  $T$ .

Таким образом, измерения эффекта MCD свидетельствуют о том, что с уменьшением температуры происходит МФП с парамагнитного (PM) в ферримагнитное (FIM) состояние (МФП «беспорядок – порядок»). Температура Кюри  $T_C$  для плёнки толщиной 2,9 нм около 130 К (рис. 3.11). Ниже этой температуры начинает формироваться магнитный порядок.

Окончательно магнитный порядок сформирован при  $T = 80$  К. При температурах от 250 до 130 К, где сигнал MCD не равен нулю, существует только близкий магнитный порядок. Аналогичная температурная зависимость магнитного порядка в области МФП типична для магнетиков с толщиной порядка нескольких элементарных ячеек, частичной потерей трансляционной инвариантности и разбавленными диамагнитными ионами [89].

В сравнении с плёнкой II типа толщиной 2,9 нм, плёнка толщиной 5,8 нм II типа показала 2,3-кратное увеличение  $A_{lw}$  и «синий сдвиг» спектров MCD величиной 7 нм. Подобное увеличение МО эффектов с уменьшением температуры происходит и в плёнках BIG [46]. Изменения показателя преломления, постоянной кристаллической решётки и намагниченности влияют на спектр. Аналогично, с уменьшением температуры до 8 К в плёнке II типа толщиной 8 нм, вклад в МО эффекты начинает вносить и слой, который является наиболее диамагнитно разбавленным и немагнитным при комнатной температуре. Этот слой обладает наименьшим параметром кристаллической решётки и более слабым обменным взаимодействием. Как результат, при уменьшении температуры происходит «синий сдвиг» спектров MCD.

Рис. 3.12 (а) и 3.13 демонстрируют изменения интенсивности МО эффектов при увеличении толщины плёнок I и II типа от 1,5 до 23,2 нм и температуре  $T = 300$  К и соответствующую магнитную фазовую диаграмму для плёнок II типа (рис. 3.13). Знак  $\Theta_F$  при  $\lambda = 655$  нм противоположен знаку  $A_{lw}$ , как и должно быть для Bi: YIG [83, 95, 99, 103]. МО свойства плёнок I и II типа толщиной больше 12 нм изменяются незначительно. Размерные эффекты (значительные изменения МО и магнитных свойств плёнок) наблюдаются при толщинах меньше критической  $h_{cr} \approx 11$  нм. Особенный интерес вызывают зависимости  $\Theta_F(h)$  и  $A_{lw}^{II}(h)$  плёнок II типа из-за инверсии знаков в окрестности  $h_{cr}$  и наличия максимумов при  $h = 8,7$  нм. В

соответствии с измерениями MCD слабая МО активность при 300 К наблюдается для плёнок II типа толщиной 5,8 нм (рис. 3.9, линия 3; рис. 3.12 (а) и 3.13) и она отсутствует для плёнок II типа толщиной меньше 5,8 нм. Для плёнки толщиной 5,8 нм значения угла FR  $\alpha_F$  меньше пределов чувствительности прибора. Плёнки I типа характеризуются «правыми» МОПГ и плоскостной или частично плоскостной магнитной анизотропией во всём диапазоне толщин, как и толстые ( $h \geq 100$  нм) плёнки Bi: YIG. С уменьшением толщины плёнок I типа  $H_s$  увеличивается 4-5 раз по сравнению с толстыми плёнками и составляет 4,5 кЭ для ультра-тонких плёнок. Плёнки II типа имеют «левые» МОПГ и перпендикулярную анизотропию ( $K_s = 0.8 - 0.9$ ) при  $h < h_{cr}$  и «правые» МОПГ при  $h > h_{cr}$ . Зависимость коэрцитивной силы  $H_C$  от толщины для плёнок II типа имеет максимум в окрестности  $h_{cr} = 11$  нм (рис. 3.12, б), характерный для температурных зависимостей  $H_C$  в окрестности температуры компенсации  $T_{comp}$  [88].

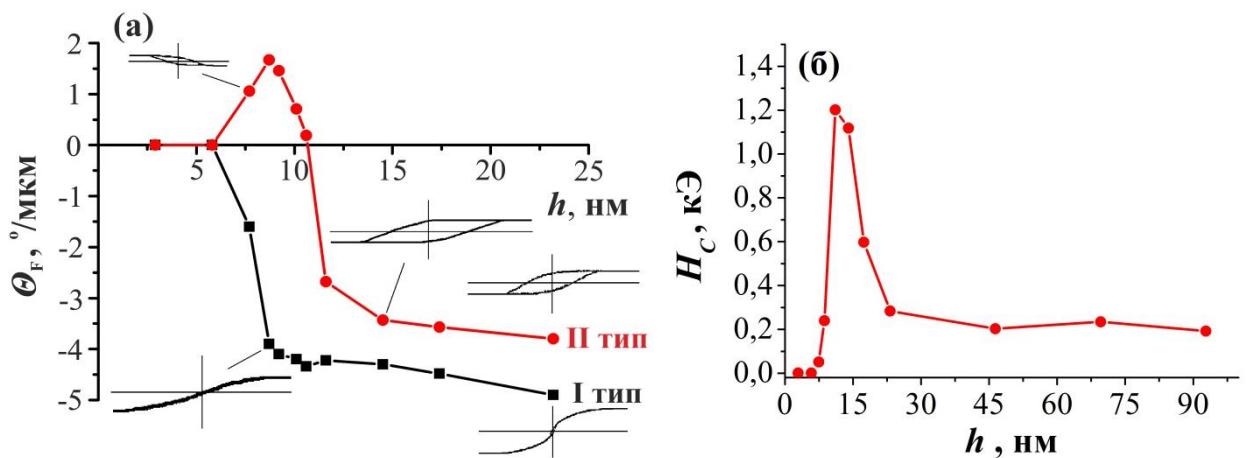


Рис. 3.12. Зависимость удельного угла FR  $\Theta_F$  наноразмерных плёнок I (линия 1) и II типа (линия 2) и коэрцитивной силы  $H_C$  плёнок II типа от их толщины  $h$ , полученные при полях насыщения  $H_s$  и температуре  $T = 300$  К. На вставках рис. (а) показаны FHL некоторых плёнок (в разных шкалах).

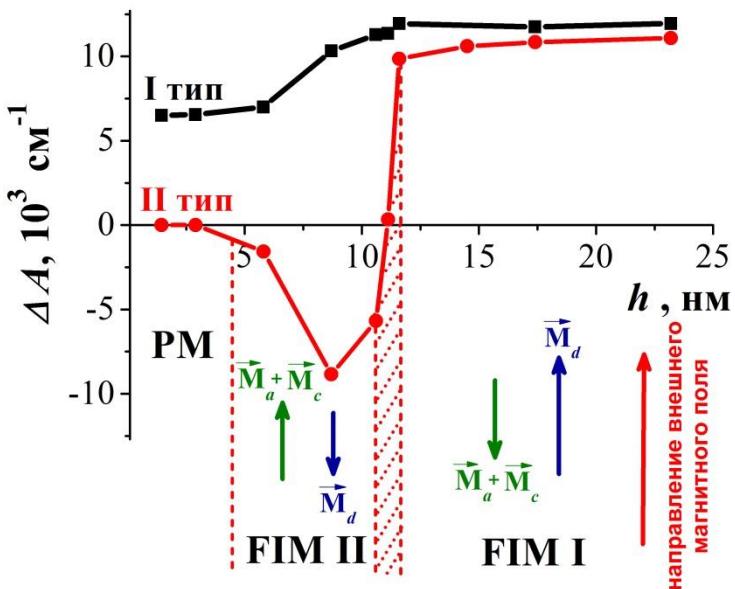


Рис. 3.13. Зависимость амплитуды длинноволнового пика  $A_{lw}$  наноразмерных плёнок I (линия 1) и II типа (линия 2) от их толщины  $h$ , полученная при полях насыщения  $H_s$  и температуре  $T = 300$  К. На рисунке приведена и магнитная фазовая диаграмма плёнок II типа.

Таким образом, результаты магнитооптических измерений свидетельствуют о том, что при уменьшении толщины плёнок II типа происходит ряд МФП (рис. 3.13). Первый МФП из FIM I типа в FIM II типа, который является проявлением  $T_{comp}$  во внешнем магнитном поле [88], происходит в окрестности  $h_{cr}$  и зависит от внешнего магнитного поля и температуры измерений. Для достаточно сильных полей этот переход будет происходить через промежуточную спин-флоп фазу. В этой точке FIM ведёт себя так же, как и AF (эта область обозначена пунктирными линиями на рис. 3.13).

Согласно температурным измерениям при различных температурах для плёнок II типа с толщинами близкими к  $h_{cr}$  есть два температурных интервала с разной ориентацией намагниченостей подрешёток относительно внешнего поля: от 0 К до  $T_{comp}$   $M_a + M_c > M_d$  и от  $T_{comp}$  до  $T_c$   $M_a + M_c < M_d$ . Здесь  $M_c$  – намагниченность додекаэдрической {c} подрешётки ионов  $Gd^{3+}$ . На рис. 3.14 (a) приведены температурные зависимости  $\Theta_F$  на

длине волны 655 нм для плёнок II типа с толщинами около  $h_{cr}$ . Плёнки толщинами 11,1 и 9,7 нм имеют  $T_{comp}$  301 и 343 К, соответственно. Пленка II типа толщиной 11,6 нм имеет  $T_{comp}$  при температурах ниже комнатной и её  $T_C \approx 393$  К. Плёнки состава  $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  должны иметь  $T_C \approx 630$  К [46]. При уменьшении толщины плёнок II типа  $T_{comp}$  увеличивается и существует для некоторого интервала толщин; одновременно,  $T_C$  уменьшается. Когда толщина достигает 5 нм, происходит второй МФП из FIM фазы в PM, МФП «порядок – беспорядок» (рис. 3.13). Температурная фазовая диаграмма, построенная для плёнок II типа в зависимости от обратной толщины плёнок  $1/h$ , представлена на рис. 3.14 (б). Плёнки I типа не имеют  $T_{comp}$  и имеют одну FIM-фазу, т.е. ориентация намагниченности подрешёток остаётся постоянной во всём диапазоне толщин.

«Синий сдвиг» спектров MCD, который происходит при изменении толщины плёнок I и II типа, чётко указывает на изменение состава плёнок. На рис. 3.15 показаны зависимости положения характерных точек спектров MCD  $\lambda_{lw}$ ,  $\lambda_{zp}$  и  $\lambda_{shw}$  от толщины плёнок I и II типа.

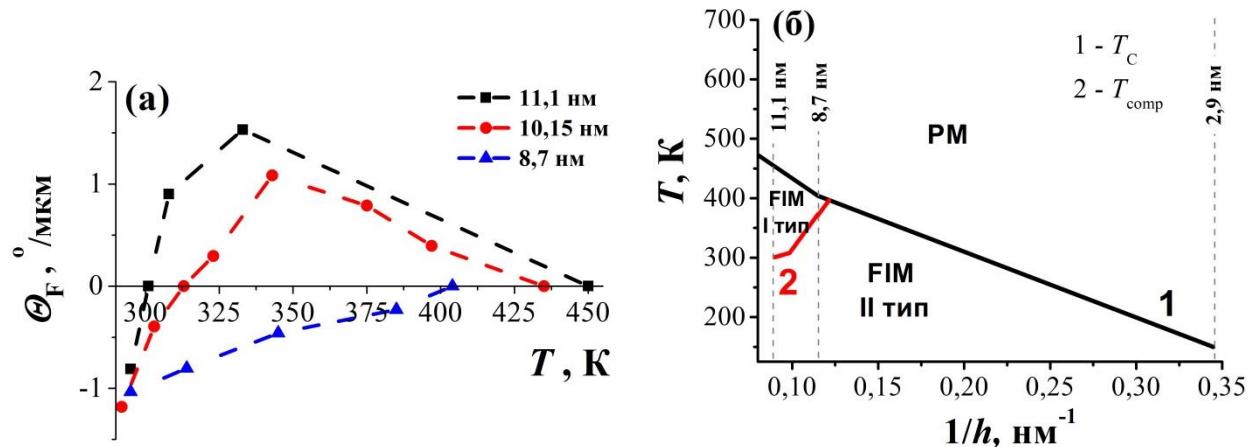


Рис. 3.14. Температурные зависимости удельного угла FR  $\Theta_F$  на длине волны  $\lambda = 655$  нм (а) для плёнок II типа с толщинами от 8,7, 10,15 и 11,1 нм и температурная фазовая диаграмма в зависимости от толщины  $1/h$  для плёнок II типа (б). На рис. (б) пунктирными линиями показаны некоторые толщины плёнок  $h$ .

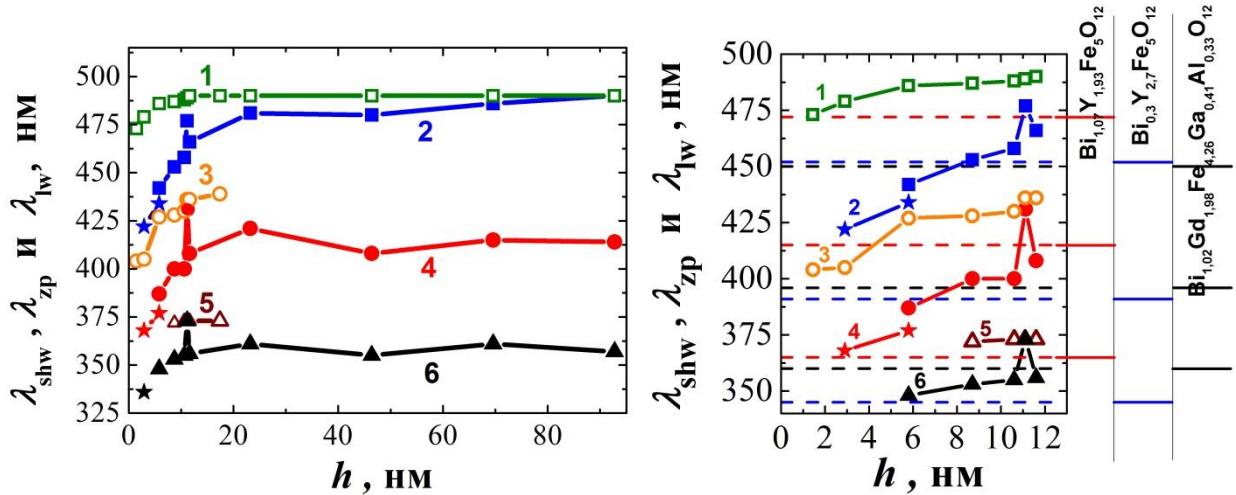


Рис. 3.15. «Синий сдвиг» спектров МСД: длинноволновых пиков  $\lambda_{\text{lw}}^{\text{I}}$  (линия 1) и  $\lambda_{\text{lw}}^{\text{II}}$  (линия 2), коротковолновых пиков  $\lambda_{\text{shw}}^{\text{I}}$  (линия 5) и  $\lambda_{\text{shw}}^{\text{II}}$  (линия 6) и точек нуля  $\lambda_{\text{zp}}^{\text{I}}$  (линия 3) и  $\lambda_{\text{zp}}^{\text{II}}$  (линия 4) при температуре  $T = 300$  К и при изменении толщины плёнок I и II типа, соответственно. Соответствующие положения для плёнок II типа толщиной 5,8 и 2,9 нм при 8 К показаны заполненными звёздами.

«Синий сдвиг» спектра наблюдается для обеих серий плёнок с толщиной меньше 15 нм. Существенные изменения происходят в спектрах плёнок II типа. Максимальные значения «Синего сдвига» характерных точек составляют  $\delta_{\text{lw}}^{\text{II}} = 48$  нм,  $\delta_{\text{zp}}^{\text{II}} = 27$  нм и  $\delta_{\text{shw}}^{\text{II}} = 13$  нм для плёнок II типа и  $\delta_{\text{lw}}^{\text{I}} = 4$  нм,  $\delta_{\text{zp}}^{\text{I}} = 10$  нм и  $\delta_{\text{shw}}^{\text{I}} = 1$  нм для плёнок I типа. Для сравнения, в таблице 3.4 указаны положения особых точек, определённые или по спектрам МСД (или эллиптичности Фарадея) или спектрам элементов тензора диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{xy}$  для Bi:IG различного состава.

Таблица 3.3  
Положение особых точек Bi: IG различных составов

№	Состав	Положения особых точек			Метод	
		$\lambda_{lw}$	$\lambda_{zp}$	$\lambda_{shw}$	синтеза	Ссылка
1	<b>Bi<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub></b> <sup>2</sup>	496	413	369	PLD	99
2	Bi <sub>2,8</sub> Y <sub>0,2</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub> <sup>1,2</sup> (I тип, $h > 24$ нм)	490	436	373	RIBS	16, 39
3	Bi <sub>2,8</sub> Y <sub>0,2</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub> <sup>1,2</sup> (II тип, $h > 24$ нм)	486	415	360	RIBS	16, 39
4	Bi <sub>1</sub> Gd <sub>1,5</sub> Y <sub>0,5</sub> Fe <sub>4,2</sub> Al <sub>0,8</sub> O <sub>12</sub>	469	413	359	RIBS	39
5	<b>Bi<sub>1,07</sub>Y<sub>1,93</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub></b> <sup>2</sup>	472	415	365	LPE	95
6	Bi <sub>1,02</sub> Gd <sub>1,98</sub> Fe <sub>4,26</sub> Ga <sub>0,41</sub> Al <sub>0,33</sub> O <sub>12</sub>	450	396	360	LPE	95
7	<b>Bi<sub>0,5</sub>Lu<sub>2,5</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub></b> <sup>2</sup>	468	401	356	LPE	103
8	Bi <sub>0,7</sub> Lu <sub>2,3</sub> Fe <sub>4,7</sub> Ga <sub>0,3</sub> O <sub>12</sub>	461	381	352	LPE	103
9	Bi <sub>0,7</sub> Lu <sub>2,3</sub> Fe <sub>4,4</sub> Ga <sub>0,6</sub> O <sub>12</sub>	454	372	347	LPE	103
10	Bi <sub>0,5</sub> Tm <sub>2,5</sub> Fe <sub>3,9</sub> Ga <sub>1,1</sub> O <sub>12</sub>	450	383	320	LPE	84
11	<b>Bi<sub>0,47</sub>Y<sub>2,53</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub></b> <sup>2</sup>	456	399	358	-	83
12	Bi <sub>0,48</sub> Y <sub>2,53</sub> Fe <sub>4,5</sub> Al <sub>0,5</sub> O <sub>12</sub>	449	391	356	-	83
13	Bi <sub>0,3</sub> Pb <sub>0,1</sub> Sm <sub>0,7</sub> Gd <sub>0,2</sub> Lu <sub>1,7</sub> Fe <sub>4,3</sub> Al <sub>0,5</sub> Sc <sub>0,2</sub> O <sub>12</sub>	447	400	350	LPE	139
14	<b>Bi<sub>0,3</sub>Y<sub>2,7</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub></b> <sup>2</sup>	452	391	345	LPE	84

Примечания:

1. Приведён номинальный состав плёнок (состав мишени);
2. Незамещённые немагнитными ионами (Ga, Al и др.) составы с различной концентрацией Bi отмечены жирным шрифтом.

На рис. 3.15 (б) горизонтальными пунктирными линиями показаны положения характерных точек для составов № 5, 14 и 6 из таблицы 3.3. Как видно, изменения в содержании ионов Fe<sup>3+</sup> и Bi<sup>3+</sup> одинаково и значительно изменяют  $\lambda_{lw}$ , но по-разному влияют на положение  $\lambda_{shw}$ .

С уменьшением содержания ионов  $\text{Bi}^{3+}$ , все особые точки спектра сдвигаются равномерно и одинаково. В случае разбавления  $\text{Gd}$ ,  $\text{Ga}$  и  $\text{Al}$  (табл. 3.3, пленка № 6)  $\lambda_{lw}$  испытывает сильный «синий сдвиг», а  $\lambda_{shw}$  почти не меняется. Таким образом, уменьшение толщины плёнок II типа в экспериментах и уменьшение содержания  $\text{Bi}$  или / и  $\text{Fe}$  в других плёнках ферритов-гранатов с различным составом, в общем, приводят к одному и тому же результату – «синему сдвигу» МО переходов. Поэтому, при уменьшении толщины плёнок II типа от 23,2 до 1,5 нм происходит уменьшение содержания  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Bi}^{3+}$ .

Причины «синего» (рис. 3.15) и уменьшения интенсивностей МО эффектов (рис. 3.12 и 3.13) скрыты в природе МО переходов. Во-первых, изменение локального кристаллического поля, действующего на  $a$ - и  $d$ -координированные ионы  $\text{Fe}^{3+}$ , влияет на частоту МО переходов [83, 84]. Вследствие чего, постоянная решётки и геометрия межатомных связей влияет на  $\lambda_{lw}$ ,  $\lambda_{zp}$  и  $\lambda_{shw}$ . Постоянная решётки уменьшается быстрее при уменьшении содержания  $\text{Bi}$  и медленнее при увеличении содержания  $\text{Ga}$ . Аналогично, искажения октаэдров и тетраэдров приводят к изменению частоты переходов. Во-вторых, МО переходы в ионах  $\text{Fe}^{3+}$ , индуцированные  $\text{Bi}$  и дающие максимальный вклад в спектральные зависимости МО эффектов, являются следствием межподрешёточных переходов между  $a$ - и  $d$ -координированными ионами  $\text{Fe}^{3+}$ . Содержание ионов  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Bi}^{3+}$  влияет на энергию межподрешёточного корреляционного обмена и количество магнитоактивных межподрешёточных связей (связей с примесью состояний  $\text{Bi}$ ) [83], которые определяют количество МО активных ионов  $\text{Fe}^{3+}$ . Кроме того, диамагнитное разбавление приводит к появлению локальных неколлинеарных спинов [83, 89] и затрудняет межподрешёточный перенос заряда, что приводит к увеличению энергии МО переходов. Резкий «красный сдвиг» при значении  $h_{cr}$  для плёнок II типа является причиной прохождения через  $T_{comp}$ . В данной точке МО эффекты создают ионы  $\text{Fe}^{3+}$ , которые соединены сильным обменным взаимодействием и имеют максимальное

количество ближайших соседей  $\text{Bi}$  и  $\text{Fe}$ . Эта часть плёнки имеет наибольший параметр решётки. Разница смещений  $\lambda_{\text{lw}}$  и  $\lambda_{\text{shw}}$  при замещении  $\text{Bi}$  на  $\text{Gd}$  и  $\text{Fe}$  на  $\text{Ga}$  является следствием различия в изменении энергий, полуширин и параметров расщеплений МО переходов. Как следствие, эти два случая демонстрируют различные вклады форм линии МО переходов в спектр.

Положение особых точек спектров MCD плёнок I типа  $\lambda_{\text{lw}}^{\text{I}}$ ,  $\lambda_{\text{zp}}^{\text{I}}$ ,  $\lambda_{\text{shw}}^{\text{I}}$  с уменьшением толщины изменяется незначительно (рис. 3.15). Согласно рентгеновским исследованиям [15] состав плёнок I типа толщиной около 100 нм и, как следствие, плёнки I типа толщиной 10 нм соответствуют составу мишени (параметр кристаллической решётки  $a = 1,2602$  нм).

Незначительное разбавление диамагнитными ионами присутствует для плёнок I типа толщиной менее 10 нм. Рост структурного беспорядка и упругих напряжений, изменяющие кристаллические электрические поля, являются главными причинами «синего сдвига» при уменьшении толщины плёнки менее 5 нм. Значительное увеличение  $H_s$  свидетельствует о росте вклада в поле анизотропии упругих напряжений.

Следует отметить, что метод напыления и процесс кристаллизации гранатовой плёнки с высоким содержанием  $\text{Bi}$  существенно влияют на МО свойства. Согласно исследованиям на атомном силовом микроскопе [15] размер кристаллитов в плёнках I типа больше, чем в плёнках II типа. При увеличении толщины плёнок II типа размер кристаллитов также увеличивается. Таким образом, разница между  $\lambda_{\text{lw}}$ ,  $\lambda_{\text{zp}}$  и  $\lambda_{\text{shw}}$  для плёнок I и II типа и плёнок с одинаковым содержанием ионов  $\text{Bi}^{3+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$  (табл. 3.4), полученных разными методами, может быть объяснена разницей локального кристаллического поля для  $a$ - и  $d$ -координированных ионов  $\text{Fe}^{3+}$ . Что обусловлено различиями формирования плёнок I и II типа [15] и различием геометрии межатомных связей [67].

В работах [78] и [79] было показано, что ионная бомбардировка гранатовых образцов (объёмных образцов или тонких плёнок) разрушает их

поверхность. Образующиеся в результате бомбардировки разрывы химических связей на поверхности образцов вызваны в основном преимущественным распылением ионов  $O^{2-}$ .

Эффект ионной обработки поверхности подложки GGG для плёнок I типа существенно меньше чем для плёнок II типа из-за малости энергии и плотности тока ионов  $Ar^+$ . Повреждённый аморфный слой в этом случае составляет менее 1 нм в глубину [78].

Предварительная обработка поверхности подложки GGG ионами  $Ar^+$  с энергией 1 кэВ (плёнки II типа) приводит к образованию аморфного повреждённого слоя на поверхности GGG из нескольких нанометров в глубину [79]. Этот слой может содержать оксиды Ga и Gd. В процессе кристаллизационного отжига твердо-фазный синтез происходит в объёме этого образца. В результате чего, образуется гранатовая фаза, которая содержит Ga, Gd, Y, Bi и Fe. Так как в начальном аморфном переходном слое элементы подложки и плёнки распределяются неравномерно, то в процессе кристаллизации образуется плёнка феррита-граната  $(BiGdY)_3(FeGa)_5O_{12}$  с составом неоднородным по толщине. Уменьшение толщины плёнки приводит к увеличению объемной доли поверхностного нарушенного слоя подложки GGG и увеличению содержания Ga и Gd в суммарном составе плёнки. Поэтому в окрестности  $h_{cr}$  происходит концентрационный СОМФП, а значения  $\Theta_F$ ,  $A_{lw}^H$ ,  $H_C$  и  $\lambda_{lw}^i$ ,  $\lambda_{shw}^i$ ,  $\lambda_{zp}^i$  существенно изменяются.

Несмотря на то, что плёнки состоят из нанокристаллитов различного состава, пленка II типа толщиной около  $h_{cr} = 11$  нм ведёт себя как однородная плёнка состава  $(BiGdY)_3Fe_{3,7}Ga_{1,3}O_{12}$ . Для этой плёнки  $\Delta A = 0$  во всём спектральном диапазоне (рис. 3.13),  $T_{comp}$  близка к комнатной (рис. 3.14),  $H_C$  максимальна (рис. 3.12, а) и  $M_a + M_c = M_d$ . При этих концентрациях Ga замещает в основном тетраэдрически координированные ионы  $Fe^{3+}$  и их доля составляет  $k_d \approx 0,9$  [89]. Содержание ионов  $Gd^{3+}$  не превышает 1 ат. / ф. ед.

Плёнка II типа толщиной 8,7 нм, имеющая максимальные значения  $\Theta_F$  и отрицательное значение  $\Delta A$ , ведёт себя как однородная плёнка состава  $(\text{BiGdY})_3\text{Fe}_{3,3}\text{Ga}_{1,7}\text{O}_{12}$ . При увеличении концентрации Ga от 1,3 до 1,7 ат. / ф. ед. в суммарном составе плёнки наблюдается рост абсолютных значений  $\Theta_F$  и  $\Delta A$ , обусловленный ростом суммарной намагниченности и соответствующим изменением  $T_{\text{comp}}$  (измерения проводятся при температуре 300 К, которая ниже  $T_{\text{comp}}$ ). Дальнейшее увеличение Ga в плёнках при  $h < 8,7$  нм приводит к изменению доли  $k_d$  Ga в подрешётках ( $k_d \leq 0,8$ ) и существенному уменьшению межподрешёточных связей. Вследствие чего, происходит уменьшение суммарной намагниченности,  $T_C$ ,  $\Theta_F$  и  $\Delta A$ . В соответствии с этим плёнки II типа толщиной несколько параметров элементарных ячеек имеют состав сильно замещённый ионами  $\text{Ga}^{3+}$  (около 2 ат. / ф. ед.). Таким образом, фазовые диаграммы на рис. 3.13 и 3.14 (б) отражают изменения магнитных фаз для плёнок ферритов-гранатов с различным содержанием Bi, Gd и Ga.

Так как по толщине плёнок II типа Ga распределён неравномерно, то должна существовать плоскость компенсации, в которой состав плёнки соответствует  $(\text{BiGdY})_3\text{Fe}_{3,7}\text{Ga}_{1,3}\text{O}_{12}$ . Плоскость компенсации расположена на высоте 8,7 нм от подложки, так как зависимости  $\Theta_F(h)$  и  $\Delta A(h)$  имеют максимум (рис. 3.12, 3.13). Значительное уменьшение содержания Ga и Gd происходит в области толщин выше 8,7 нм. Вероятно, объёмный состав плёнок II типа в регионе толщин выше 12 нм близок к составу мишени  $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Градиентное распределение элементов вдоль толщины плёнок II типа подтверждается экспериментами на двухслойных наноструктурах (см. 3.2.2).

Следует отметить, что спектр MCD в области сильного магнитного упорядочения для всех плёнок остаётся характерным для составов с большим содержанием Bi ( $\text{Bi} > 2$  ат. / ф. ед.). Этот вывод подтверждается также более высокими значениями  $T_C$  для Bi, Gd, Ga: YIG, чем для Ga: YIG [84, 89].

### 3.2.2 Магнитооптические свойства и магнитные фазовые состояния структур на основе наноразмерных плёнок висмут-замещённых ферритов-гранатов

В данных экспериментах, была реализована попытка воспроизвести инверсию знаков МО эффектов, как и в плёнках II типа, используя метод синтеза двухслойной структуры, и определить природу этой инверсии и факторов, влияющих на неё. Для этого вначале были синтезированы плёнки II типа толщиной 8,2 нм с положительным знаком  $\Theta_F$ . Затем, эти плёнки покрывались нанослоем  $\text{Bi: YIG}$  толщиной 0,5 – 3,0 нм, распылённым из мишени того же состава и кристаллизованного при тех же условиях, что и нижний слой структуры.

Измеренные FHL плёнки толщиной 8,2 нм и двухслойных структур с общей толщиной 8,2 нм + 0,5 нм; 8,2 нм + 1,5 нм; 8,2 нм + 3,0 нм представлены на рис. 3.16. Сигнал подложки вычен.

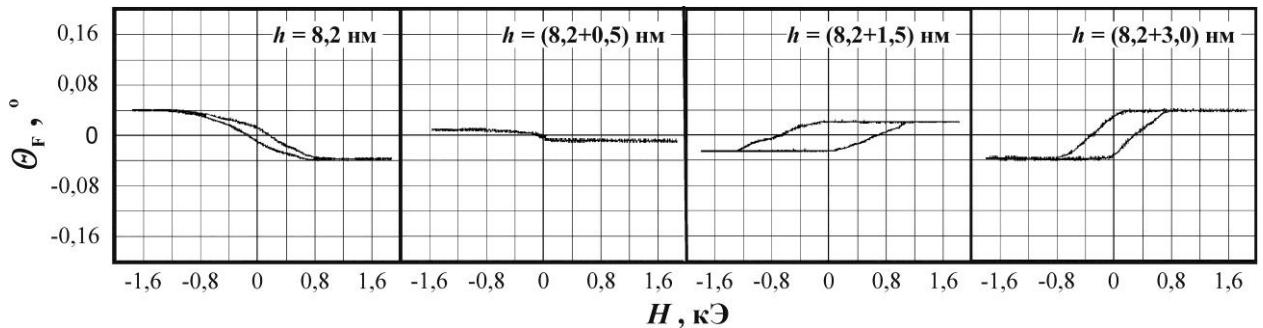


Рис. 3.16. FHL плёнки M2 II типа толщиной  $h = 8,2$  нм и двухслойных структур M2 II типа / M2 с общей толщиной  $h = 8,7, 9,7$  и  $11,2$  нм.

На рис. 3.16 видно, что плёнка толщиной 8,2 нм характеризуется положительным  $\Theta_F$  и «левой» FHL. Напыления на плёнку толщиной 8,2 нм плёнки  $\text{Bi: YIG}$  толщиной 0,5 нм существенно (в 4 раза) уменьшает значение  $\Theta_F$ , не приводя к изменению знака МО эффекта. Напыление слоя  $\text{Bi: YIG}$

толщиной 1,5 нм и выше существенно меняет форму FHL (и, как следствие, тип магнитной анизотропии) и знак эффекта. Построение данных рис. 3.16 даст зависимость  $\Theta_F(h)$  аналогичную показанной на рис. 3.12, и на которой также будет наблюдаться положительные и отрицательные значения и инверсия знака  $\Theta_F$  в области  $h_{\text{cr}}$ .

Для плёнки толщиной  $h = 8,2$  нм и структуры с общей толщиной  $h = 8,2 + 0,5 = 8,7$  нм, имеющими положительные значения  $\Theta_F$  и «левые» FHL, были проведены измерения FHL в диапазоне температур до 423 К. Было установлено, что инверсия знака  $\Theta_F$  для плёнки II типа толщиной  $h = 8,2$  нм, находящейся в магнитном поле насыщения ( $H \geq 4$  кЭ), при увеличении температуры не происходит вплоть до  $T_C \approx 100$  °С. Инверсия знака  $\Theta_F$  при увеличении температуры наблюдается для двухслойной структуры. При больших полях ( $H \geq 4$  кЭ) инверсия знака FR происходит при температуре  $T_{\text{comp}} \approx 40$  °С, при малых полях (около 300 Э) – при более высоких  $T$ . Это позволяет управлять  $T_{\text{comp}}$  внешним магнитным полем и свидетельствует о возможности существования спин-флоп фазы в двухслойной структуре.  $T_C$  для данной структуры составляет 425 К. Большие значения  $H_c$  для структуры 8,2 нм + 1,5 нм обусловлены близостью её  $T_{\text{comp}}$  до температуры измерений.

Самый верхний слой структуры имеет состав  $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , который характеризуется температурой Кюри  $T_C > 400$  °С и отсутствием  $T_{\text{comp}}$ . Этот верхний слой толщиной только 0,5 нм с отрицательным значением  $\Theta_F$  существенно изменяет температурные и полевые зависимости начальной плёнки толщиной  $h = 8,2$  нм с положительным значением  $\Theta_F$ .

Как и в случае плёнок II типа инверсия знака МО эффектов связана со СОМФП, который происходит в окрестности суммарной толщины структуры  $h_{\text{cr}} = 10,6$  нм. Возможными механизмами СОФП в двухслойных структурах  $(\text{BiGdY})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}/\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  являются:

**1. Концентрационный механизм.** При нанесении верхнего слоя Bi: YIG суммарное содержание ионов  $\text{Bi}^{3+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$  в структуре, которая представляет собой градиентную плёнку, возрастает и превышает пороговое значение при критической толщине верхнего слоя 1,5 нм и выше. Это приводит к появлению  $T_{\text{comp}}$  в исследуемом интервале температур и инверсии знака  $\Theta_F$ . Расслоение состава по толщине в этом случае создаётся искусственно в процессе синтеза структур.

**2. Механизм обменного взаимодействия между слоями.** В процессе кристаллизационного отжига на слое со смешанным составом  $(\text{BiGdY})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  и положительным значением  $\Theta_F$  образуется верхний слой, который представляет собой монослой феррита-граната состава  $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  ( $a = 1,2602$  нм), имеет толщину 1,5 нм и выше и обладает отрицательным значением  $\Theta_F$ . Между слоями возникает AF взаимодействие, в результате которого результирующий магнитный момент нижнего слоя  $\mathbf{M}_b$  переориентируется (рис. 3.17) противоположно результирующему магнитному моменту верхнего слоя  $\mathbf{M}_t$ .

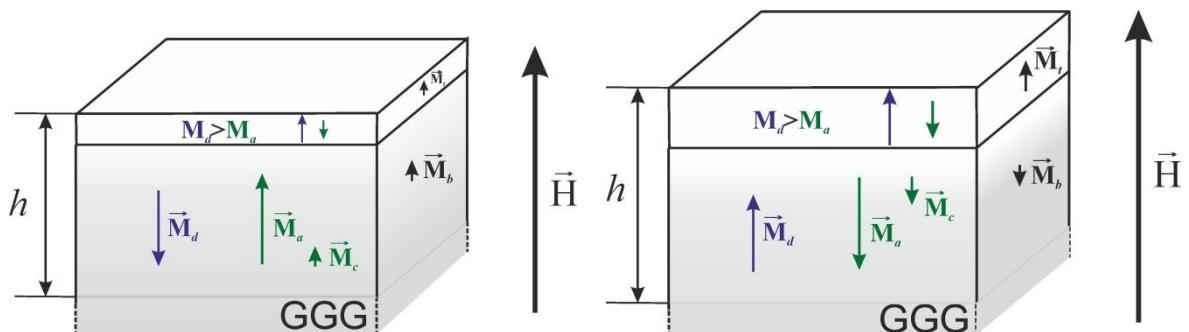


Рис.3.17. Схема инверсии намагниченостей подрешёток в структуре M2 II типа / M2 при реализации обменного взаимодействия между слоями структуры.

При этом намагниченности подрешёток в нижнем слое феррита-граната синфазны соответствующим намагниченностям подрешёток верхнего слоя и создают отрицательное вращение  $\Theta_F$  нижнего слоя.

### 3.3 Выводы третьего раздела

Таким образом, в результате проведённых исследований оптических и МО свойств однослойных плёнок  $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$  (M1),  $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (M2) и  $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Ga}_{0,5}\text{O}_{12}$  (M3) и двухслойных структур на их основе:

1. Показано, что оптимальные МО характеристики плёнок ферритов-гранатов M1, M2 и M3 на подложках GGG и предложенных магнитоактивных слоёв M1/M2 и M1/M3 на негранатовых подложках или слоях, полученных методом ионно-лучевого распыления в Ar-O смеси на холодные подложки с последующей кристаллизацией, могут быть достигнуты при использовании низких скоростей нагрева кристаллизационного отжига и при оптимальной толщине буферного слоя M1 в двухслойной структуре  $\lambda/4n$ .

2. Обнаружено, что при уменьшении толщины наноразмерных плёнок M2, синтезированных на подложках с высокоэнергетической ионной обработкой, происходит «синий сдвиг», уменьшение интенсивностей и инверсия знаков МО эффектов при критической толщине плёнок  $h_{\text{cr}} = 11$  нм и температуре  $T = 300$  К. Инверсия знаков МО эффектов указывает на происходящий СПМФП из одной FIM в другую. При толщинах менее 5 нм и  $T = 300$  К в таких плёнках МО активность отсутствует и происходит фазовый переход в РМ состояние. Обнаруженные эффекты объясняются замещением ионами  $\text{Ga}^{3+}$  и  $\text{Gd}^{3+}$  из нарушенного поверхностного слоя подложки GGG, возникшего в результате ионной обработки, и образованием градиентного распределения элементов по толщине в наноразмерных плёнках. Толщина переходного слоя для более толстых плёнок такого типа составляет около 15 нм.

**3.** Установлено, что для наноразмерных плёнок М2, синтезированных на подложках с низкоэнергетической ионной обработкой, МО активность и FIM упорядочение наблюдаются во всём исследованном диапазоне толщин. Для них слабо выражен «синий сдвиг» и отсутствует инверсия знака МО спектров, а состав соответствует составу М2.

**4.** Показано, что управляемая инверсия знака МО эффектов и СПМФП могут быть реализованы в двухслойных наноструктурах на основе плёнок М2, в которых «толстый» нижний слой  $(\text{BiGdY})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  (8,2 нм) имеет градиентное распределение элементов по толщине, а верхний «тонкий» слой имеет стехиометрический состав М2 (0,5-3 нм). Предложены, механизмы СПМФП.

## РАЗДЕЛ 4

# ОПТИМИЗАЦИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОДНОМЕРНЫХ МАГНИТОФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ С МОДИФИЦИРОВАННЫМ МАГНИТОАКТИВНЫМ СЛОЕМ

Как было показано в Разделе 1, типичные структуры 1D-МРС формируют прозрачные магнитные и немагнитные материалы. Наиболее широко известны микрорезонаторная  $[\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2]^m/\text{Bi:YIG}/[\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5]^m$  [1, 4, 9, 107, 110, 111, 112, 114] или периодическая  $[\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG}]^m$  [109, 110] структуры на подложках из стекла или плавленного кварца. В данном случае,  $\text{Bi:YIG}$  – поликристаллическая плёнка  $\text{Bi}$ -замещённого феррита-граната с содержанием  $\text{Bi}$  около 1 ат./ф.е. и удельным значением угла  $\text{FR}$   $\Theta_F$  около минус 1  $^{\circ}/\text{мкм}$  на длине волны  $\lambda = 633 \text{ нм}$ . Другим примером 1D-МРС являются микрорезонаторные и периодические полностью гранатовые структуры на основе монокристалических плёнок  $\text{BIG}$ , такие как  $[\text{BIG/YIG}]^m/\text{BIG}^4/[\text{YIG/BIG}]^m$  [57, 72-76] или  $[\text{BIG/GGG}]^m$  [74]. Значение  $\Theta_F$  плёнок  $\text{BIG}$  составляет минус 6  $^{\circ}/\text{мкм}$  на  $\lambda = 633 \text{ нм}$ . В данной работе и публикациях [18, 19] для совмещения преимуществ вышеперечисленных типов структур предложены и исследованы периодические и микрорезонаторные структуры 1D-МРС на основе диоксидов  $\text{SiO}_2$  и  $\text{TiO}_2$  и модифицированного магнитоактивного слоя – двухслойной феррито-гранатовой плёнки  $\text{M1/M2}$  или  $\text{M1/M3}$ . Основной МО активностью в такой плёнке будет обладать слой состава с большим содержанием  $\text{Bi}$   $\text{M2}$  ( $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) или  $\text{M3}$  ( $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$ ). С целью кристаллизации основного МО слоя на диоксиде  $\text{SiO}_2$ , согласно представленным в Разделах 2 и 3 результатам, технологически необходимо использование буферного слоя (подслоя) с меньшим содержанием  $\text{Bi}$ , например  $\text{M1}$

$(Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O_{12})$ . Значение  $\Theta_F$  модифицированного слоя составляет минус 3,8 °/мкм на  $\lambda = 655$  нм.

#### 4.1 Одномерный магнитофотонный кристалл периодической структуры с модифицированным магнитоактивным слоем

Представляемый периодический 1D-MPC № 1 (табл. 2.4)  $GGG(111)/M2/SiO_2/[M1/M2/SiO_2]^4$  содержит 14 слоёв – 5 немагнитных и 9 магнитных (рис. 4.1). Первый МО слой  $M2$ , наносимый на подложку  $GGG$ , имел расчётное значение толщины  $h_{1M2} = 3\lambda_0/4n_{M2}$ , последующие слои  $M2$  –  $h_{2M2} = \lambda_0/2_{M2}$ ,  $M1$  –  $h_{M1} = \lambda_0/4n_{M1}$ , слои  $SiO_2$  –  $h_{SiO_2} = \lambda_0/4n_{SiO_2}$ . Здесь  $n_{M1}$ ,  $n_{M2}$  и  $n_{SiO_2}$  – показатели преломления соответствующих слоёв,  $\lambda_0$  – расчётное значение центра PBG,  $\lambda_0 \approx 700$  нм. Экспериментально определенные по образцам свидетелям толщины и оптические постоянные слоёв кристалла имели такие значения:  $h_{1M2} = 200$  нм,  $h_{2M2} = 148$  нм,  $h_{M1} = 95$  нм,  $h_{SiO_2} = 86$  нм;  $n_{M2} = 2,55$ ,  $n_{M1} = 2,41$ ,  $n_{SiO_2} = 1,50$ .

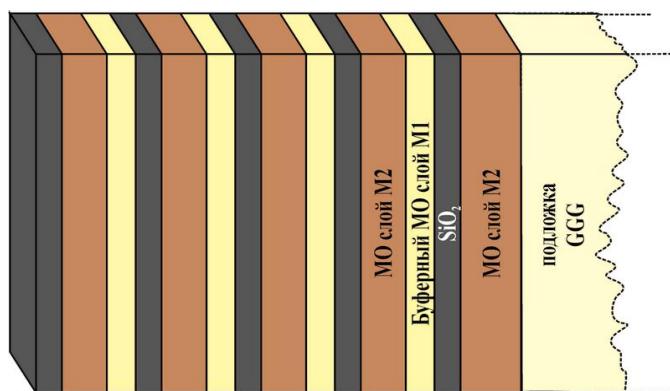


Рис. 4.1. Схематическое изображение исследуемого 1D-MPC № 1  $GGG(111)/M2/SiO_2/[M1/M2/SiO_2]^4$ .

Теоретический спектр коэффициента пропускания  $K_t$ , рассчитанный без учёта наличия подложки, и экспериментальный спектр  $K_t$ , нормированный на  $K_t$  подложки  $GGG$ , коэффициента пропускания

приведены на рис. 4.2. В расчёт закладывались экспериментально определённые показатели преломления и толщины слоёв, указанные выше. Коэффициенты затухания слоёв структуры для простоты расчётов считались равными нулю.

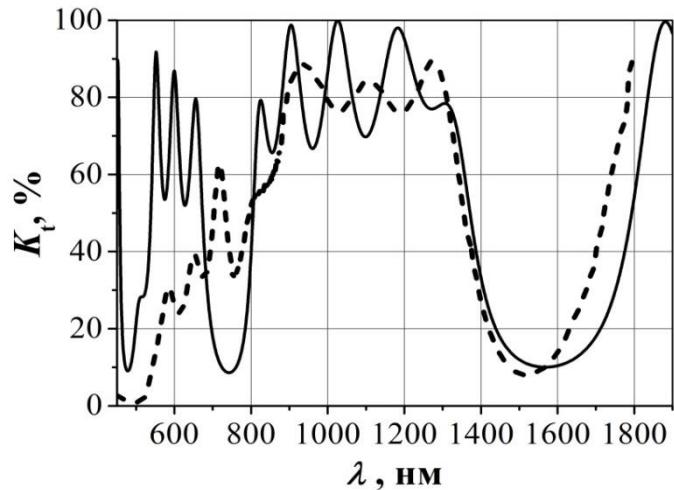


Рис. 4.2. Теоретические (сплошная линия) и экспериментальные (пунктирная линия) спектральные зависимости коэффициента пропускания  $K_t$  1D-MPC №1: GGG(111)/M2/SiO<sub>2</sub>/[M1/M2/SiO<sub>2</sub>]<sup>4</sup>.

Как видно из рис. 4.2, в исследуемом диапазоне  $\lambda$  от 450 до 1800 нм на теоретическом и экспериментальном спектрах присутствуют три PBG. На теоретическом спектре центры PBG соответствуют длинам волн 484, 745 и 1575 нм. Из-за возможных изменений толщины слоёв в процессе осаждения и спектральной дисперсии оптических постоянных магнитоактивных и не магнитных слоёв ( $n(\lambda)$  и  $\kappa(\lambda)$ ) вторая PBG с центром на  $\lambda_0 = 745$  нм выражена менее чётко. Первая PBG совпала с областью сильного поглощения. Наиболее чёткой и заметной является третья PBG.

На рис. 4.3 приведены спектральные зависимости коэффициента отражения  $K_r$  исследуемого кристалла №1 при разных углах падения излучения на образец. Зависимости подтверждают наличие второй PBG в кристалле в диапазоне  $\lambda$  от 680 до 860 нм.

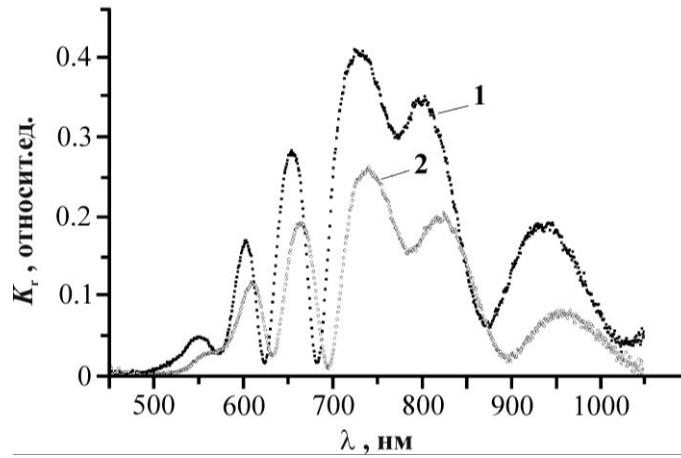


Рис. 4.3. Спектральные зависимости коэффициентов отражения  $K_r$  1D-MPC №1 GGG(111)/M2/SiO<sub>2</sub>/[M1/M2/SiO<sub>2</sub>]<sup>4</sup> при разных углах падения света на образец: 1 – 45°, 2 – 23°.

На рис. 4.4 приведены спектральная зависимость угла FR  $\Theta_F$  в окрестности второй PBG (а) и магнитооптические петли гистерезиса (FHL) для  $\lambda = 655$  нм (б) рассматриваемого периодического 1D-MPC. Максимальное значение  $\Theta_F = -3,7^\circ$  ( $-3,2^\circ/\text{мкм}$ ) наблюдается на  $\lambda = 710$  нм. Усиление эффекта Фарадея  $t$  в сравнении с комбинированным слоем M1/M2 для этой  $\lambda$  достигает 2,6 раз. Коэффициент пропускания 1D-MPC с подложкой на  $\lambda = 710$  нм составляет  $K_t = 40\%$ . Соответственно, МО добротности (1.3) и (1.4) для данной  $\lambda$  принимают значения  $Q = 8,1^\circ$  и  $F = 5,15\%$ . Вид FHL 1D-MPC свидетельствует об анизотропии типа «легкая плоскость» составляющих магнитных слоёв:  $\Theta_F = -3,3^\circ$ , коэрцитивная сила  $H_c = 126$  Э и коэффициент прямоугольности FHL  $K_S = 0,18$ . FHL 1D-MPC схожа с FHL плёнки M2 (рис. 3.6). Нет никаких признаков разделения FHL на отдельные вклады, что указывает на наличие сильной обменной связи между магнитными ферритами-гранатами M1 и M2 модифицированного слоя в 1D-MPC.

В связи со сложностью синтеза и невысокой эффективностью периодических 1D-MPC для усиления МО эффектов подобные типы структур в работе больше не рассматривались.

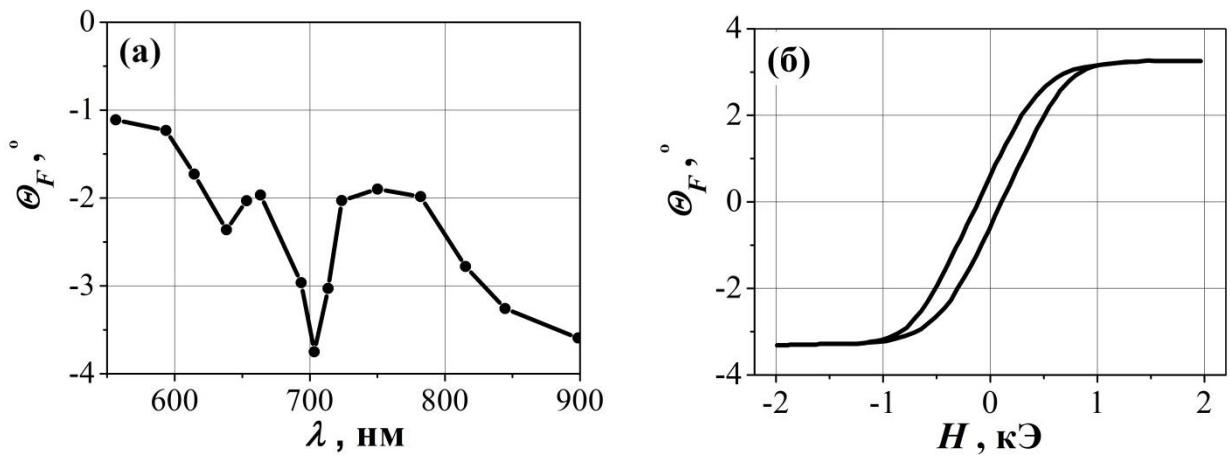


Рис. 4.4. Спектральная зависимость угла FR  $\Theta_F$  в окрестности второй PBG (а) и FHL для  $\lambda = 655$  нм (б) 1D-MPC №1 GGG(111)/M2/SiO<sub>2</sub>/[M1/M2/SiO<sub>2</sub>]<sup>4</sup>.

#### 4.2 Одномерные магнитофотонные кристаллы микрорезонаторной структуры с модифицированным магнитоактивным слоем

Наибольшее внимание было уделено исследованию 1D-MPC с микрорезонаторной структурой, усиление эффектов Фарадея и Керра в которых достигает 10-20 раз. Однако, при использовании предложенного модифицированного МО активного слоя возникает необходимость оптимизации такого типа структур, а именно исследование добротности и МО спектральных характеристик 1D-MPC в зависимости от оптических и МО параметров используемых слоёв. Качество предлагаемых структур находится в сильной зависимости от поглощения буферного слоя с низким содержанием Bi  $M_{\text{BiL}}$ , который кристаллизуется не на гранате, и основного магнитного слоя с высоким содержанием Bi  $M_{\text{BiH}}$ . Схематическое изображение исследуемых в данном подразделе микрорезонаторных структур на основе однослойной и двухслойной плёнок ферритов-гранатов представлено на рис. 4.5.

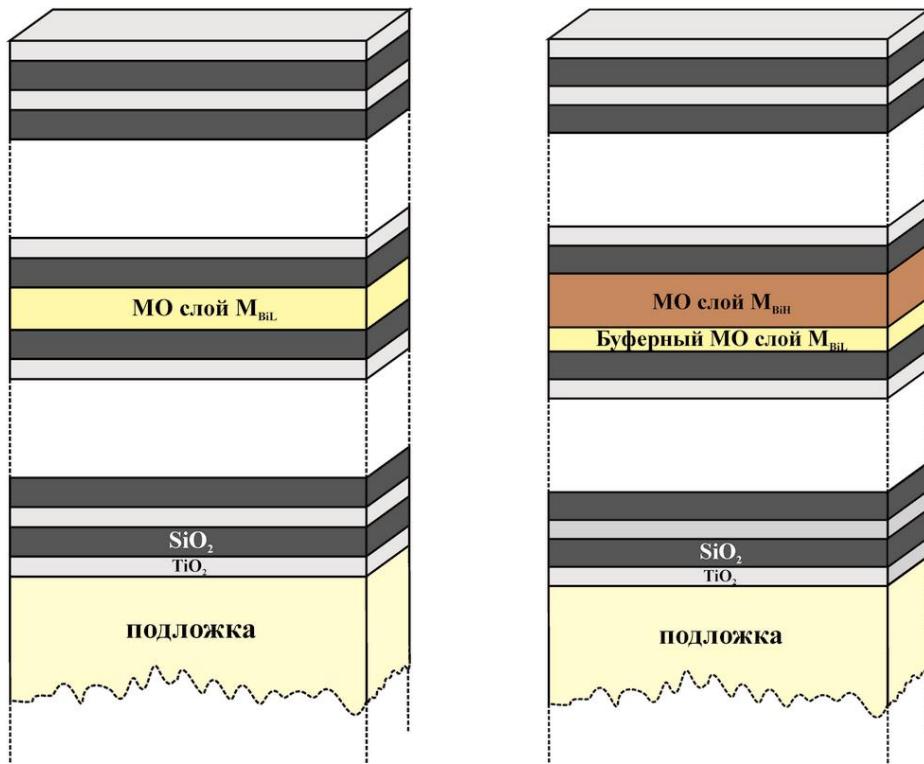


Рис. 4.5. Схематическое изображение исследуемых 1D-MPC на основе одиночного  $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m/\text{MBiL}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^m$  (слева) и модифицированного двойного  $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m/\text{MBiL}/\text{MBiH}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^m$  (справа) магнитоактивных слоёв.

#### 4.2.1 Оптимизация структуры и магнитооптический фактор качества

С целью определения эффективности и оптимизации микрорезонаторных 1D-MPC на основе негранатовых зеркал Брэгга (ВМ) и модифицированного магнитного слоя в работе проведено моделирование различных конфигураций 1D-MPC с общей формулой  $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m/\text{M}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^m$ . В данных структурах  $\text{M}$  – однослойный или двухслойный магнитный слой:

1.  $\text{MBiL}$  с низким содержанием Ві и оптической толщиной  $l_M = \lambda_0/2$  (MPC1);
2.  $\text{MBiL}/\text{MBiH}$  с  $l_M = \lambda_0/2$  (MPC2), где  $\text{MBiH}$  – слой с высоким содержанием Ві;
3.  $\text{MBiL}/\text{MBiH}$  с  $l_M = \lambda_0$  (MPC3).

Расчёт МО эффективности 1D-MPC был проведён как с учётом, так и без учёта влияния подложки из GGG, оптически прозрачного ситалла или плавленого кварца с показателями преломления (2.10)-(2.12). Расчётная резонансная длина волны  $\lambda_R$  изменялась в зависимости от толщины всех слоёв 1D-MPC ( $\lambda_R = \lambda_0$ ) или только от толщины магнитного слоя M ( $\lambda_R \neq \lambda_0$ ). Расчёт проводился для слоёв с разными МО свойствами. Оптические характеристики МО активных слоёв  $n(\lambda)$  и  $\kappa(\lambda)$  изменялись с целью выявления условий, при которых использование модифицированного слоя будет неэффективным. Основным параметром, от которого будет зависеть добротности 1D-MPC  $Q$  (1.3) и  $F$  (1.4) с двухслойным магнитным слоем, является отношение добротностей функциональных слоёв  $Q_{BiL}$  и  $Q_{BiH}$  – фактор  $f$ .

$$f = \left( \varepsilon'_{xy(BiH)} / \varepsilon'_{xy(BiL)} \right) / \left( \varepsilon''_{xx(BiH)} / \varepsilon''_{xx(BiL)} \right) \approx Q_{BiH} / Q_{BiL}. \quad (4.1)$$

Уравнение (4.1) действительно при условии малости MCD плёнок ферритов-гранатов  $\Delta\alpha \approx 0$  при  $\lambda > 600$  нм.

**Влияние поглощения МО слоёв на эффективность 1D-MPC.** Для исследования влияния поглощения магнитных слоёв на добротности  $Q$  и  $F$  микрорезонаторных 1D-MPC и критериев эффективности такого типа структур в качестве основного МО слоя  $M_{BiH}$  модельных 1D-MPC MPC1, MPC2 и MPC3 возьмём слой с параметрами BIG [57], а в качестве слоя  $M_{BiL}$  – M1. Компоненты  $\hat{\varepsilon}_M$  для M1  $\varepsilon_{xx} = 5,817 + 0,0938 \cdot i$ ,  $\varepsilon_{xy} = 0,0152 + 0,001 \cdot i$  и для BIG  $\varepsilon_{xx} = 6,817 + 0,129 \cdot i$ ,  $\varepsilon_{xy} = 0,0441 + 0,0005 \cdot i$ ,  $f = 2,1$ . Для слоёв ВМ взяты усреднённые по спектру экспериментально определённые показатели преломления  $TiO_2$  и  $SiO_2$ , синтезированных методом RIBS:

$$n_{TiO_2} = 2,19; \kappa_{TiO_2} = 0 \quad \text{и} \quad n_{SiO_2} = 1,45; \kappa_{SiO_2} = 0. \quad (4.2)$$

Учитывалось присутствие подложки GGG толщиной 0,5 мм. Расчётная резонансная длина волны и центр PBG  $\lambda_R = \lambda_0 = 655$  нм. Результаты расчёта добротностей  $Q$  и  $F$  в зависимости от числа пар немагнитных слоёв  $m$  представлены на рис. 4.6. Зависимости  $Q(m)$  и  $F(m)$  для микрорезонаторных 1D-MPC имеют максимумы  $Q_{max}^i$  и  $F_{max}^i$ , которым соответствует оптимальное

количество пар слоёв в ВМ  $m^i_{\text{opt}}$  ( $i$  – индекс 1D-MPC:  $i = 1$  для MPC1,  $i = 2$  для MPC2,  $i = 3$  для MPC3). Максимальные значения добротностей  $Q_{\max}$  и  $F_{\max}$  при  $m^i_{\text{opt}}$  1D-MPC MPC1, MPC2 и MPC3 с модифицированным слоем M1/BIG удовлетворяют условиям:  $Q_{\max}^1 < Q_{\max}^2 < Q_{\max}^3$  и  $F_{\max}^1 < F_{\max}^2 < F_{\max}^3$ .

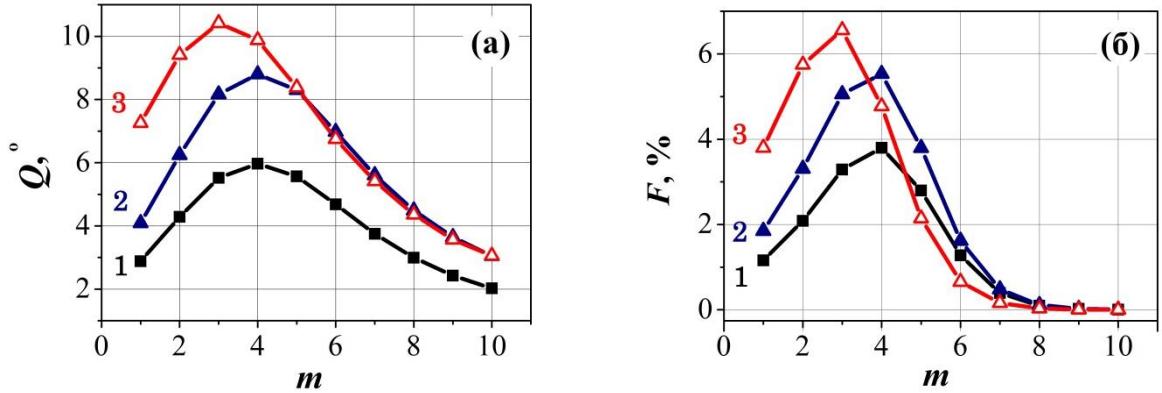


Рис. 4.6. Добротности  $Q$  (а) и  $F$  (б) MPC1 (1), MPC2 (2) и MPC3 (3) в зависимости от числа пар слоёв в ВМ  $m$ ;  $f = 2,1$ .

В работе [9] было показано, что увеличение толщины магнитоактивного слоя микрорезонаторного 1D-MPC приводит к уменьшению оптимального числа пар немагнитных слоёв  $m^i_{\text{opt}}$  без уменьшения значения  $Q_{\max}$  или  $F_{\max}$ . Эта же тенденция сохраняется и для 1D-MPC с модифицированным слоем (рис. 4.6):  $Q_{\max}^2 = 8,8^\circ$  при  $m^5_{\text{opt}} = 4$  и  $Q_{\max}^3 = 10,4^\circ$  при  $m^3_{\text{opt}} = 3$ ;  $F_{\max}^2 = 5,5\%$  при  $m^5_{\text{opt}} = 4$  и  $F_{\max}^3 = 6,6\%$  при  $m^3_{\text{opt}} = 3$ . MPC2 и MPC3 отличаются не только суммарной толщиной магнитного слоя, но и соотношением толщин основного магнитного слоя и подслоя, для MPC2 это соотношение составляет 1:1, для MPC3 – 1:3. Таким образом, увеличение добротности для структур с  $m \leq m^i_{\text{opt}}$  возможно добиться, увеличивая долю основного магнитного слоя. На рис. 4.7 представлено изменение зависимостей  $Q(m)$  и  $F(m)$  при увеличении поглощения основного магнитного слоя  $\kappa_{\text{BIG}}$  ( $\varepsilon_{xx} = 6.817 + 0.258 \cdot i$ ;  $f = 1,05$ ).

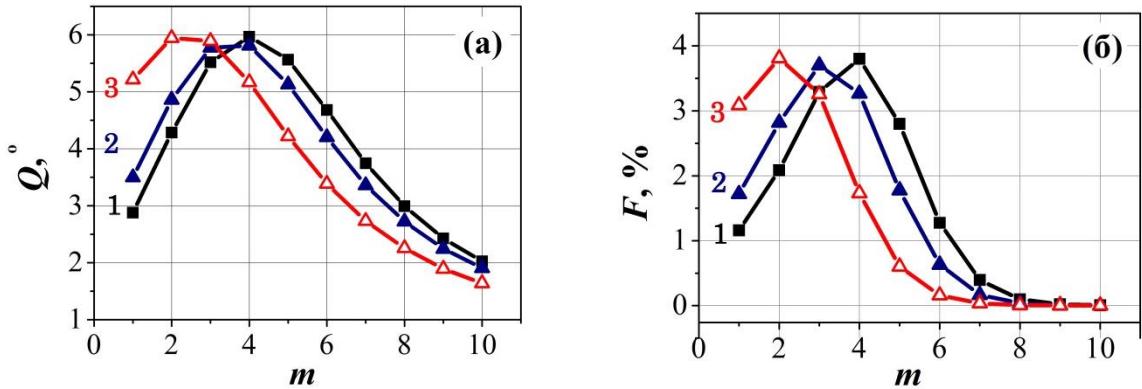


Рис. 4.7. Добротности  $Q$  (а) и  $F$  (б) MPC1 (1), MPC2 (2) и MPC3 (3) в зависимости от числа пар слоёв в ВМ  $m$ . Коэффициент затухания слоя  $\kappa_{\text{BIG}}$  увеличен в два раза;  $f = 1,05$ .

Максимумы  $Q_{\max}^i$  и  $F_{\max}^i$  остаются одними и теми же для всех структур, изменяется только  $m_{\text{opt}}^i$ :  $m_{\text{opt}}^1 = 4$ ,  $m_{\text{opt}}^2 = 4$  и  $m_{\text{opt}}^3 = 3$  для зависимости  $Q(m)$  и  $m_{\text{opt}}^1 = 4$ ,  $m_{\text{opt}}^2 = 3$  и  $m_{\text{opt}}^3 = 2$  для зависимости  $F(m)$ . Но  $Q^2$  и  $Q^3$  или  $F^2$  и  $F^3$  увеличиваются при  $m \leq m_{\text{opt}}^i$  в сравнении с  $Q^1$  или  $F^1$ . Следует ожидать, что увеличение поглощения  $\kappa_{\text{BIG}}$  ведёт к дальнейшему уменьшению добротностей 1D-MPC с модифицированными слоями и неэффективности применения такого типа структур. Для случаев, представленных на рис. 4.6 и рис. 4.7, фактор  $f$  принимает значения 2,1 и 1,05, соответственно. Добротности  $Q(m)$  и  $F(m)$  1D-MPC с модифицированным двойным магнитным слоем, для которых  $f < 1$ , ниже, чем добротности  $Q(m)$  и  $F(m)$  1D-MPC с одним магнитным слоем. С уменьшением фактора  $f$ , в первую очередь, уменьшаются добротности  $Q$  и  $F$  структур с большим количеством пар слоёв в зеркалах  $m \geq m_{\text{opt}}$  (рис. 4.7). При  $f < 1$  реализуется случай “плохого” основного магнитоактивного слоя. Увеличение фактора  $f$  ( $f > 2$ ) приводит к увеличению добротностей  $Q(m)$  и  $F(m)$  1D-MPC с модифицированным слоем. При увеличении  $f$  в первую очередь увеличиваются  $Q$  и  $F$  структур с меньшим количеством пар слоёв в зеркалах  $m \leq m_{\text{opt}}$  (рис. 4.6). Случай с  $f > 2$  соответствует “плохому” буферному слою и добротность структуры 1D-MPC может быть увеличена за счёт увеличения доли основного магнитного слоя.

**Влияние подложки на эффективность 1D-MPC.** Рассмотрим влияние наличия подложки на зависимости  $Q(m)$  и  $F(m)$  модельных 1D-MPC с резонансной длиной волны и центром PBG  $\lambda_0 = \lambda_R = 655$  нм. Для расчётов были использованы оптические характеристики плёнок M1 в качестве слоя  $M_{BiL}$  и M2 в качестве слоя  $M_{BiH}$ :  $\epsilon_{xx} = 5,232 + 0,056 \cdot i$ ,  $\epsilon_{xy} = 0,008 + 0,000 \cdot i$  для M1 и  $\epsilon_{xx} = 7,472 + 0,130 \cdot i$ ,  $\epsilon_{xy} = 0,034 + 0,000 \cdot i$  для M2;  $f = 1,83$ . Зеркала Брэгга (BM) модельных микрорезонаторных структур 1D-MPC формируют слои диоксидов  $TiO_2$  и  $SiO_2$  с оптическими постоянными, свойственными слоям BM, полученных методом ЕВЕ:

$$n_{TiO_2}(\lambda) = 2,140 + \left( \frac{258,506}{\lambda} \right)^2, \quad \kappa_{TiO_2} = 0. \quad (4.3)$$

$$n_{SiO_2}(\lambda) = 1,447 + \left( \frac{60,741}{\lambda} \right)^2, \quad \kappa_{SiO_2} = 0. \quad (4.4)$$

Суммарная толщина магнитоактивных слоёв MPC1, MPC2 и MPC3  $h_M = h_{M1} + h_{M2}$ , соответственно, составляет  $(144 + 0)$ ,  $(61 + 71)$  и  $(61 + 191)$  нм, толщины оксидов  $-h_{SiO_2} = 112$  нм,  $h_{TiO_2} = 71$  нм.

Наличие подложки в реальных структурах 1D-MPC приводит к дополнительному отражению света от её поверхности и изменению интерференционной картины в оптических и МО спектрах, что приводит к снижению  $Q$  и  $F$ . Добротности структур с  $m \leq m_{opt}$  и подложками ниже, чем структур без подложек. Например, для MPC3 добротность  $Q$  структуры с  $m = 1$  уменьшается почти в 3 раза при изменении  $n_s$  от 1 (рис. 4.8, в, кривая 1 – MPC3 без подложки) до 2 (рис. 4.8, в, кривая 1 – MPC3 на GGG). При увеличении  $n_s$  для MPC3 с  $m < m_{opt}$  наблюдается значительное уменьшение  $K_t$  (рис. 4.9, а), а для  $m > m_{opt}$   $K_t$  увеличивается незначительно. Угол FR  $\Theta_F$  уменьшается для структур с любым  $m$  при увеличении  $n_s$  (рис. 4.9, б). Следует отметить, что при  $m > 7$  добротности 1D-MPC с модифицированным слоем минимизируются, а значения  $\Theta_F$  выходят на насыщение и данный тип структуры достигает максимальных значений усиления эффекта Фарадея  $t = 16,4$ . Структуры 1D-

MPC со слоем M1/M2 обладают большими значениями добротностей  $Q_{\max}$  и  $F_{\max}$ :  $Q_{\max}^1 < Q_{\max}^2 < Q_{\max}^3$  и  $F_{\max}^1 < F_{\max}^2 < F_{\max}^3$ , как и для случая со слоем M1/BIG.

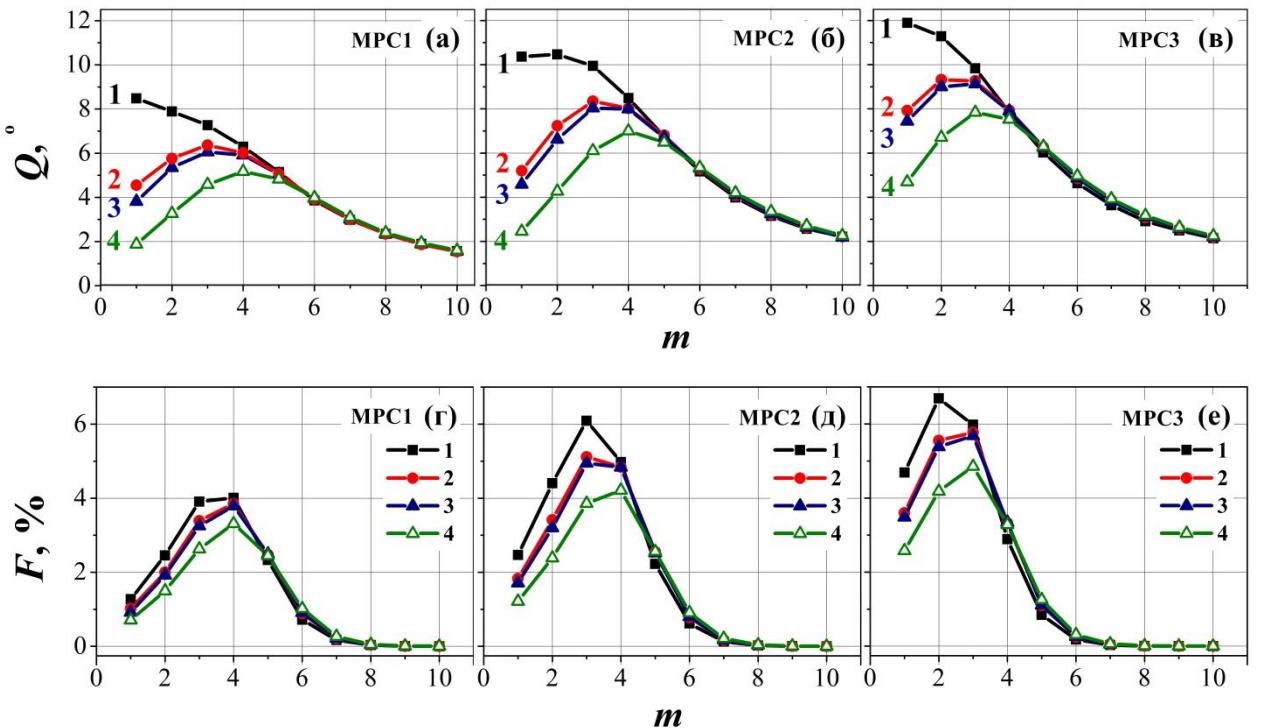


Рис. 4.8. Добротности  $Q$  и  $F$  на  $\lambda_R = 655$  нм в зависимости от числа пар слоёв в ВМ  $m$  для MPC1 (а, в), MPC2 (б, д) и MPC3 (в, е) без подложки (1) и с подложками из плавленого кварца (2), оптического ситалла (3) и GGG (4).

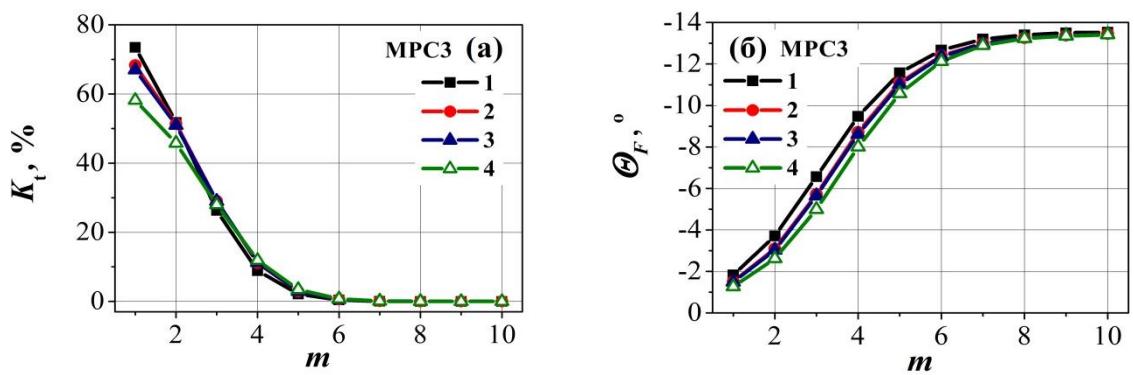


Рис. 4.9. Коэффициент пропускания  $K_t$  (а) и угол FR  $\Theta_F$  (б) на  $\lambda_R = 655$  нм в зависимости от числа пар слоёв в ВМ  $m$  для MPC3 без подложки (1) и с подложками из плавленого кварца (2), оптического ситалла (3) и GGG (4).

**Влияние толщины основного магнитоактивного слоя на эффективность 1D-MPC.** Исследуем как изменяется добротности  $Q$  и  $F$  структур 1D-MPC с модифицированным слоем M1/M2 при изменении толщины основного магнитоактивного слоя M2  $h_{M2}$ . В качестве центра PBG выбрана длина волны  $\lambda_0 = 690$  нм. Резонансная длина волны  $\lambda_R$  изменяется увеличением толщины магнитного слоя  $h_{M2}$ . Компоненты  $\hat{\varepsilon}_M$  при  $\lambda_0$  для M1 –  $\varepsilon_{xx} = 5,099 + 0,038 \cdot i$ ,  $\varepsilon_{xy} = 0,007 + 0,000 \cdot i$  и для M2 –  $\varepsilon_{xx} = 7,215 + 0,091 \cdot i$ ,  $\varepsilon_{xy} = 0,025 + 0,000 \cdot i$ ;  $f = 1,49$ . Учитывалось наличие подложки из плавленого кварца. Для расчёта первоначальных толщин слоёв ( $h_{M1} = 78$  нм,  $h_{M2} = 66$  нм,  $h_{SiO_2} = 112$  нм и  $h_{TiO_2} = 71$  нм) была выбрана резонансная длина волны  $\lambda_R = \lambda_0$  и  $l_M = \lambda_0/2$ . Толщина  $h_{M2}$  изменялась до 198 нм, при которой  $\lambda_R = \lambda_0$  и  $l_M = \lambda_0$ . При  $h_{M2}$  близких к 100 нм ( $l_M \approx 3\lambda_0/5$ ) происходит смещение основного (первого) резонансного пика в длинноволновую область и отделение от коротковолнового края PBG второго резонансного пика (рис. 4.10).

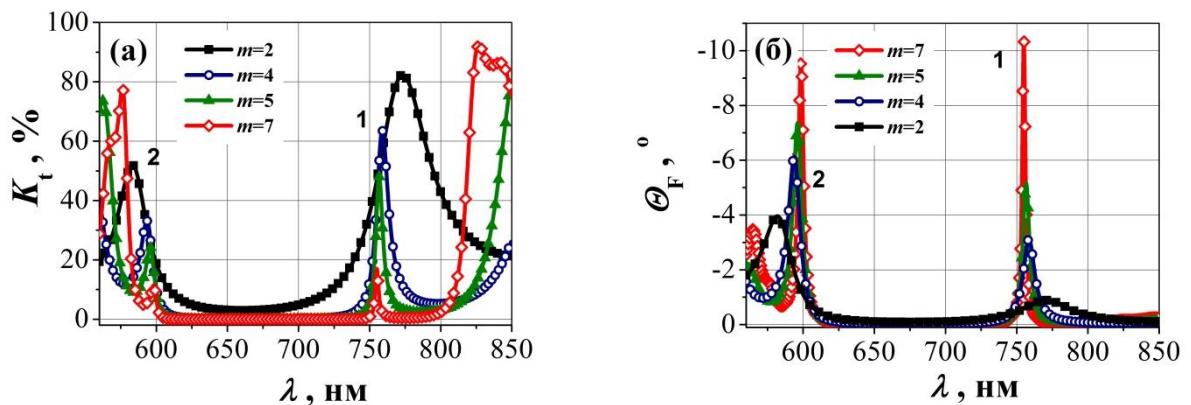


Рис. 4.10. Спектральные зависимости коэффициента пропускания  $K_t$  (а) и угла FR  $\Theta_F$  (б) для 1D-MPC  $[TiO_2/SiO_2]^m/M1/M2/[SiO_2/TiO_2]^m$  на подложке из плавленого кварца при толщине слоёв M1 и M2 78 и 110 нм, соответственно.

Спектры 1D-MPC с  $h_{M2} > 66$  нм и разным  $m$  характеризуются различием резонансных длин волн первого  $\lambda_{R1}$  и второго  $\lambda_{R2}$  резонансных пиков. С увеличением  $h_{M2}$  происходит рост добротности  $Q$  первого резонансного пика до тех пор, пока пик, смещаясь в длинноволновую область, не сольется с

длинноволновым краем PBG (рис. 4.11, а). В этой точке (рис. 4.11, а,  $h_{M2} = 170$  нм) добротности структур с разным  $m$  одинаковы. На зависимости  $F$  (рис. 4.11, б) для первого резонансного пика наблюдаются максимумы при оптимальной суммарной толщине магнитных слоёв  $h_{opt}$  (или оптимальной оптической толщине  $l_{opt}$ ), которые соответствуют оптимальному соотношению  $K_t$  и  $\Theta_F$ . Например, структура с максимальным значением  $F = 10,2\%$ ,  $m = 7$  и  $h_{M2} = 130$  нм ( $l_{opt} \approx 3\lambda_0/4$ ) имеет  $K_t = 48\%$ ,  $\Theta_F = -6,2^\circ$  ( $29,8^\circ/\text{мкм}$ ) и  $t = 27,8$  на  $\lambda_{R1} = 778$  нм. Добротность  $Q$  второго резонансного пика уменьшается при увеличении  $h_{M2}$  до 170 нм, а в окрестности  $h_{M2} = 198$  нм, при которой  $\lambda_{R2} = 690$  нм, возрастает. Аналогично для второго резонансного пика изменяется и зависимость добротности  $F$ . Следует ожидать, что изменение добротностей  $Q$  и  $F$  второго резонансного пика при дальнейшем увеличении  $h_{M2}$  будет иметь такой же характер, как и для первого резонансного пика. Появление третьего резонансного пика и максимумы добротности второго и третьего резонансных пиков ожидаются в окрестности  $h_M \approx 315$  нм ( $l_{opt} \approx 5\lambda_0/4$ ).

Рассчитанные оптимальные значения  $m_{opt}$  и  $h_{opt}$  (или  $l_{opt}$ ) использовались при синтезе 1D-MPC с модифицированным слоем, оптические и МО свойства которых представлены и обсуждаются в подпункте 4.2.3.

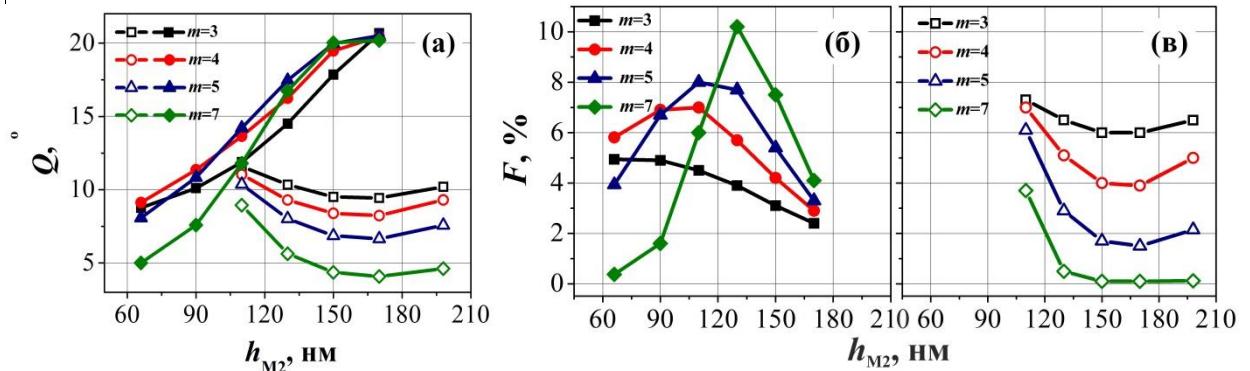


Рис. 4.11. Добротности  $Q$  и  $F$  1D-MPC  $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m/\text{M1/M2}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^m$  на подложке из плавленого кварца в зависимости от толщины основного магнитоактивного слоя M2  $h_{M2}$  на длинах волн  $\lambda_{R1}$  (заполненные символы) и  $\lambda_{R2}$  (не заполненные символы).

## 4.2.2 Формирование спектральных зависимостей эффектов Фарадея, полярного эффекта Керра и Магнитного кругового дихроизма (моделирование методом матриц 4 x 4)

Рассмотрим, формирование спектральных зависимостей эффекта Фарадея, полярного эффекта Керра и MCD, а так же особенности распространения RCP и LCP света в микрорезонаторных 1D-MPC в зависимости от компонент  $\varepsilon'_{xy}$  и  $\varepsilon''_{xy}$  магнитоактивных слоёв. Структуры с общей формулой КУ-1/[TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>]<sup>m</sup>/M/[SiO<sub>2</sub>/TiO<sub>2</sub>]<sup>m</sup> были выбраны в качестве модельных, где КУ-1 – подложка из плавленого кварца. Оптическая толщина каждого слоя в BM составляет  $\lambda_0/4$ , где  $\lambda_R = \lambda_0 = 695$  нм. В предлагаемой структуре M – магнитоактивный слой M1 с оптической толщиной  $\lambda_0$  и разным соотношением действительной и мнимой частей недиагональной компоненты  $\hat{\varepsilon}_M - r = \varepsilon'_{xy}/\varepsilon''_{xy}$ . Компоненты  $\hat{\varepsilon}_M$  слоя M1  $\varepsilon_{xx}$  и  $\varepsilon_{xy}$  на  $\lambda_R$  принимают значения  $\varepsilon_{xx} = 6,303 + 0,040 \cdot i$  и  $\varepsilon_{xy} = 7,487 \cdot 10^{-3} - 2,801 \cdot 10^{-3} \cdot i$ ;  $r = 0,5$ . Оптические постоянные слоёв TiO<sub>2</sub> и SiO<sub>2</sub> соответствуют (4.3) и (4.4).

В 1D-MPC с магнитоактивным дефектом резонансные условия для RCP и LCP волн различны. Резонансные пики для RCP и LCP в оптических спектрах пропускания имеют разные положения  $\lambda_{R+}$  и  $\lambda_{R-}$  и/или амплитуды  $K_{t+}$  и  $K_{t-}$ . В зависимости от присутствия или отсутствия разницы в показателях преломления  $\Delta n_{\pm}$  (эффекта двулучепреломления или эффекта Фарадея) и/или поглощениях  $\Delta \alpha$  (эффекта MCD) RCP и LCP компонент, возможны 3 случая:

I.  $\Delta n_{\pm} \neq 0$  и  $\Delta \alpha = 0$ . Резонансные пики пропускания равной амплитуды ( $K_{t+} = K_{t-}$ ) расположены на разных длинах волн  $\lambda_{R+} \neq \lambda_{R-}$  (рис. 4.12, а).

II.  $\Delta n_{\pm} = 0$  и  $\Delta \alpha \neq 0$ . Резонансные пики пропускания разной амплитуды ( $K_{t+} \neq K_{t-}$ ) расположены на одной длине волны  $\lambda_{R+} = \lambda_{R-}$  (рис. 4.12, е).

III.  $\Delta n_{\pm} \neq 0$  и  $\Delta \alpha \neq 0$ . Резонансные пики пропускания разной амплитуды ( $K_{t+} \neq K_{t-}$ ) расположены на разных длинах волн  $\lambda_{R+} \neq \lambda_{R-}$  (рис. 4.12, и).

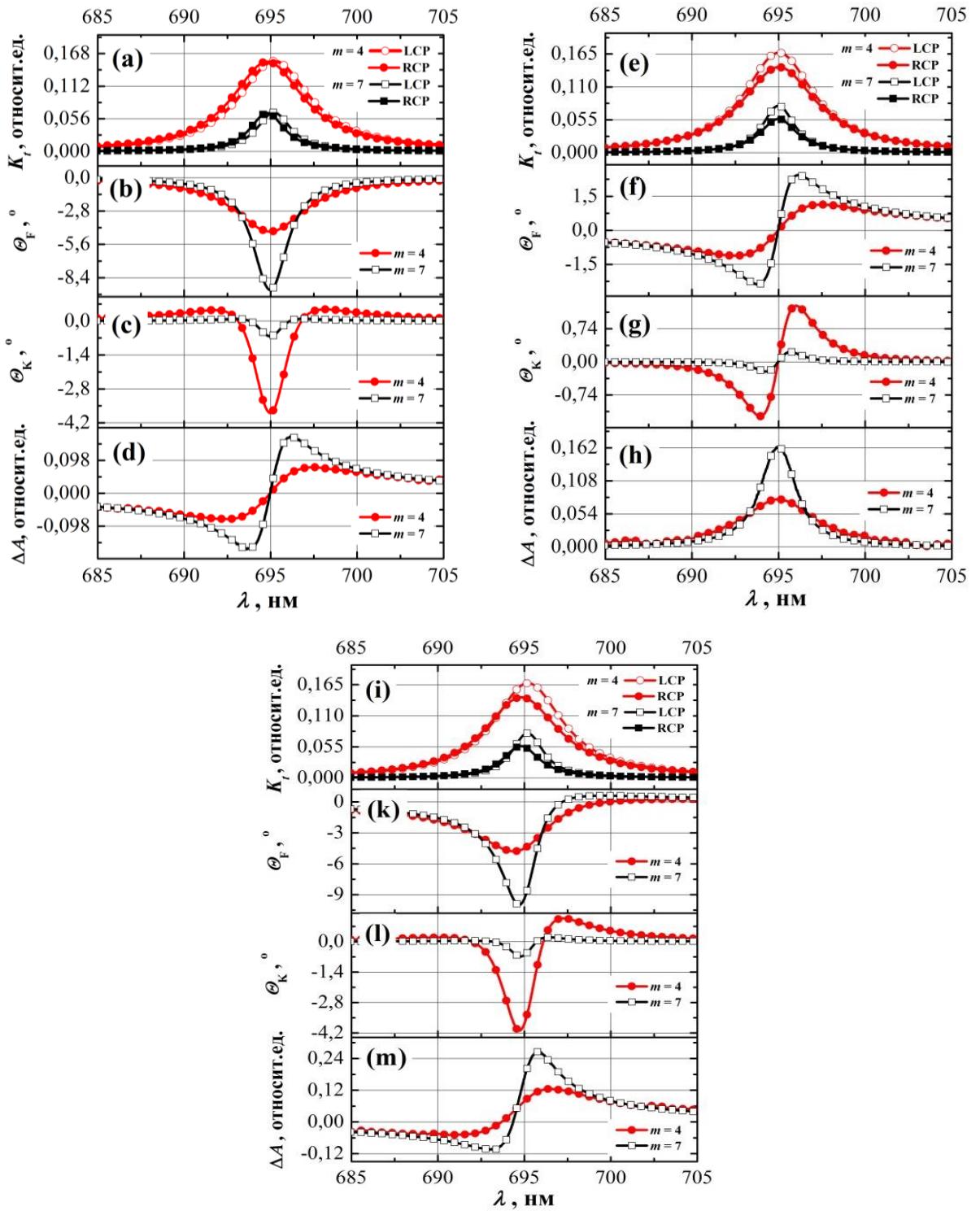


Рис. 4.12. Спектры коэффициентов пропускания RCP  $K_{t+}$  и LCP  $K_{t-}$  компонент, углов FR  $\Theta_F$  и KR  $\Theta_K$  и MCD модельного 1D-MPC КУ-1/[TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>]<sup>*m*</sup>/M/[SiO<sub>2</sub>/TiO<sub>2</sub>]<sup>*m*</sup> с  $m = 4$  и  $7$  в окрестности  $\lambda_R = 695$  нм; отношение компонент  $\hat{\varepsilon}_M$  слоя M1  $r = \varepsilon'_{xy}/\varepsilon''_{xy} = 0,5$ . Значения  $K_{t+}$  and  $K_{t-}$  для 1D-MPC с  $m = 7$  увеличены в 20 раз.

Спектральные зависимости МО эффектов для случаев I, II и III модельного 1D-MPC с  $m = 4$  и  $m = 7$ ,  $r = 0,5$  также представлены на рис. 4.12. В случае I спектральные зависимости МО эффектов в окрестности  $\lambda_R$  имеют симметричную форму, в случае III – асимметричную. В случае II формы линий отличаются от форм линий в случаях I и III. МО зависимости, представленные на рис. 4.12 (k)-(m), являются суммой кривых, представленных на рис. 4.12 (b)-(d) и (f)-(h) для соответствующих эффектов. Интересным является образование пиков MCD S-образной формы и пиков KR, рядом с которыми формируются два незначительных положительных пика. Следует отметить, что микрорезонаторные структуры 1D-MPC отличаются нулевыми значениями MCD на  $\lambda_R$  как при наличии MCD в магнитном слое, так и при его отсутствии. При этом значения угла FR могут быть увеличены за счёт наличия разности в поглощении RCP и LCP.

Вклад  $\varepsilon''_{xy}(\lambda)$  магнитного слоя будет значительным для спектральных зависимостей МО эффектов 1D-MPC, если отношение  $r$  достигает значений  $r \approx 0,25$ . Для 1D-MPC с модифицированным слоем зависимости МО эффектов аналогичны приведённым на рис. 4.12. Однако, каждый магнитный слой имеет свой индивидуальный вклад. Вклад  $\varepsilon''_{xy}$  слоя M2 и его параметры будут определяющими в формах линий МО эффектов. На рис. 4.13 показано, как изменяется значения пиков МО эффектов 1D-MPC со слоем  $M = M1/M2$  и  $l_M = \lambda_0/2 - MPC2$  (а, б, в) и  $l_M = \lambda_0 - MPC3$  (г, д, е) в зависимости от соотношения  $r$  слоя M2 и количества пар слоёв в ВМ  $m$ . При изменении  $r$  от 0 до 1 МО добротности  $F$  MPC2 и MPC3 могут увеличиться на 10-20%. С увеличением  $m$ ,  $K_t$  уменьшается и  $K_r$  увеличивается. Зависимость угла KR  $\Theta_K$  от числа  $m$  более сложная. При малых  $m$   $\Theta_K$  увеличивается. Выше  $m = m_{t=R}$ , при котором  $K_t = K_r$ ,  $\Theta_K$  уменьшается. Это связано с тем, что в 1D-MPC с прозрачным Bi: YIG угол KR определяется, главным образом, прохождением через толщину

слоя. С увеличением  $m$  доля отраженного от поверхности ВМ и поглощённого света увеличивается. В результате, доля отражённого света, прошедшего через МО слой уменьшается.

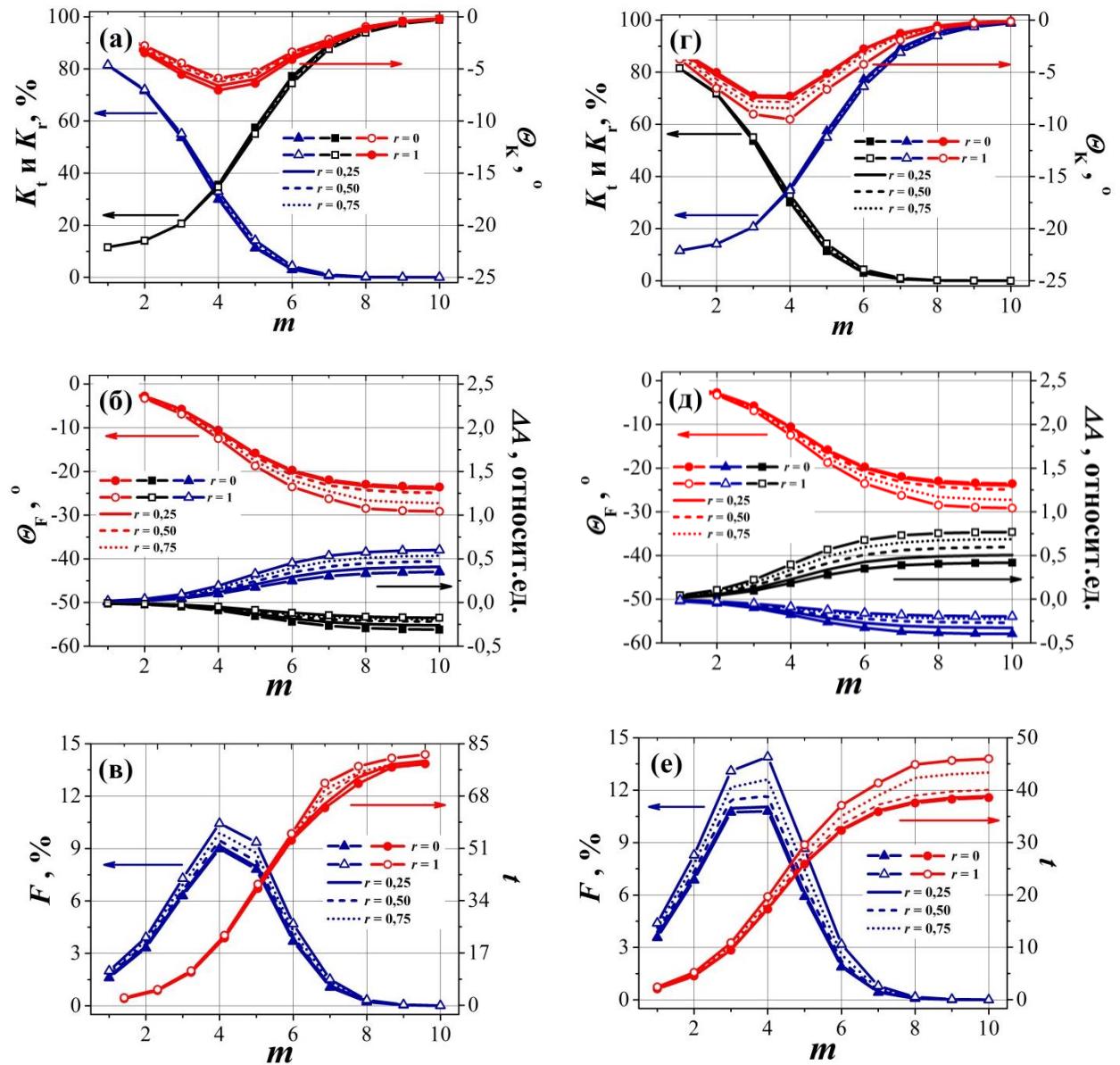


Рис. 4.13. Зависимости амплитуд пиков коэффициентов пропускания  $K_t$  и отражения  $K_r$ , углов FR  $\Theta_F$  и KR  $\Theta_K$ , МКД  $\Delta\alpha$ , МО добротности  $F$  и коэффициента усиления эффекта Фарадея  $t$  от числа пар слоёв в ВМ модельного 1D-MPC КУ-1/[TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>] <sup>$m$</sup> /M/[SiO<sub>2</sub>/TiO<sub>2</sub>] <sup>$m$</sup>  с  $\lambda_R = 695$  нм и со слоем M = M1/M2 и  $l_M = \lambda_0/2$  (а, б, в) и  $l_M = \lambda_0$  (г, д, е).

#### **4.2.3 Резонансное усиление магнитооптических эффектов в одномерных магнитофотонных кристаллах с модифицированным магнитоактивным слоем (эксперимент и теория)**

##### **Микрорезонаторные 1D-MPC на подложке из GGG (111) и $m = 5$ .**

Для подтверждения теоретических расчётов добротности и эффективности использования модифицированного слоя синтезированы три микрорезонаторных 1D-MPC на подложках GGG с количеством пар слоёв в ВМ  $m = 5$ :

- 1D-MPC № 2 (табл. 2.4) с одиночным магнитным слоем  $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^5/\text{M1}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^5$ ;
- 1D-MPC № 3 (табл. 2.4) с модифицированным двойным магнитным слоем  $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^5/\text{M1}/\text{M2}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^5$ ;
- 1D-MPC № 4 (табл. 2.4) с модифицированным двойным магнитным слоем  $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^5/\text{M1}/\text{M3}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^5$ .

Резонансные длины волн  $\lambda_R$  для 1D-MPC с модифицированным двойным слоем № 3 и 4 составили соответственно 680 и 634 нм. 1D-MPC с магнитным слоем M1, полученный с целью сравнения, имеет среднее значение  $\lambda_R = 655$  нм. PBG данной серии 1D-MPC находится в области длин волн от 550 до 750 нм. Разница в  $\lambda_R$  обусловлена разницей толщин их магнитных слоёв:  $h_{\text{M1}} = 150$  нм,  $h_{\text{M1/M2}} = 305$  нм,  $h_{\text{M1/M3}} = 260$  нм. Толщины слоёв диэлектрических зеркал для всех кристаллов были одинаковы и составляли  $h_{\text{TiO}_2} = 71$  нм и  $h_{\text{SiO}_2} = 103$  нм.

Теоретические и экспериментальные спектральные зависимости  $K_t$  и  $\Theta_F$  1D-MPC с магнитным слоем M1 № 2 и модифицированным двойным магнитным слоем M1/M2 № 3 и M1/M3 № 4 приведены на рис. 4.14. Теоретическая оценка спектров 1D-MPC с одиночным M1 и двойным M1/M2 магнитными слоями даёт значение фактора  $1 < f < 2$ , что свидетельствует об эффективности использования слоя M1/M2 в исследуемом диапазоне  $\lambda$ .

Спектральные зависимости 1D-MPC № 4 с модифицированным двойным магнитным слоем M1/M3 отличаются от представленных выше 1D-MPC низкими значениями  $K_t$ . Последнее является следствием низкого кристаллического качества и высокого поглощения плёнки M3. Пропускание  $K_t$  на  $\lambda_R$  для 1D-MPC с пленками M1, M1/M2 и M1/M3 соответственно составило 14, 10 и 2,5 %.

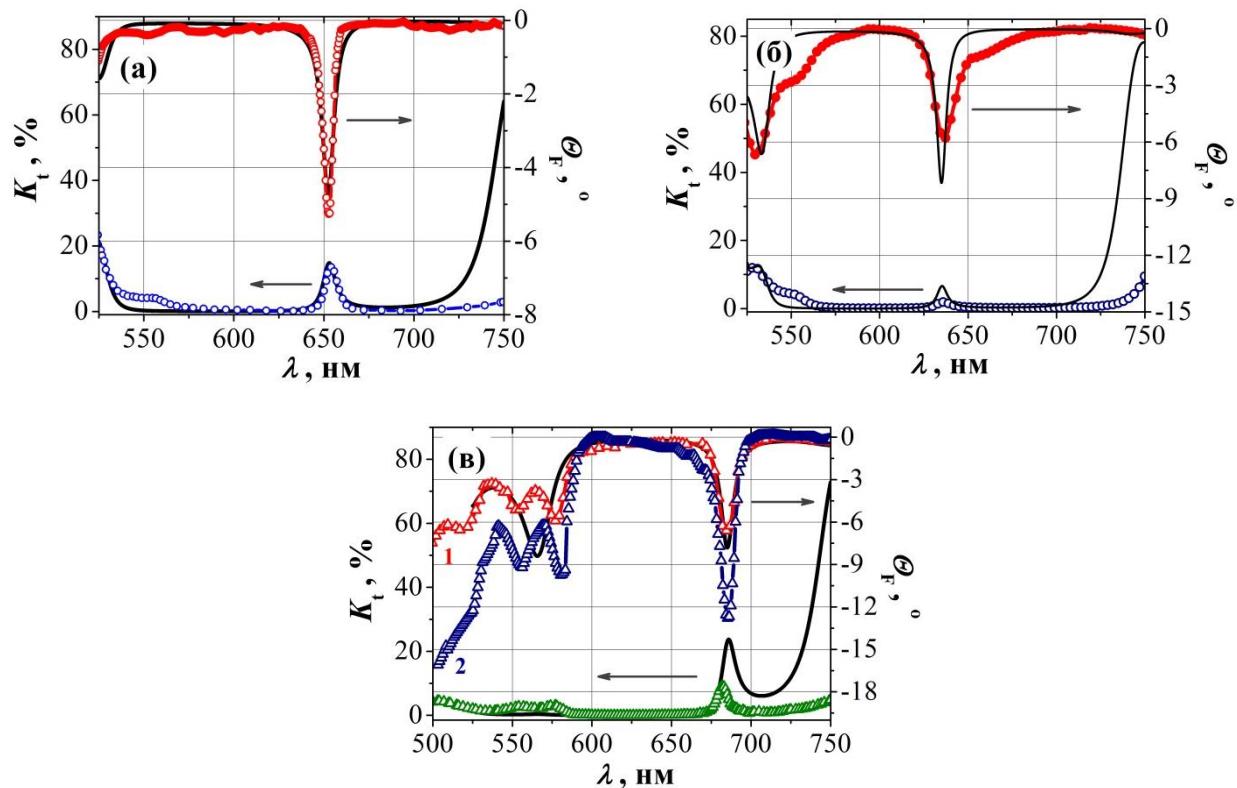


Рис. 4.14. Теоретические (линия) и экспериментальные (линия и символы) спектральные зависимости коэффициента пропускания  $K_t$  и угла FR  $\Theta_F$  1D-MPC № 2 со слоем M1 (а) и № 4 со слоем M1/M3 (б) при  $H = 1$  кЭ и № 3 со слоем M1/M2 (в) при  $H = 1$  кЭ (1) и  $H = 11$  кЭ (2).

Сравнение FR всех трёх кристаллов представлено на рис. 4.15 (а). Видно, что 1D-MPC с двойными магнитными слоями M1/M2 и M1/M3 даже в поле с  $H = 1$  кЭ, что меньше значений для полей насыщения слоя M2 (см. 3.1.3), проявляют более высокие значения  $\Theta_F$  в сравнении с 1D-MPC со слоем M1. FR на  $\lambda_R$  для 1D-MPC с пленками M1, M1/M2 и M1/M3

соответственно составили  $\Theta_F = -5,3^\circ$  ( $-35,3^\circ/\text{мкм}$ ),  $\Theta_F = -7,5^\circ$  ( $-24,6^\circ/\text{мкм}$ ) и  $\Theta_F = -5,8^\circ$  ( $-22,3^\circ/\text{мкм}$ ). FR 1D-MPC со слоем M1/M2 в поле с  $H = 11$  кЭ –  $\Theta_F = -12,8^\circ$  ( $-42^\circ/\text{мкм}$ ). FHL 1D-MPC № 2-4 представлены на рис. 4.15 (б). Значение  $\Theta_F$  (с учётом зависимости от  $\lambda$ ) нормированы на максимальные значения и приведены в относительных единицах. 1D-MPC № 2 с одиночным магнитным слоем M1 имеет коэффициент прямоугольности FHL  $K_S = 0,83$  и поле насыщения с  $H_S = 600$  Э, что свидетельствует об анизотропии этого слоя типа «лёгкая ось». 1D-MPC № 3 со слоем M1/M2 характеризуется высоким значением  $H_S = 1600$  Э и малым  $K_S = 0,19$ , т.е. анизотропией типа «лёгкая плоскость». 1D-MPC № 4 в сравнении с кристаллами № 2 и № 3 имеет промежуточные значения магнитных характеристик. Такое различие магнитных свойств 1D-MPC даёт возможность использовать кристаллы с различными магнитными слоями в приборах различного назначения.

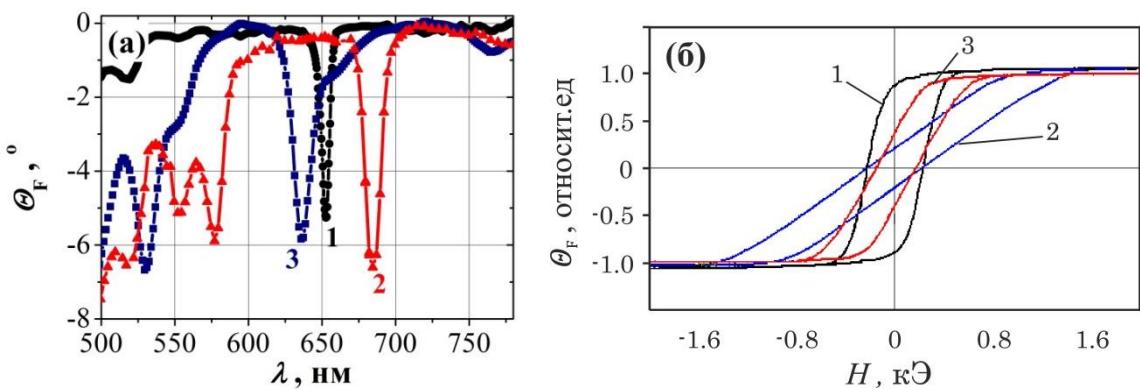


Рис. 4.15. Спектральные зависимости угла FR  $\Theta_F$  при  $H = 1$  кЭ и FHL 1D-MPC № 2 со слоем M1 (1), № 3 (2) со слоем M1/M2 и № 4 со слоем M1/M3 (3).

Наилучшие результаты по МО добротности и усилинию эффекта Фарадея продемонстрировали 1D-MPC № 2 со слоем M1 ( $t = 21$ ,  $Q = 5,3^\circ$ ,  $F = 2,6\%$ ) и № 3 с модифицированным слоем M1/M2 ( $t = 13$ ,  $Q = 11^\circ$ ,  $F = 4,3\%$ ). Именно структуры с модифицированным слоем M1/M2 были выбраны как наиболее перспективные для дальнейших исследований.

**Микрорезонаторные 1D-МРС на подложке из плавленого кварца и  $m = 4$  и 7.** Для исследований спектров МО эффектов (эффекта Фарадея, полярного эффекта Керра, MCD) были синтезированы девять образцов 1D-МРС №№ 5-13 микрорезонаторной структуры с модифицированным магнитным слоем M1/M2 разной оптической толщины  $l_M$  и количеством пар слоёв в ВМ  $m = 4$  и 7 на подложках из плавленого кварца марки КУ-1.

При изготовлении 1D-МРС №№ 5-13 до напыления магнитоактивных слоёв были проведены измерения спектральных зависимостей  $K_t$  нижних зеркал. Экспериментальные (символы) и теоретические (линия) спектры представлены на рис. 4.16. Характерной особенностью спектров является наличие ярко выраженных PBG в диапазоне  $\lambda$  от 580 до 620 нм. Для ВМ с  $m = 4$  минимальный  $K_t = 15,3\%$  наблюдается на  $\lambda = 674$  нм. Для ВМ с  $m = 7$  минимальный  $K_t = 1,3\%$  – на  $\lambda = 683$  нм. Повторяемость спектров  $K_t$  ВМ с одинаковым  $m$  приближалась к 100 %, что обусловлено оптическим контролем толщины диэлектрических слоёв при их нанесении. По спектрам  $K_t$  определены фактические толщины слоёв ВМ:  $h_{\text{SiO}_2} = 116$  нм,  $h_{\text{TiO}_2} = 75$  нм для  $m = 4$  и  $h_{\text{SiO}_2} = 117$  нм,  $h_{\text{TiO}_2} = 76$  нм для  $m = 7$ .

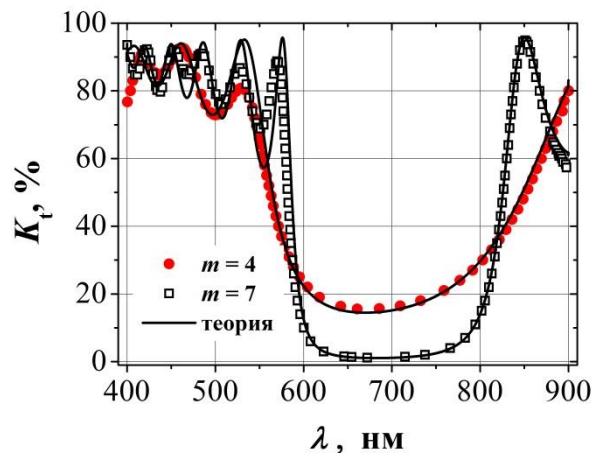


Рис. 4.16 Теоретические (сплошная линия) и экспериментальные (символы) спектральные зависимости коэффициента пропускания  $K_t$  нижних ВМ КУ-1/[ $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ ] $^m$  с  $m = 4$  и 7 1D-МРС №№ 5-12.

Оптические толщины МО активных слоёв  $l_M$  были выбраны так, чтобы внутри PBG возникали два резонансных пика с длинами волн  $\lambda_{R1}$  и  $\lambda_{R2}$ .

$$\lambda_0 < l_M < \frac{3\lambda_0}{2}, \quad (4.5)$$

$$\frac{\lambda_0}{2} < l_M < \lambda_0, \quad (4.6)$$

$$l_M = n_{M1} \cdot d_{M1} + n_{M2} \cdot d_{M2}. \quad (4.7)$$

В равенстве (4.7)  $n_{M1}$ ,  $h_{M1}$  и  $n_{M2}$ ,  $h_{M2}$  – показатели преломления и толщины слоёв M1 и M2, соответственно;  $\lambda_0$  – центр PBG ВМ;  $\lambda_0 \approx 685$  нм. В микрорезонаторных 1D-MPC при условиях (4.5) и (4.6) могут быть достигнуты более высокие значения добротности ( $Q$  или  $F$ ) и  $\Theta_F$ , чем для микрорезонаторных 1D-MPC с оптической толщиной МО слоя  $\lambda_0/2$  или  $\lambda_0$  (см. 4.2.1).

Для восьми из девяти образцов были проведены исследования **эффекта Фарадея**. Все образцы показали хорошее кристаллическое, оптическое и МО качество. Экспериментальные и рассчитанные методом матриц  $4 \times 4$  спектральные зависимости  $K_t$  и FR  $\Theta_F$  1D-MPC № 5-13 представлены на рис. 4.17-4.21. Оптические толщины  $l_M$  вычислены на основе показателей преломления  $n_{M1}$  и  $n_{M2}$  для  $\lambda_0 = 685$  нм и толщин  $h_{M1}$  и  $h_{M2}$ , определённым в результате расчётов оптических и МО спектров. Факторами, влияющими на различие теоретических и экспериментальных спектров в диапазоне  $\lambda$  от 500 до 600 нм, являются:

- возможное изменение оптических постоянных составляющих ВМ слоёв  $TiO_2$  и  $SiO_2$ , которое происходит при отжиге магнитных слоёв M1 и M2 [33];
  - отличие оптических постоянных магнитных плёнок M1 и M2 в 1D-MPC и параметров плёнок M1 и M2, синтезированных на GGG (см. Раздел 3).
- В 1D-MPC плёнки M1 и M2 имеют большие значения  $n(\lambda)$  и  $\kappa(\lambda)$ .

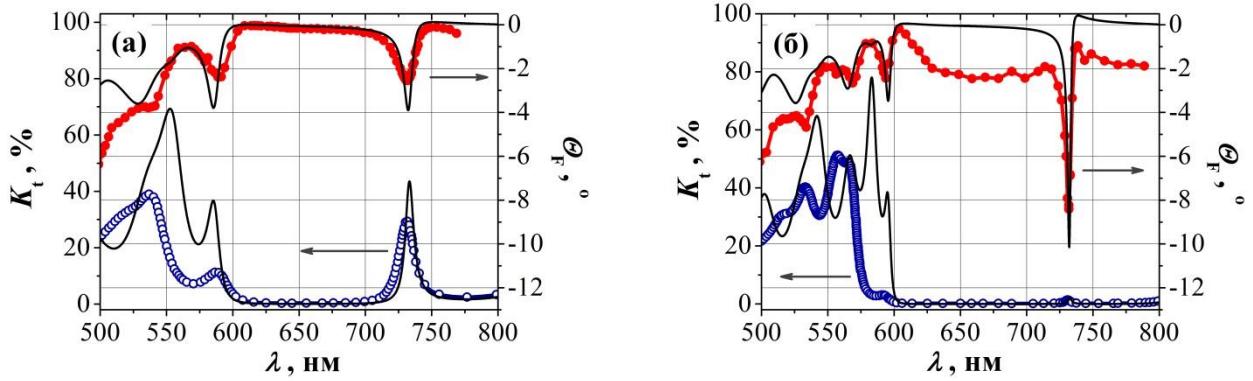


Рис. 4.17. Экспериментальные (линия и символы) и рассчитанные (линия) спектры коэффициента пропускания  $K_t$  и угла FR  $\theta_F$  1D-MPC № 5 с  $m = 4$  (а) и № 13 с  $m = 7$  (б) и оптической толщиной слоя M1/M2  $\lambda_0/2 < (l_M \approx 3\lambda_0/5) < \lambda_0$ .

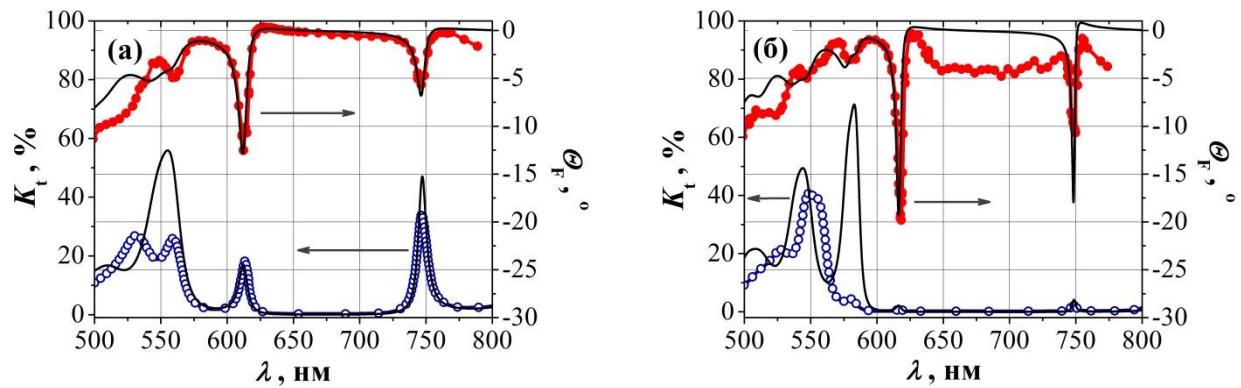


Рис. 4.18. Экспериментальные (линия и символы) и рассчитанные (линия) спектры коэффициента пропускания  $K_t$  и угла FR  $\theta_F$  1D-MPC № 6 с  $m = 4$  (а) и № 11 с  $m = 7$  (б) и оптической толщиной слоя M1/M2  $\lambda_0 < (l_M \approx 6\lambda_0/5) < 3\lambda_0/2$ .

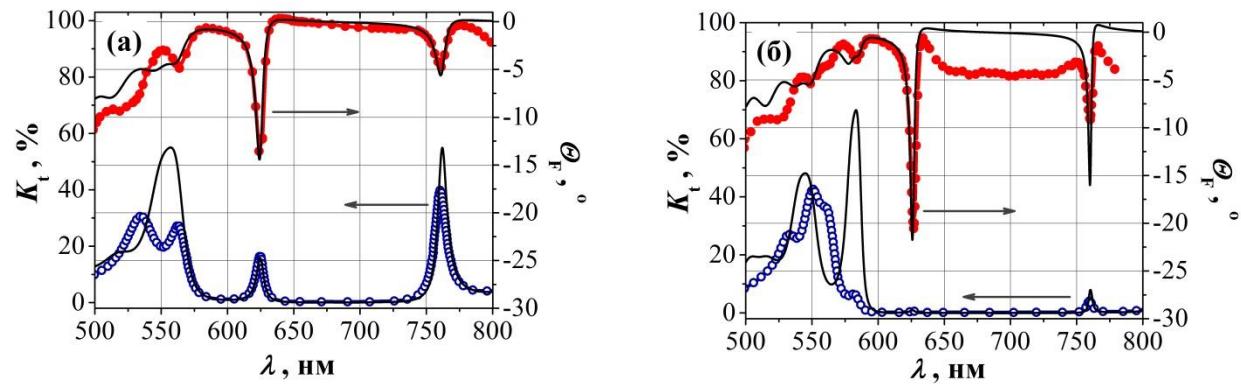


Рис. 4.19. Экспериментальные (линия и символы) и рассчитанные (линия) спектры коэффициента пропускания  $K_t$  и угла FR  $\theta_F$  1D-MPC № 8 с  $m = 4$  (а) и № 12 с  $m = 7$  (б) и оптической толщиной слоя M1/M2  $\lambda_0 < (l_M \approx 5\lambda_0/4) < 3\lambda_0/2$ .

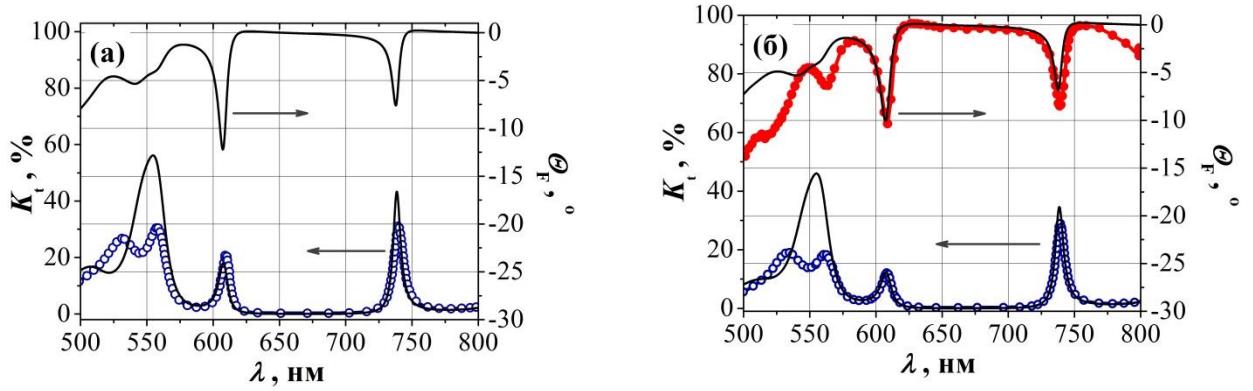


Рис. 4.20. Экспериментальные (линия и символы) и рассчитанные (линия) спектры коэффициента пропускания  $K_t$  и угла FR  $\Theta_F$  1D-MPC № 7 (а) и № 10 (б) с  $m = 4$  и оптической толщиной слоя M1/M2  $\lambda_0 < (l_M \approx 6\lambda_0/5) < 3\lambda_0/2$ .

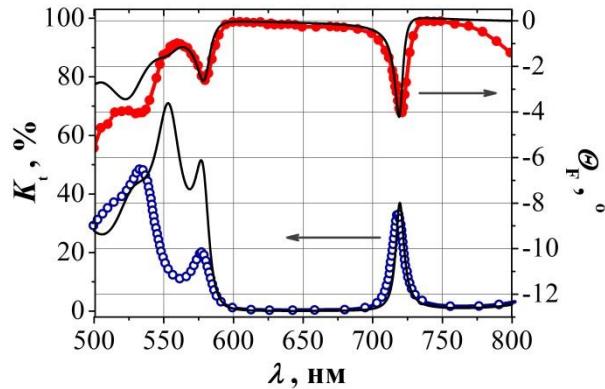


Рис. 4.21. Экспериментальные (линия и символы) и рассчитанные (линия) спектры коэффициента пропускания  $K_t$  и угла FR  $\Theta_F$  1D-MPC № 9 с  $m = 4$  и оптической толщиной слоя M1/M2  $\lambda_0 < (l_M \approx 3\lambda_0/5) < 3\lambda_0/2$ .

Наибольшие значения угла FR  $\Theta_F$  и добротности  $Q$  были получены для 1D-MPC с магнитным дефектом  $l_M \approx 5\lambda_0/4$  № 8 с  $m = 4$  ( $\Theta_F = -13,6^\circ$  или  $43^\circ/\text{мкм}$ ,  $Q = 15,1^\circ$ ,  $F = 7,5$ ) и № 12 с  $m = 7$  ( $\Theta_F = -20,6^\circ$  или  $66^\circ/\text{мкм}$ ,  $Q = 8,05^\circ$ ,  $F = 0,4$ ) для коротковолнового резонансного пика  $\lambda_{R1} \approx 625$  нм. Наибольшее усиление эффекта Фарадея  $t$  было получено для 1D-MPC с магнитным дефектом  $l_M \approx 3\lambda_0/5$  № 9 с  $m = 4$   $t = 21$  ( $\Theta_F = -3,84^\circ$  или  $25,9^\circ/\text{мкм}$ ,  $Q = 6,9^\circ$ ,  $F = 4,4$ ) и № 13 с  $m = 7$   $t = 44$  ( $\Theta_F = -8,41^\circ$  или  $53,9^\circ/\text{мкм}$ ,  $Q = 3,9^\circ$ ,  $F = 0,4$ ).

Особенностью спектров FR 1D-MPC с  $m = 4$  № 6 и 8 является наличие области с положительным значением  $\Theta_F$  в окрестности  $\lambda_{R1}$ , хотя Bi: YIG обладают отрицательным значением  $\Theta_F$  в этом регионе  $\lambda$ . Спектры FR всех образцов 1D-MPC с  $m = 7$  имеют плато в PBG между двумя резонансными длинами волн  $\lambda_{R1}$  и  $\lambda_{R2}$ . Асимметрия резонансных пиков МО эффектов и наличие отрицательных значений  $\Theta_F$ , как было рассмотрено в подпункте 4.2.2, является следствием наличия существенного MCD в магнитном слое. Отношение  $r$  для M1 и M2 на  $\lambda_{R1}$  в структуре 1D-MPC принимает соответственно значения  $r = 0,24$  и  $r = 0,28$ . Причина возникновения «эффекта плато» пока не ясна. Возможными влияющими факторами являются образование дополнительных локализованных состояний света или нелинейные эффекты.

1D-MPC с наиболее толстым магнитным дефектом № 8 и № 12 были выбраны для исследований **полярного эффекта Керра**, с наиболее тонким № 9 и № 13 – **эффекта MCD**. Последние имеют более высокий  $K_t$ , который обеспечивает необходимую точность измерений MCD.

Измеренные (линии и символы) и рассчитанные (линии) спектры коэффициента отражения  $K_r$  и угла полярного эффекта Керра  $\Theta_K$  для рассматриваемых 1D-MPC со слоем  $\lambda_0 < (l_M \approx 5\lambda_0/4) < 3\lambda_0/2$  показаны на рис. 4.24.

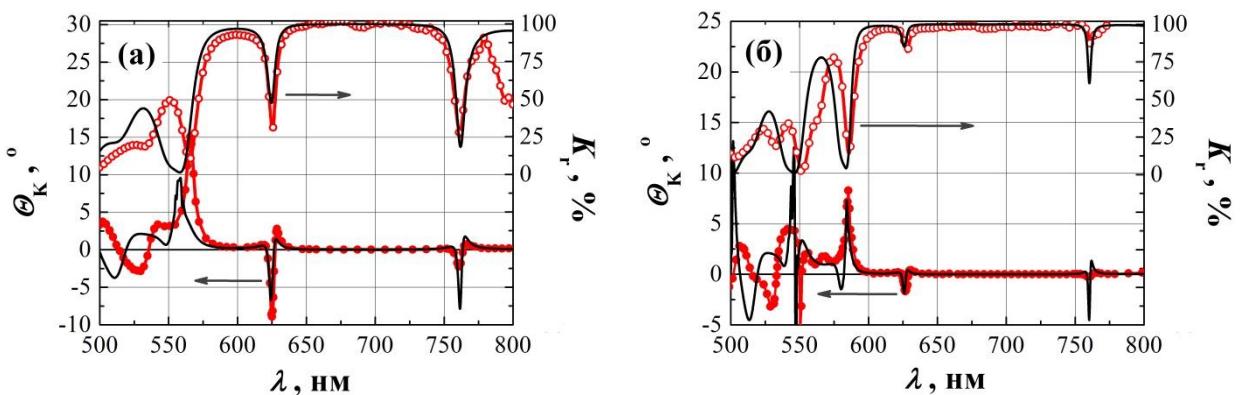


Рис. 4.24. Экспериментальные (линия и символы) и рассчитанные (линия) спектры коэффициента отражения  $K_r$  и угла KR  $\Theta_K$  1D-MPC № 8 (а) с  $m = 4$  и № 12 (б) с  $m = 7$  и оптической толщиной слоя M1/M2  $\lambda_0 < (l_M \approx 5\lambda_0/4) < 3\lambda_0/2$ .

Эксперимент и теория показывают, что в спектрах полярного эффекта Kerra формируются большой отрицательный пик и два незначительных положительных асимметричных пика в непосредственной близости от резонансных длин волн  $\lambda_{R1}$  и  $\lambda_{R2}$ . Значения угла KR  $\Theta_K$  изменяются с увеличением числа  $m$ , как было продемонстрировано в подпункте 4.2.2, в результате чего в эксперименте  $\Theta_K$  1D-MPC с  $m = 4$  больше  $\Theta_K$  1D-MPC с  $m = 7$ . Следует отметить, что данные зависимости  $\Theta_K(m)$  и  $\Theta_K(\lambda)$  свойственны микрорезонаторным структурам с симметричным количеством пар слоёв в ВМ, и значения  $\Theta_K$  могут быть значительно изменены дополнительным нанесением нескольких пар диэлектрических слоёв [12, 13].

Экспериментальные (линия и символы) и рассчитанные (линия) спектры MCD для 1D-MPC с  $m = 4$  и  $7$  и со слоем оптической толщины  $\lambda_0 < (l_M \approx 3\lambda_0/5) < 3\lambda_0/2$  представлены на рис. 4.25. Резонансные пики MCD S-образной формы формируются в окрестности  $\lambda_{R1}$  и  $\lambda_{R2}$ . Разница между экспериментальными и теоретическими спектрами можно объяснить действием остаточного двулучепреломления в модуляторе и непрозрачности образцов.

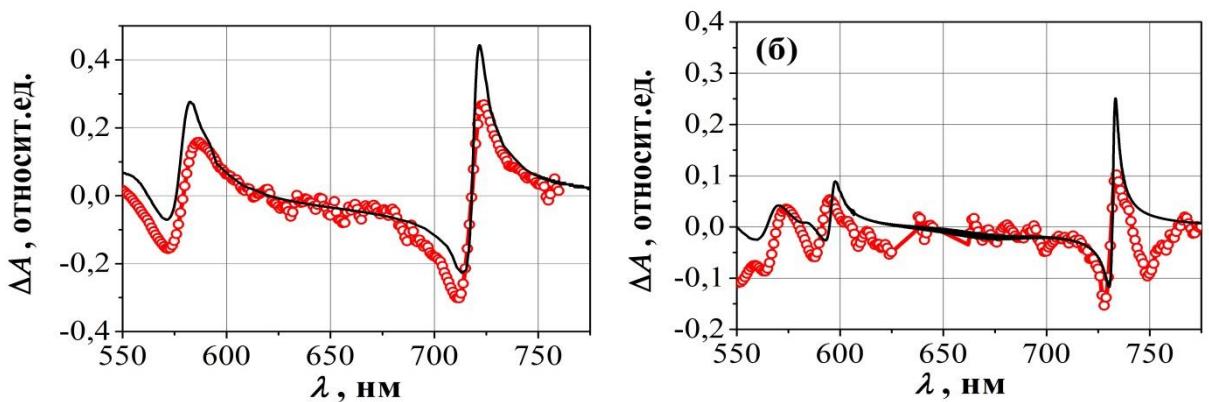


Рис. 4.24. Экспериментальные (линия и символы) и рассчитанные (линия) спектры MCD 1D-MPC № 9 (а) с  $m = 4$  и № 13 (б) с  $m = 7$  и оптической толщиной слоя M1/M2  $\lambda_0 < (l_M \approx 3\lambda_0/5) < 3\lambda_0/2$ ; (г) спектры коэффициентов пропускания RCP  $K_{t+}$  и LCP  $K_{t-}$  компонент 1D-MPC № 9 с  $m = 4$  в окрестности  $\lambda_{R1} = 718,5$  нм.

### 4.3 Выводы четвёртого раздела

В результате оптимизации и исследований оптических и МО свойств 1D-MPC нового типа на основе диоксидов  $\text{SiO}_2$  и  $\text{TiO}_2$  и модифицированного магнитоактивного слоя – двухслойной феррит-гранатовой плёнки с низким  $M_{\text{BiL}}$  и высоким  $M_{\text{BiH}}$  содержанием Bi:  $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}/\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (M1/M2) или  $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}/\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$  (M1/M3) было установлено следующее:

1. Экспериментально показано, что периодические 1D-MPC с модифицированным магнитоактивным слоем являются не эффективными для усиления МО эффектов. Для синтезированного 1D-MPC  $\text{GGG}(111)/\text{M2}/\text{SiO}_2/[\text{M1}/\text{M2}/\text{SiO}_2]^4$  максимальный угол FR  $\Theta_F$  и усиление эффекта Фарадея  $t$  соответственно составляют  $\Theta_F = -3,7^\circ$  ( $-6,7^\circ/\text{мкм}$ ) и  $t = 2,6$  на  $\lambda = 710$  нм при среднем уровне МО добротности  $Q = 8,1^\circ$ .

2. Использование модифицированного слоя в микрорезонаторных 1D-MPC  $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m/\text{M}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^m$  (M – магнитный слой,  $m$  – количество пар слоёв в ВМ) приводит к увеличению  $Q$ ,  $F$  и  $\Theta_F$  при других равных параметрах структуры, если соотношение МО добротностей составляющих ферритов-гранатов с низким и высоким содержанием Bi  $Q_{\text{BiH}}/Q_{\text{BiL}} > 1$ .

3. В оптическом диапазоне  $\lambda$  для конфигураций микрорезонаторных 1D-MPC с модифицированным слоем и одним резонансным пиком внутри PBG (при совпадении центра PBG  $\lambda_0$  и резонансной длины волны  $\lambda_R$ ,  $\lambda_0 = \lambda_R$ ) наибольшей добротностью на  $\lambda_R$  характеризуются структуры с оптимальным количеством пар слоёв в ВМ  $m_{\text{opt}} = 4$  при оптической толщине магнитного слоя  $l_M = \lambda_0/2$  и  $m_{\text{opt}} = 3$  при  $l_M = \lambda_0$ . Нанесение структур 1D-MPC на подложки с высоким показателем преломления ухудшают характеристики 1D-MPC с малым числом пар слоёв  $m$  в ВМ. На добротность 1D-MPC с  $m$  большим, чем оптимальное  $m_{\text{opt}}$ , наличие подложки не влияет. Наибольшие возможные значения  $\Theta_F$  возможно реализовать для структур с  $m = 7$ .

**4.** Добротность микрорезонаторных 1D-MPC с модифицированным слоем может быть увеличена за счёт использования конфигураций 1D-MPC с оптической толщиной магнитного слоя  $\lambda_0/2 < l_M < \lambda_0$  и двумя резонансными пиками внутри PBG на  $\lambda_{R1}$  и  $\lambda_{R2}$  (при  $\lambda_0 \neq \lambda_R$ ). Оптимальными являются 1D-MPC с наибольшей добротностью на  $\lambda_{R1}$  и  $\lambda_{R2}$  и  $l_M \approx 5\lambda_0/4$  или  $3\lambda_0/4$ .

**5.** Среди синтезированных микрорезонаторных 1D-MPC наибольшую эффективность продемонстрировали структуры с модифицированным магнитоактивным слоем M1/M2 ( $1 < f < 2$ ). Рекордные значения угла FR и MO добротности получены для 1D-MPC с  $l_M \approx 5\lambda_0/4$  и  $m = 7$   $\Theta_F = -20,6^\circ$  ( $-66^\circ/\text{мкм}$ ) и с  $m = 4$   $Q = 15,1^\circ$  на  $\lambda_{R1} \approx 625$  нм. Наибольшее усиление эффекта Фарадея  $t = 44$  – для 1D-MPC с  $l_M \approx 3\lambda_0/5$  и  $m = 7$ .

**6.** Экспериментально показано, что в зависимости от состава магнитного слоя 1D-MPC могут иметь различную величину и тип магнитной анизотропии. Полученные 1D-MPC со слоем M1 характеризуется анизотропией типа «лёгкая ось», со слоем M1/M2 – «лёгкая плоскость». 1D-MPC со слоем M1/M3 имеет промежуточные значения магнитных характеристик.

**7.** Наличие разности поглощения RCP и LCP компонент в модифицированном магнитоактивном слое приводит к асимметрии форм линий резонансных пиков в спектральных зависимостях MO эффектов.

**8.** Спектры полярного эффекта Керра микрорезонаторных 1D-MPC с симметричными ВМ с одинаковым  $m$  демонстрируют наличие основного отрицательного пика на  $\lambda_R$  и два дополнительных положительных пика в его окрестности. Зависимость угла KR от  $m$  1D-MPC с модифицированным магнитоактивным слоем имеет максимум в окрестности  $m = 4$ . Максимальные значения угла KR  $\Theta_K = -8,9^\circ$  получены для 1D-MPC с  $l_M \approx 5\lambda_0/4$  и  $m = 4$ .

**9.** Экспериментально и теоретически исследованы спектральные зависимости эффекта магнитного кругового дихроизма микрорезонаторных структур 1D-MPC, который вследствие различия резонансных условий для

право и лево циркулярно поляризованных компонент имеет S-образную форму резонансных пиков. Обнаружено усиление эффекта Фарадея внутри фотонной запрещённой зоны для синтезированных 1D-MPC с модифицированным магнитоактивным слоем и числом пар слоёв в зеркалах Брэгга  $m = 7$ .

В Приложении Б приведены определённые по спектрам оптические и МО характеристики всех синтезированных и рассмотренных структур 1D-MPC.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведённого диссертационного исследования **впервые**:

**1.** Предложены, оптимизированы и исследованы оптические и МО свойства 1D-MPC на основе диоксидов  $\text{SiO}_2$  и  $\text{TiO}_2$  с модифицированным магнитоактивным слоем – двухслойной феррит-гранатовой плёнкой с низким (1 ат./ф.е., буферный слой) и высоким (1,5-3 ат./ф.е., основной магнитоактивный слой) содержанием  $\text{Bi}$ .

**2.** Экспериментально показано, что периодические 1D-MPC с модифицированным магнитоактивным слоем являются недостаточно эффективными для усиления МО эффектов.

**3.** Моделирование оптических и МО свойств микрорезонаторных 1D-MPC показало, что использование модифицированного слоя приводит к увеличению МО фактора качества 1D-MPC, если соотношение МО добротностей составляющих плёнок ферритов-гранатов с низким и высоким содержанием  $\text{Bi}$   $Q_{\text{BiH}}/Q_{\text{BiL}} > 1$ . Определены эффективные конфигурации 1D-MPC с модифицированным магнитоактивным слоем и максимальными значениями угла поворота плоскости поляризации, добротности и усиления МО эффектов. Показано, что асимметрия форм резонансных пиков спектров МО эффектов в микрорезонаторных 1D-MPC связаны с наличием магнитного кругового дихроизма в модифицированном магнитоактивном слое.

**4.** Предложенные и синтезированные конфигурации микрорезонаторных 1D-MPC с модифицированным магнитоактивным слоем  $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}/\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  оптической толщины  $l_M \approx 5\lambda_0/4$  на  $\lambda_{R1} \approx 625$  нм продемонстрировали рекордные значения при  $m = 7$  угла фарадеевского вращения  $\Theta_F = -20,6^\circ$  ( $-66^\circ/\text{мкм}$ ) и при  $m = 4$  МО добротности  $Q = 15,1^\circ$  и угла керровского вращения  $\Theta_K = -8,9^\circ$ . Наибольшее усиление эффекта Фарадея  $t = 44$  получено для 1D-MPC с  $l_M \approx 3\lambda_0/5$  и  $m = 7$ . Данные значение  $\Theta_F$  превосходят в 2-3 раза известные экспериментальные и

теоретические результаты для структур 1D-MPC на основе негранатовых слоёв. Экспериментально показано, что в зависимости от состава магнитного слоя 1D-MPC могут иметь различную величину и тип магнитной анизотропии.

**5.** Экспериментально и теоретически исследованы спектральные зависимости эффекта магнитного кругового дихроизма микрорезонаторных структур 1D-MPC, который вследствие различия резонансных условий для право и лево циркулярно поляризованных компонент имеет S-образную форму резонансных пиков. Обнаружено усиление эффекта Фарадея внутри фотонной запрещённой зоны для синтезированных 1D-MPC с модифицированным магнитоактивным слоем и числом пар слоёв в зеркалах Брэгга  $m = 7$ .

**6.** В результате исследований оптических и МО свойств плёнок многокомпонентных Bi: IG для структурных элементов 1D-MPC показано, что оптимальные оптические и МО характеристики плёнок ферритов-гранатов, полученных методом ионно-лучевого распыления в Ar-O смеси на холодные подложки с последующей кристаллизацией, могут быть достигнуты при использовании низких скоростей кристаллизационного отжига. Оптимальная толщина буферного слоя в двухслойной структуре должна быть не меньше толщины  $\lambda_0/4n$ .

**7.** Методами МО спектроскопии произведена идентификация структуры переходных слоёв «плёнка – подложка» и МФП в плёнках  $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  толщиной от 92,8 до 1,5 нм. Обнаружено, что при уменьшении толщины наноразмерных плёнок, синтезированных на подложках с высокоэнергетической ионной обработкой и с максимально нарушенным поверхностным слоем, происходит «синий сдвиг», уменьшение интенсивностей и инверсия знаков МО эффектов при достижении критической толщины  $h_{\text{cr}} = 11$  нм. С уменьшением толщины данных плёнок при температуре  $T = 300$  К происходят два МФП: индуцированный

магнитным полем спин-переориентационный переход из одной ферримагнитной фазы в другую при  $h_{\text{ср}} = 11$  нм и переход в парамагнитное состояние при  $h \approx 5$  нм. Происходящие МФП объясняются замещением  $\text{Bi}^{3+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$  ионами  $\text{Ga}^{3+}$  и  $\text{Gd}^{3+}$  из нарушенного поверхностного слоя подложки и образованием градиентного распределения элементов по толщине плёнки. Установлено, что для наноразмерных плёнок, синтезированных на подложках с низкоэнергетической ионной обработкой и с минимально нарушенным поверхностным слоем, МО активность и FIM упорядочение наблюдается во всём исследованном диапазоне толщин. В таких плёнках слабо выражен «синий сдвиг» и отсутствует инверсия знака МО спектров, а состав соответствует составу мишени. Впервые обнаружены магнитное упорядочение и магнитооптическая активность в плёнках толщиной несколько элементарных ячеек.

**8.** В исследованных двухслойных наноструктурах обнаружены эффект управляемого инвертирования знака МО эффектов и СПМФП в «толстом» нижнем слое  $(\text{BiGdY})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  ( $h = 8,2$  нм) при контакте с «тонким» верхнем слоем стехиометрического состава  $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  ( $h = 0,5$ -3 нм). Предложены, концентрационный и обменный механизмы спин-переориентационного МФП.

Таким образом, цель исследования была достигнута, а все поставленные задачи – решены. Результаты работы опубликованы в [15-42].

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю Бержанскому Владимиру Наумовичу и сотрудникам отдела функциональных материалов и волоконной оптики Таврического национального университета имени В. И. Вернадского Александру Николаевичу Шапошникову, Анатолию Романовичу Прокопову, Андрею Викторовичу Каравайникову за возможность участия в проведении столь интересных и плодотворных исследований, за помочь на всех этапах выполнения диссертационной работы. Автор искренне благодарит коллектив соавторов Николая Фёдоровича Харченко, Юрия Николаевича Харченко, Ирину Николаевну Лукиенко из Физико-технического института низких температур НАНУ им. Б. И. Веркина и Котова Вячеслава Алексеевича из Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН за длительное и плодотворное сотрудничество. Автор приносит глубокую благодарность Виктору Георгиевичу Вишневскому и Кузьмину Евгению Всеволодовичу, двум замечательным педагогам и учёным, которые внесли неоценимый вклад в развитие автора работы как исследователя и, к сожалению, покинувших нас. Также автор выражает благодарность всем тем, кто принял участие в подготовке, представлении и обсуждении диссертации.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Inoue M. Magnetophotonic Crystals: Experimental Realization and Applications / M. Inoue, A. V. Baryshev, T. Goto [et al.] ; M. Inoue et al. (eds.) // Magnetophotonics. – Springer-Verlag Berlin Heidelberg. – 2013. – P. 163.
2. Yablonovitch E. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics / E. Yablonovitch // Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 58, No 20. – P. 2059.
3. Yablonovitch E. Photonic band-gap structures / E. Yablonovitch // JOSA B. – 1993. – Vol. 10, Issue 2. – P. 283.
4. Inoue M. A theoretical analysis of magneto-optical Faraday effect of YIG films with random multilayer structures / M. Inoue, T. Fujii // J. Appl. Phys. – 1997. – Vol. 81, No 8. – P. 5659 (1-3).
5. Сайт Spin Electronics Group, Toyohashi University of Technology [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.spin.ee.tut.ac.jp>.
6. Inoue M. Magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals composed of magnetic and dielectric layers / M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, M. Abe // J. Appl. Phys. – 1998. – Vol. 98. – No. 11. – P. 6768(1-3).
7. Magneto-optic spatial light modulators driven by an electric field / Jae-Hyuk Park, H. Takagi, K. Nishimura, [et al.] // J. Appl. Phys. – 2003. – Vol. 93, No. 10. – P. 8525–8527.
8. Пат. 6876481 США, МПК<sup>7</sup> G02F1/07. Spatial light modulator / Inoue M., Cho J.-K. ; Optware Corp. (JP). – 20010878955 ; заявл. 13.06.01 ; опубл. 19.12.02.
9. Figures of merit of magneto-optic spatial light modulators with magnetophotonic crystals / K. Takahashi , H. Takagi, K. H. Shin [et al.] // Phys. Stat. Sol. (c). – 2007. – No. 12. – P. 4.

- 10.**Grishin A. M. Low field driven latching-type  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  magneto-optical display / A. M. Grishin, S. I. Khartsev, S. Bonetti // Appl. Phys. Lett. – 2006. – Vol. 88, No. 24. – 242504.
- 11.**Formation and properties of multiple-tone spatial light modulator using garnet film with in-plane magnetization / A. Tsuzuki, H. Uchida, H. Takagi, P. B. Lim, M. Inoue / J. Magnetics. – 2006. – Vol. 11, No. 3. – P. 143–146.
- 12.**Characteristics of magneto-photonic crystals based magneto-optic films for spatial light phase modulators / K. H. Chung, J. Heo, K. Takahashi, [et al.] // J. Magn. Soc. Jpn. – 2008. – Vol. 32, No. 2\_2. – P. 114–116.
- 13.**Fabrication and characteristics of one-dimensional magnetophotonic crystals for magneto-optic spatial light phase modulators / K. H. Chung, T. Kato, S. Mito, [et al.] // J. Appl. Phys. – 2010. – Vol. 107. – 09A930-2.
- 14.**Пат. 2001194639 Япония, МПК7 G02F1/09. Magneto-optical body / Inoue M., Fujii T., Takayama A., [et al.]. № 20000232020 ; заявл. 31.07.00 ; опубл. 19.07.01.
- 15.**Modification of Bi: YIG film properties by substrate surface ion pre-treatment / A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, A. V. Karavainikov, V. N. Berzhansky, T. V. Mikhailova, V. A. Kotov, D. E. Balabanov, I. V. Sharay, O. Y. Salyuk, M. Vasiliev, V. O. Golub // Materials Research Bulletin. – 2014. – Vol. 55. – P. 19.
- 16.**Magneto-optics of nanoscale Bi:YIG films / V. Berzhansky, T. Mikhailova, A. Shaposhnikov, A. Prokopov, A. Karavainikov, V. Kotov, D. Balabanov, and V. Burkov // Appl. Opt. – 2013. – Vol. 52. – P. 6599.
- 17.**The Effect of Faraday Rotation Enhancement in Nanolayered Structures of Bi-substituted Iron Garnets / V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, A. V. Karavainikov, A. R. Prokopov, T. V. Mikhailova, N. F. Kharchenko, I. N. Lukienko, Yu. N. Kharchenko, O. V. Miloslavskaya, V. A. Kotov and V. I. Belotelov // Solid State Phenomena. – 2013. – Vol. 200. – P. 233.
- 18.**Microcavity One-Dimensional Magnetophotonic Crystals with Double Layer Iron Garnet / V. N. Berzhansky, T. V. Mikhailova, A. V. Karavainikov,

A. R. Prokopov, A. N. Shaposhnikov, I. N. Lukienko, Yu. N. Kharchenko, O. V. Miloslavskaya, N. F. Kharchenko // J. Magn. Soc. Jpn. – 2012. – Vol. 36, No 1\_2. – P. 42.

**19.**One-dimensional magnetophotonic crystals based on double-layer Bi-substituted iron garnet films / V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, A. V. Karavainikov, T. V. *Mikhailova*, E. Y. Semuk, M. I. Sharipova, T. V. Dolgova, A. A. Fedyanin, V. A. Kotov, V. O. Golub // Mat.-wiss. u. Werkstofftech. – 2011. – Vol. 42, No 1. – P. 19.

**20.**Synthesis and properties of substituted ferrite-garnets films for one-dimentional magnetophotonic crystals / V. N. Berzhansky, A. V. Karavainikov, E. T. Milyukova, T. V. *Mikhailova*, A. R. Prokopov, A. N. Shaposhnikov // Functional materials. – Vol. 17, No 1. – 2010. – P. 120. Berzhansky V. N. Ferrite garnet films  $Y_{3-x-y}Bi_xR_yFe_{5-z}M_zO_{12}$  ( $R = Gd, Lu$ ;  $M = Ga, Al$ ) for creation one dimensional magnetophotonic crystals / V. N. Berzhansky, T. V. *Mikhailova* // International Young Scientist Workshop on “Optics, Photonics and Metamaterials” (OPAM 2009), September 25-27, Kharkov, Ukraine, 2009. – P. 65-66.

**21.**Temperature Dependence of Faraday Rotation in Microcavity 1D-MPC with Compensation Temperature / V. N. Berzhansky, A. V. Karavainikov, T. V. *Mikhailova*, A. R. Prokopov, A. N. Shaposhnikov, M. F. Kharchenko, I. M. Lukienko, O. V. Miloslavskaya and Yu. M. Kharchenko // Intern. Conf. on Oxide Materials for Electronic Engineering (OMEE-2014), Lviv, Ukraine, May 26-30, 2014 : proceedings. – P. 215.

**22.**Optical and Magneto-Optical Responses of 1D-MPC with Double Layer Iron Garnet Films in Transmission and Reflection / V. N. Berzhansky, T. V. *Mikhailova*, A. V. Karavainikov, A. R. Prokopov, A. N. Shaposhnikov, Yu. M. Kharchenko, I. M. Lukienko, O. V. Miloslavskaya, M. F. Kharchenko, V. O. Golub // Intern. Conf. on Oxide Materials for Electronic Engineering (OMEE-2014), Lviv, Ukraine, May 26-30, 2014 : proceedings. – P. 199.

- 23.**Faraday Rotation of the Microcavity One-dimensional Magnetic Photonic Crystals with Magneto-active Layers Having the Temperature Poin of Magnetic Compensation / V. Sydorenko, Yu. Kharchenko, T. V. *Mikhailova*, A. V. Karavainikov, A. R. Prokopov, A. N. Shaposhnikov // V International Conference of Young Scientist “Low Temperature Physics”, June 2-6, Kharkov, Ukraine, 2014 : Conference Program & Abstracts book. – P. 92.
- 24.**Design and Realization of Microcavity One-Dimensional Magnetophotonic Crystals with Double Layer Iron Garnet / V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, T. V. *Mikhailova*, A. V. Karavainikov, A. R. Prokopov, M. F. Kharchenko, I. M. Lukienko, Y. N. Kharchenko, O. V. Miloslavskaya // XIV International Conference “Physics and Technology of Thin Films and Nanosystems”, Ivano-Frankivsk, 20-25, May, 2013 : Materials. – P. 299.
- 25.**Magneto-Optical Spectra of Microcavity One-Dimentional Magnetophotonic Crystals with Double Layer Bismuth-Substituted Iron Garnet / V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, T. V. *Mikhailova*, A. R. Prokopov, A. V. Karavainikov, Yu. M. Kharchenko, I. M. Lukienko, O. V. Miloslavskaya, M. F. Kharchenko // 6th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers CAOL’2013, Sudak, Ukraine, 9-13, September, 2013: Proceedings. – P. 82.
- 26.**Microcavity 1D-MPC: Making the Best Structures / V. N. Berzhansky, A. V. Karavainikov, A. R. Prokopov, A. N. Shaposhnikov, T. V. *Mikhailova*, Yu. M. Kharchenko, I. M. Lukienko, O. V. Miloslavskaya, M. F. Kharchenko, O. Y. Salyuk / International Conference “Functional materials-2013” (ICFM’2013), Ukraine, Crimea, Yalta, Haspra, 29 September – 5 October 2013 : Abstracts. – P. 212.
- 27.**Faraday and Kerr Effects in Microcavity 1D-MPCs with Double Layer Bi: YIG Films / V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, A. V. Karavainikov, A. R. Prokopov, T. V. *Mikhailova*, Yu. M. Kharchenko, I. M. Lukienko, O. V. Miloslavskaya, M. F. Kharchenko, V. O. Golub // International

Conference “Functional materials-2013” (ICFM'2013), Ukraine, Crimea, Yalta, Haspra, 29 September – 5 October 2013 : Abstracts. – P. 213.

**28.**Magnetic Circular Dichroism in Microcavity 1D-MPC with Double Layer Iron Garnet / V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, T. V. *Mikhailova*, A. V. Karavainikov, A. R. Prokopov, Yu. M. Kharchenko, I. M. Lukienko, O. V. Miloslavskaya, M. F. Kharchenkon // International Conference “Functional materials-2013” (ICFM'2013), Ukraine, Crimea, Yalta, Haspra, 29 September – 5 October 2013 : Abstracts. – P. 214.

**29.**Morphology of Bi: YIG Films Crystallized at Different Heating Rates / V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, A. V. Karavainikov, T. V. *Mikhailova*, V. G. Baryakhtar, I. V. Sharay, V. O. Golub, O. Y. Salyuk // International Conference “Functional materials-2013” (ICFM'2013), Ukraine, Crimea, Yalta, Haspra, 29 September – 5 October 2013 : Abstracts. – P. 215.

**30.**Magneto-Optical Materials and Sensors / V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, V. G. Vishnevskii, G. D. Basiladze, A. I. Dolgov, A. V. Karavainikov, T. V. *Mikhailova*, A. S. Nedviga, F. N. Pankov, N. V. Lugovs`kyy // International Ukrainian-Japanese Conference on Scientific and Industrial Cooperation, Ukraine, Odessa, 24-25, October, 2013 : Proceedings. – P. 13.

**31.**Plasmonic magnetophotonic crystals / N. E. Khokhlov, V. I. Belotelov, D. A. Bykov, V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, T. V. *Mikhailova*, A. R. Prokopov, A. V. Karavainikov, Yu. M. Kharchenko // Magnetics and Optics Research International Symposium (MORIS 2013) : book of abstracts, Omiya, Japan, Dec. 2-5, 2013. – P. 52-53.

**32.**The effect of FR enhancement in reactive ion beam sputtered Bi, Gd, Al-substituted iron garnets:  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  nanocomposite films / V. Berzhansky, A. Shaposhnikov, A. Karavainikov, A. Prokopov, T. *Mikhailova*, I. Lukienko, Yu. Kharchenko, O. Miloslavskaya and N. Kharchenko // Intern. Conf. on Oxide

Materials for Electronic Engineering (OMEE-2012), Lviv, Ukraine, September 3–7, 2012 : proceedings. – Р. 257.

- 33.**Магнитооптические эффекты в двухслойных наноразмерных структурах ферритов-гранатов / А. Н. Шапошников, А. Р. Прокопов, А. В. Каравайников, В. Н. Бержанский, *T. V. Mikhailova*, В. А. Котов, В. И. Белотелов // V-я Междунар. науч. конф. «Функциональная база наноэлектроники» : сб. науч. тр. – Харьков : ХНУРЭ, 2012. – С. 173.
- 34.**MCD Effect in ultrathin Bi: YIG films intended for magnetophotonic crystals / V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, *T. V. Mikhailova*, A. R. Prokopov, A. V. Karavainikov, V. A. Kotov, V. G. Shavrov, L. N. Alyab'eva, V. I. Burkov, D. E. Balabanov, and A. S. Baturin // Advanced Electromagnetics Symposium (AES 2012), Paris-France, 16-19 April, 2012 : edited by Said Zouhli and Xavier Begaud – Р. 31.
- 35.**Тонкие и сверхтонкие плёнки для магнитооптических устройств приёма и обработки информации / В. Н. Бержанский, В. Г. Вишневский, А. С Недвига, *T. V. Mikhailova*, А. В. Каравайников, А. Р. Прокопов, А. Н. Шапошников // Міжнародний науково-практичний форум «Наука і бізнес – основа розвитку економіки», Дніпропетровськ, 11-12 жовтня 2012 : Тези доповідей. – С. 114.
- 36.**Microcavity One-Dimensional Magnetophotonic Crystal with Double-Layer Iron Garnet / V. N. Berzhansky, A. V. Karavainikov, A. R. Prokopov, A. N. Shaposhnikov, *T. V. Mikhailova* // Magnetics and Optics Research International Symposium 2011 (MORIS 2011), Nijmegen, The Netherlands, 21-24 June 2011 : Book of abstracts. – Р. 158.
- 37.**Магнитооптические свойства тонких и сверхтонких плёнок ферритов-гранатов / *T. V. Mikhailova*, В. Н. Бержанский, А. Н. Шапошников, А. Р. Прокопов, А. В. Каравайников, В. А. Котов, Л. Н. Алябьева, В. И. Бурков, Д. Е. Балабанов, А. С. Батурина // IV-я Международная научная конференция «ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ БАЗА

НАНОЭЛЕКТРОНИКИ», Харьков-Кацивели, 30 сентября - 3 октября, 2011 : сб. науч. тр. – С. 226.

- 38.**Giant Faraday Effect in Microcavity 1D-MPC with Double Layer Bi: YIG Films / V. N. Berzhansky, A. V. Karavainikov, A. R. Prokopov, A. N. Shaposhnikov, T. V. *Mikhailova*, Yu. N. Kharchenko, I. M. Lukienko, O. V. Miloslavskaya, N. F. Kharchenko // International Conference “Functional materials” (ICFM'2011), Ukraine, Crimea, Partenit, 3-8 October 2011 : Abstracts. – P. 177.
- 39.**Magnetic Circular Dichroism of Thin and Ultrathin Iron Garnet Films / T. V. *Mikhailova*, V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, A V. Karavainikov, V. A. Kotov, L. N. Alyab'eva, V. I. Burkov, D. E. Balabanov, A. S. Baturin // International Conference “Functional materials” (ICFM'2011), Ukraine, Crimea, Partenit, 3-8 October 2011 : Abstracts. – P. 186.
- 40.**Магнитофотонные кристаллы на основе двухслойных плёнок замещённых ферритов-гранатов / В. Н. Бержанский, А. В. Каравайников, T. V. *Mikhailova*, А. Р. Прокопов, А. Н. Шапошников, В. А. Котов, М. И. Шарипова, Т. В. Долгова, А. А. Федягин // III-я Международная научная конференция «ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ КОМПОНЕНТНАЯ БАЗА МИКРО-, ОПТО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ», Харьков-Кацивели, 2010 : сб. науч. тр. – С. 115.
- 41.**Berzhansky V. N. Ferrite garnet films  $Y_{3-x-y}Bi_xR_yFe_{5-z}M_zO_{12}$  (R = Gd, Lu; M = Ga, Al) for creation one dimensional magnetophotonic crystals / V. N. Berzhansky, T. V. *Mikhailova* // International Young Scientist Workshop on “Optics, Photonics and Metamaterials” (OPAM 2009), September 25-27, Kharkov, Ukraine, 2009. – P. 65.
- 42.**Preparation and properties of magneto-optical films  $Y_{3-x-y}Bi_xR_yFe_{5-z}M_zO_{12}$  for one-dimensional magneto-photonic crystals / V. N. Berzhansky, A. V. Karavainikov, E. T. Milyukova, A. R. Prokopov, T. V. *Mikhailova*,

- A. N. Shaposhnikov // International Conference “Functional Materials” (ICFM – 2009), Crimea, Partenit, 5-10 October 2009 : Abstracts. – P. 196.
- 43.** Gilleo M. A. Ferrimagnetic Insulators : Garnets / M. A. Gilleo ; edited by E. P Wohlfarth // Handbook of magnetic materials. – North-Holland Publishing Company, 1980. – Vol. 2. – P. 1-54.
- 44.** Сайт Геологического музея НГУ [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.mineral.nsu.ru/educat/article/20/>.
- 45.** Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике / Ю. М. Яковлев, С. Ш. Гендев. – М. «Сов. радио», 1975. – 360 с.
- 46.** New magneto-optical garnet  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  / T. Okuda, T. Katayama, K. Satoh, [et al.] ; eds. H. L. Huang & P. C. Kuo // Fifth Symposium on Magnetism and Magnetic Materials “Recent Advances in Magnetism and Magnetic Materials” : Proceedings. – P. 61-76.
- 47.** Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах : спр. / Под ред. Н. Н. Евтихиева, Б. Н. Наумова. – М.: Радио и связь, 1987. – 488 с.
- 48.** Effect of bismuth doping on thermal expansion and misfit dislocations in epitaxial iron garnets / V. J. Fratello, S. J. Licht, C. D. Brandle, H. M. O'Bryan, F. A. Baiocchi // J. Cryst. Growth. – 1994. – Vol. 142, No 1-2. – P. 93.
- 49.** Epitaxial  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (001) films grown by pulsed laser deposition and reactive ion beam sputtering techniques / N. Adachi, V. P. Denysenkov, S. I. Khartsev, A. M. Grishin, T. Okuda // J. Appl. Phys. – 2000. – Vol. 88, No 5. – P. 2734.
- 50.** Watanabe N. Non-equilibrium garnet films by pulsed laser deposition / N. Watanabe, N. Takahashi, and K. Tsushima // Mater. Chem. Phys. – 1998. – Vol. 54. – P. 173.
- 51.** Hansen P. Growth-induced uniaxial anisotropy of bismuth-substituted iron-garnet films / P. Hansen, K. Witter // J. Appl. Phys. – 1985. – Vol. 58, No 1. – P. 454.
- 52.** Geller S. Increased Curie temperature and superexchange interaction geometry in bismuth and vanadium substituted YIG / Geller S., Colville A. A. // AIP Conf. : proc. – 1975. – Vol. 24. – P. 372.

- 53.**Recent advances of bismuth garnet materials research for bubble and magneto-optical applications / Hansen P., Tolksdorf W., Witter K., Robertson J. // IEEE Trans. Magn. – 1984. – Vol. 20, No 5. – P. 1099.
- 54.**Chern M.-Y. Study of  $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  thin films grown by pulsed laser deposition / M.-Y. Chern and J.-S. Liaw // Jpn. J. Appl. Phys. – 1997. – Vol. 36. – P. 1049.
- 55.**Perpendicular magnetic anisotropy in ultrathin yttrium iron garnet films prepared by pulsed laser deposition technique / E. Popova, N. Keller, F Gendron, [et al.] // J. Vac. Sci. Technol. A. – 2001. – Vol. 19. – P. 2567-2570.
- 56.**Exchange coupling in ultrathin epitaxial yttrium iron garnet films / E. Popova, N. Keller, F. Jomard, [et al.] // Eur. Phys. J. B. – 2003. – Vol. 31. – P. 69.
- 57.**Kahl S. Bismuth iron garnet film for magneto-optical photonic crystals : doct. diss. condensed matter physics / S. Kahl. – Stockholm, 2004. – 133 p.
- 58.**Studies on the growth of epitaxial bismuth-substituted iron garnet on gadolinium gallium garnet single crystals by pulsed laser deposition / S. Leitenmeier, T. Koerner, J. Griesbauer, M. Herbort // J. Cryst. Growth. – 2008. –Vol. 310. – P. 5392–5401.
- 59.**Polar and longitudinal magneto-optical spectroscopy of bismuth substituted yttrium iron garnet films grown by pulsed laser deposition / M. Veis, E. Lišková, R. Antoš, [et al.] // Thin Solid Films. – 2011. – Vol. 519. – P. 8041.
- 60.**Synthesis of new magneto-optical material, bismuth iron garnet / T. Okuda, N. Koshizuka, K. Hayashi [et al.] // IEEE Translation J. Magnetics in Japan. – 1988. – Vol. 3, No 6. – P. 483.
- 61.**Faraday rotation in highly Bi-substituted yttrium iron garnet films prepared by ion beam sputtering / T. Okuda, N. Koshizuka, K. Hayashi, [et al.] // IEEE Trans. Magn. – 1987. – Vol. 23, No 5. – P. 3491.
- 62.**Thavendrarajah A. Magnetic properties of sputtered  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  / A. Thavendrarajah, M. Pardavi-Horvath and P. E. Wigen // IEEE Trans. Magn. – 1989. – Vol. 25. – P. 4015.

- 63.**Gomi M. RF sputtering of highly Bi-substituted garnet films on glass substrates for magneto-optic memory / M. Gomi, T. Tanida, M. Abe // J. Appl. Phys. – 1985. – Vol. 51, No 1. – P. 3888.
- 64.**Completely Bi-substituted iron garnet (BIG) films prepared by electron cyclotron resonance (ECR) sputtering / S. Mino, M. Matsuoka, A. Tate [et al.] // Jpn. J. Appl. Phys. – 1992. – Vol. 31. – P. 1786.
- 65.**Preparation of Bi iron garnet film with a two-step growth technique / S. Mino, M. Matsuoka, A. Shibukawa, and K. Ono // Jpn. J. Appl. Phys. – 1990. – Vol. 29. – P. L 1823.
- 66.**Okada M. Preparation and magneto-optic properties of Bi-substituted yttrium iron garnet thin films by metal organic chemical vapor deposition / M. Okada, S. Katayama, and K. Tominaga // J. Appl. Phys. – 1991. – Vol. 69. – P. 3566.
- 67.**Curie temperature, exchange integrals, and magneto-optical properties in off-stoichiometric bismuth iron garnet epitaxial films / B. Vertruyen, R. Cloots, J. S. Abell, [et al.] // Phys. Rev. B. – 2008. – Vol. 78. – P. 094429.
- 68.**Johansson P. Comparison of  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  film giant Faraday rotators grown on (111) and (001)  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  single crystals / P. Johansson, S. I. Khartsev, A. M. Grishin // Thin Solid Films. – 2006. – Vol. 515. – P. 477.
- 69.**Preparation of polycrystalline  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  garnet films / T. Okuda, T. Katayama, K Satoh, H. Yamamoto // J. Appl. Phys. – 1991. – Vol. 69, No 8. – P. 4580.
- 70.**Toraya H. Crystal structure analysis of polycrystalline  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  thin film by using asymmetric and symmetric diffraction techniques / H. Toraya, T. Okuda // J. Phys. Chem. Solids. – 1995. – Vol. 56, No 10. – P. 1317.
- 71.**In situ growth of polycrystalline bismuth-iron-garnet films on quartz glass substrate / T. Okuda, A. Kudo, S. Yoshihara, [et al.] // J. Phys. IV France. – 1997. – Vol. 7. – P. C1-707.
- 72.**Kahl S. Magneto-optical rotation of a one-dimensional all-garnet photonic crystal in transmission and reflection / S. Kahl, A. M. Grishin // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 71, No 20. – P. 205110.

- 73.**Kahl S. Enhanced Faraday rotation in all-garnet magneto-optical photonic crystal / S. Kahl, A. M. Grishin // Appl. Phys. Letters. – 2004. – Vol. 84. – P. 1438.
- 74.**[Bi<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>/Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>]<sup>m</sup> magneto-optical photonic crystals / S. I. Khartsev and A. M. Grishin // Appl. Phys. Letters. – 2005. – Vol. 87. – P. 122504.
- 75.**Dzibrou D. O. Fitting transmission and Faraday rotation spectra of [Bi<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>/Sm<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>]<sup>m</sup> magneto-optical photonic crystals / D. O. Dzibrou and A. M. Grishin // J. App. Phys. – 2009. – Vol. 106. – P. 043901.
- 76.**Khartsev S. I. High performance [Bi<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>/Sm<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>]<sup>m</sup> magneto-optical photonic crystals / S. I. Khartsev and A. M. Grishin // J. Appl. Phys. – 2007. – Vol. 101. – P. 053906.
- 77.**Magneto optics of ultrathin iron-garnet films and transitional layers with thicknesses down to 1 nm / V. A. Kotov, V. I. Burkov, M. Vasiliev [et al.] // International Conference “Functional Materials” (ICFM – 2009), Crimea, Partenit, 5-10 October 2009 : Abstracts. – P. 199.
- 78.**Selected-area sputter epitaxy of iron-garnet films / J.-P. Krumme, V. Doermann, B. Strocka, and P. Willich // J. Appl. Phys. – 1986. – Vol. 60. – P. 2065.
- 79.**Тюлиев Г. А. Изменение рентгеновских фотоэлектрических спектров плёнок железоиттриевого граната под действием ионной бомбардировки / Г. А. Тюлиев, А. К. Чернакова, В. И. Шаповалов // ФТТ. – 1989. – Т. 31, № 8. – С. 117.
- 80.**Кринчик Г. С. Физика магнитных явлений / Г. С. Кринчик. – М. : Изд-во Моск. ун-та, 1985. – 336 с.
- 81.**Рандошкин В. В. Прикладная магнитооптика / В. В. Рандошкин, А. Я. Червоненкис. – М. : Энергоатомиздат, 1990. – 320 с.
- 82.**Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов / С. Крупичка ; под ред. А. С. Пахомова. – Том 1. – М. : из-во «Мир», 1976. – 360 с.
- 83.**Dionne G. F. Magnetic Oxids / G. F. Dionne. – New York : Springer Science + Business Media, LLC, 2009. – 466 p.

- 84.**Neel L. Magnetic properties of ferrites: ferrimagnetism and antiferromagnetism / L. Neel // Ann. Phys. – 1948. – Vol. 3. – P. 137-198.
- 85.**Bertaut F. Structures of ferrimagnetic ferrites of rare earths / F. Bertaut and F. Forrat // Comp. Rend. – 1956. – Vol. 242. – P. 382; Etude par diffraction de neutrons die grenat ferrimagnetique  $Y_3Fe_5O_{12}$  / F. Bertaut and F. Forrat A. Herpin and P. Meriet // Comp. Rend. – 1956. – Vol. 243. – P. 898.
- 86.**Prince E. Neutron diffraction measurements on yttrium-iron and yttrium-aluminium garnets/ E. Prince // Acta Crystallogr. – 1957. – Vol. 10. – P. 787.
- 87.**Magnetic properties of single crystal film  $Bi_3Fe_5O_{12}$  prepared onto  $Sm_3(Sc,Ga)_5O_{12}$  (111) / N. Adachi, T. Okuda , V. P. Denysenkov [et al] // J. Magn. and Magn. Materials. – 2002. – Vol. 242–245. – P. 775.
- 88.**Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках / К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин. – Москва : Наука, 1979. – 318 с.
- 89.**Roschmann P. Molecular field coefficients and cation distribution of substituted yttrium iron garnets / P. Roschmann and P. Hansen // J. Appl. Phys. – 1981. – Vol. 52. – P. 6257.
- 90.**Influence of Bi on magnetic properties of  $Dy_3Fe_5O_{12}$  garnet film / B. X. Gu, H. Y. Zhang, H. Wang H. R. Zhai // J. Magn. and Magn. Materials. – 1997. – Vol. 168, Issues 1–2. – P. 31-34.
- 91.**Scott G. B. The effect of octahedral  $Fe^{3+}$  and tetrahedral  $Fe^{3+}$  dilution on the Faraday spectra of bismuth-doped iron garnets / G. B. Scott, D. E. Lacklison and J. L. Page // J. Phys. C: Solid State Phys. – 1975. – Vol. 8. – P. 519.
- 92.**Zvezdin A. K. Modern Magneto optics and Magnetooptical Materials / A. K. Zvezdin and V. A. Kotov; ed. J. M. D. Coey and D. R. Tilley. – London : IOP Publishing Ltd, 1997. – 380 p.
- 93.**Звездин А. К. Магнитооптика тонких пленок / А. К. Звездин, Б. А. Котов. – М. : Наука, гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. – 192 с.
- 94.**Doormann V. Measurement of the Refractive Index and Optical Absorption Spectra of Epitaxial Bismuth Substituted Yttrium Iron Garnet Films at uv to

Near-ir Wavelengths / V. Doormann, J.-P. Krumme, and C.-P. Klages // Appl. Phys. A. – 1984. – Vol. 34. – P. 223-230.

- 95.** Doormann Volker. Optical and magneto-optical tensor spectra of bismuth-substituted yttrium-iron-garnet films / Volker Doormann, Jens-Peter Krumme, and Horst Lenz // J. Appl. Phys. – 1990. – Vol. 68. – P. 3544-3553.
- 96.** Кринчик Г. Эффект Фарадея в иттриевом гранате на инфракрасных частотах / Г. Кринчик, М. Четкин // ЖЭТФ. – 1960. – Т. 38, № 5. – С. 1643.
- 97.** Кринчик Г. Прозрачные ферромагнетики / Г. Кринчик, М. Четкин // УФН. – 1969. – Т. 98, Вып. 1. – С. 3-25.
- 98.** Кринчик Г. Магнитооптические свойства ферритов-гранатов в инфракрасной области / Г. Кринчик, М. Четкин // ЖЭТФ. – 1961. – Т. 40, № 3. – С. 729-733.
- 99.** Magneto-optical Faraday spectroscopy of completely bismuth-substituted  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  garnet thin films / M. Dep, E. Popova, A. Fouchet, and N. Keller // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2012. – Vol. 45. – P. 455001.
- 100.** Magneto-optic spectra and the dielectric tensor elements of bismuth-substituted iron garnets at photon energies between 2.2-5.2 eV / S. Wittekoek, T. J. A. Popma, J. M. Robertson and P. F. Bongers // Phys. Rev. B. – 1975. – Vol. 12. – P. 2777.
- 101.** Faraday rotation spectra of bismuth-substituted ferrite garnet films with in-plane magnetization / L. E. Helseth, R. W. Hansen, E. I. Il'yashenko, [et al.] // Phys. Rev. B. – 2001. – Vol. 64. – P. 174406.
- 102.** Zenkov A. V. Bismuth-induced increase of the magneto-optical effects in iron garnets: a theoretical analysis / A. V. Zenkov and A. S. Moskvin // J. Phys.: Condens. Matter. – 2002. – Vol. 14. – P. 6957.
- 103.** Optical and magneto-optical properties of bismuth and gallium substituted iron garnet films / Fredrik Hansteen, Lars Egil Helseth, Tom H. Johansen, [et al.] // Thin Solid Films. – 2004. – Vol. 455-456. – P. 429-432.

- 104.** Red Shift of Faraday Rotation in Thin Films of Completely Bismuth-Substituted Iron Garnet  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  / Ming-Yau Chern, Fang-Yuh Lo, Da-Ren Liu, [et al.] // Jpn. J. Appl. Phys. – 1999. – Vol. 38. – P. 6687.
- 105.** Electric Field Controlled Optical and Magneto-Optical Effects at Light Transmission Through a One-Dimensional Magnetic Photonic Structure with Complex Defect Layer / Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y. P. Lee and Th. Rasing // J. Magn. Soc. Jpn. – 2012. – Vol. 36. – P. 32-25.
- 106.** Topical Review. Magnetophotonic Crystals / I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, [et al.] // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2003. – Vol. 36. – P. R277-R282.
- 107.** Theoretical analysis of optical and magneto-optical properties of one-dimensional magnetophotonic crystals / H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama, [et al.] // J. App. Phys. – 2003. – Vol. 93, No 7. – P. 3906.
- 108.** Observation of enhanced Faraday effect in garnet-based magnetophotonic crystals / A. A. Fedyanin, D. Kobayashi, K. Nishimura, [et al.] // Mater. Res. Soc. Symp. : proc. – 2005. – Vol. 834. – P. J1.5.1–J1.5.4.
- 109.** Enhancement of Faraday Rotation at Photonic-Band-Gap Edge in Garnet-Based Magnetophotonic Crystals / A. G. Zhdanov, A. A. Fedyanin and O. A. Aktsipetrov [et al.] // J. Magn. and Magn. Materials. – 2005. – Vol. 300, Issue 1. – P. e253-e256.
- 110.** Inoue Mitsuteru. Magnetophotonic Crystals / Mitsuteru Inoue // Mater. Res. Soc. Symp. : proc. – 2005. – Vol. 834. – P. J1.1.1–J1.1.19.
- 111.** Magnetophotonic crystals / M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, [et al.] // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2006. – Vol. 39. – P. R151-R161.
- 112.** One-dimensional magnetophotonic crystals / M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, and M. Abe // J. App. Phys. – 1999. – Vol. 85, No 8. – P. 5768.
- 113.** Nonlinear magneto optics in magnetophotonic crystals and microcavities / O. A. Aktsipetrov, T. V. Dolgova, [et al.] // Laser Physics. – 2004. – Vol. 14, No 5. – P. 685.

- 114.** Preparation of magnetophotonic crystals with ND-controlled EB-evaporation method and their large enhancement of Faraday effect / H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama, [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 2004. – Vol. 272–276. – P. e1305–e1307.
- 115.** Эффект Бормана в фотонных кристаллах: нелинейно-оптические последствия / И. Э. Раздольский, Т. В. Мурзина, О. А. Акципетров, М. Иноуэ // Письма в ЖЭТФ. – 2008. – Т. 87, Вып. 8. – С. 461-464.
- 116.** Dual-cavity magnetophotonic crystals when applying bounding: An analysis by the matrix approach / T. Goto, Y. Haga, A. V. Baryshev, M. Inoue // J. Phys.: Conf. Ser. – 2011. – Vol. 266. – P. 012009.
- 117.** One-Dimensional Single- and Dual-Cavity Magnetophotonic Crystals Fabricated by Bounding / Y. Haga, T. Goto, A. V. Baryshev, M. Inoue // J. Magn. Soc. Jpn. – 2012. – Vol. 36. – P. 54-57.
- 118.** Properties of One-Dimensional Magnetophotonic Crystals for Use in Optical Isolator Devices / H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama, [et al.] // IEEE Transaction on Magnetics. – 2002. – Vol. 38, No 5. – P. 3246.
- 119.** Kato H. Reflection-mode operation of one-dimensional magnetophotonic crystals for use in film-based magneto-optical isolator devices / H. Kato, M. Inoue // J. App. Phys. – 2002. – Vol. 91, No 10. – P. 7017.
- 120.** Калиш А. Н. Магнитооптические эффекты в периодических наноструктурированных средах : диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук : 01.04.03 / Калиш Андрей Николаевич. – М., 2013. – 167 с.
- 121.** Enhancement of modulation rate of magneto-optical spatial light modulators with magnetophotonic crystals / K. Takahashi, H. Takagi, K.H. Shin, [et al.] // J. Appl. Phys. – 2007. – Vol. 101. – P. 09C523.
- 122.** Маишев Ю. П. Источники ионов и ионно-лучевое оборудование для нанесения и травления материалов // Вакуумная техника и технология. – 1992. – Т. 2, № 3,4. – С. 53–58.

- 123.** Кристаллизация пленок ферритов-гранатов, осажденных реактивным ионно-лучевым распылением / Шапошников А.Н., Бержанский В.Н., Прокопов А.Р. [и др.] // Ученые записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского, Серия «Физико-математические науки». – 2010. – Т. 23 (62), № 1, Ч. I. – С. 146-157.
- 124.** Поляризационно-интерференционный микроскоп BIOLAR PI : Техническое описание и инструкция по эксплуатации [Электронный ресурс]. – PZO – Polskie Zakłady Optyczne, WKC Warszawa, 1976. – Режим доступа : <http://www.laboratorium.dp.ua/item/63/manual1>.
- 125.** Swanepoel R. Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon. / R. Swanepoel // J. Phys. E: Sci Instrum. – 1983. – Vol. 16. – P. 1214.
- 126.** Birgin E. G. Estimation of optical constants of thin films using unconstrained optimization / E. G. Birgin, I. Chambouleyron, J. M. Martinez // Journal of Computational Physics. – 1999. – Vol. 151. – P. 862-880.
- 127.** Estimation of optical parameters of very thin films/ E. G. Birgin, I. Chambouleyron, J. M. Martinez and S. D. Ventura // Applied Numerical Mathematics. – 2003. – Vol. 47. – P. 109-119.
- 128.** Сайт Pointwise Unconstrained Minimization Approach PUMA [Электронный ресурс]. – State University of Campinas, University of São Paulo. – Режим доступа : <http://www.ime.usp.br/~egbirgin/puma/>.
- 129.** Ayadi K. A new approach to the determination of optical constants and thickness of thin dielectric transparent films / K. Ayadi, N. Haddaoui // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. – 2000. – Vol. 11 – P. 163-167.
- 130.** Алексеев Е. Р. Scilab : Решение инженерных и математических задач [Электронный ресурс] / Е. Р. Алексеев, О. В. Чеснокова, Е. А. Рудченко. – М. : ALT Linux ; БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008. – Режим доступа : <http://www.altlinux.org/Books:Altlibrary>.

- 131.** Circular Polarization and Nonreciprocal Propagation in Magnetic Media / Gerald F. Dionne, Gary A. Allen, Pamela R. Haddad, Caroline A. Ross, and Benjamin Lax // Lincoln Laboratory Journal. – 2005. – Vol. 15, No 2 – P. 323.
- 132.** Dionne Gerald F. Intersublattice magneto-optical transitions in diluted ferrimagnetic garnets / Gerald F. Dionne, Gary A. Allen // J. Appl. Phys. – 2004. – Vol. 95, No 11. – P. 7333.
- 133.** Suits James C. Faraday and Kerr Effects in Magnetic Compounds / James C. Suits // IEEE Transactions on Magnetics. – 1972. – Vol. MAG-8. – P. 95.
- 134.** Condon E. U. The theory of Atomic Spectra / E. U. Condon and G. H. Shortley. – Cambridge, England: Cambridge Univ. Press, 1951.
- 135.** Борисов С. Б. Нормальные электромагнитные волны в анизотропной бигиротропной среде / С. Б. Борисов, И. Л. Любчанский // Опт. и спектр. – 1988. – Т. 65, Вып. 2. – С. 365.
- 136.** Борисов С. Б. Поляритоны в бигиротропных сверхрешётках / С. Б. Борисов, Н. Н. Дадоенкова, И. Л. Любчанский // Кристаллография. – 1991. – Т. 36, Вып. 6. – С. 1358.
- 137.** Spectra of bigyrotropic magnetic photonic crystals / I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii [et al.] // Phys. Stat. Sol. (a). – 2004. – Vol. 210, No 15. – P. 3338-3344.
- 138.** One-dimensional bigyrotropic magnetic photonic crystals / I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii [et al.] // Appl. Phys. Letters. – 2004. – Vol. 85, No 24. – P. 5932.
- 139.** Uniaxial magnetic anisotropy and magnetic circular dichroism spectra of ultrathin films of iron garnets [in Russian] / V. I. Burkov, D. E. Balabanov, V. A. Kotov, G. S. Semin // Tech. Phys. – 1986. – Vol. 56. – P.2073.
- 140.** Spin Pumping in Polycrystalline Magnetic Insulator/Metal Pt Films / Y. Kajiwara, K. Ando, H. Nakayama, [et al.] // IEEE Transaction on Magnetics. – 2011. – Vol. 47, No 10. – P. 2739-2742.

## ПРИЛОЖЕНИЕ А

Таблица А.1

Магнитооптические и оптические характеристики синтезированных структур 1D-MPC на основе Bi:IG  
для видимого и ближнего инфракрасного диапазона

№	МО эффект, структура, толщина слоёв $h$ (или оптическая толщина $l_M$ )	Метод синтеза	Подложка	Основные характеристики							Ссылки			
				$\lambda_R$ , $\Delta\lambda_{PBG}$ , нм	$K_t$ , %	$\Theta_F$ , °	$\Theta_F$ , °/мкм	$t$	$Q$ , °					
<i>Эффект Фарадея в микрорезонаторных структурах</i>														
<i>на основе негранатовых зеркал Брэгга</i>														
1	$(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^m/\text{Bi:YIG}/(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^m$ , $m = 2$ Bi:YIG $\lambda/2$ (152 нм)	RFS	corning glass 1737	720 600-900	85	-0,1	-0,66	10	1,2	107				
2	$(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^m/\text{Bi:YIG}/(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^m$ , $m = 6$ Bi:YIG $\lambda/2$ (152 нм)			720 640-850	15	-3	-19,7	150	3,0					
3	$(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^5/\text{Bi}_{0,7}\text{Y}_{2,3}\text{Fe}_5\text{O}_{12}/(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^5$ $h: \text{Bi}_{0,7}\text{Y}_{2,3}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 167 нм, $\text{SiO}_2$ 111 нм, $\text{Ta}_2\text{O}_5$ 92 нм	RFS	fused quartz	720 600-850	63	-0,63	-7,54	10	2,7	110				
4	$(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^5/\text{Bi:YIG}/(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^5$ $h: \text{Bi:YIG}$ 120 нм			720 640-850	64	-0,23	-3,83	-	1,0					
5	$(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^5/\text{Bi:YIG}/(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^5$ $h: \text{Bi:YIG}$ 230 нм			660, 800 610-890	54, 65	-0,8 -0,28	-6,96 -2,43	-	2,6 1,3					
6	$(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^5/\text{Bi:YIG}/(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^5$ $h: \text{Bi:YIG}$ 300 нм		corning #1737 glass	630, 740 620-840	57, 45	-0,83 -0,76	-5,53 -5,07	-	2,9 1,9					
7	$(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^5/\text{Bi:YIG}/(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^5$ $h: \text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{2,5}\text{Fe}_5\text{O}_x$ , 195 нм	RFS		910 750-1000	65	-1,51	-7,74	-	7	113				
8	$(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^6/\text{Bi:DyIG}/(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^6$ $h: \text{Bi:DyIG}$ 295 нм, $\text{SiO}_2$ 90 нм, $\text{Ta}_2\text{O}_5$ 64 нм	EBD RS	fused quartz	512, 591 450-620	~1, 19	-12,5 -5	-40, -17	-	5,5 7	112				

Продолжение табл. А.1

№	МО эффект, структура, толщина слоёв $h$ (или оптическая толщина $l_M$ )	Метод синтеза	Подложка	Основные характеристики							Ссылки
				$\lambda_R$ , $\Delta\lambda_{PBG}$ , нм	$K_t$ , %	$\Theta_F$ , °	$\Theta_F$ , °/МКМ	$t$	$Q$ , °		
<i>Эффект Фарадея в микрорезонаторных структурах</i>				<i>на основе негранатовых зеркал Брэгга</i>							
9	$(Ta_2O_5/SiO_2)^9/Bi:YIG/(SiO_2/Ta_2O_5)^9$ $h: Bi:YIG \lambda/2, SiO_2 \lambda/4, Ta_2O_5 \lambda/4$	EBE RFS	corning #1737 glass	1310 1100-1500	46,8	-5,41	-	150	14,3	114	
10	$(Si/SiO_2)^3/Bi:YIG/(SiO_2/Si)^3$ $h: Bi:DyIG \lambda/2, SiO_2 \lambda/4, Ta_2O_5 \lambda/4$				51	-3,62	-	100	10,7		
11	$(T/S)^5/G/(S/T)^5/S/(T/S)^5/G/(S/T)^5$ T – $Ta_2O_5$ , S – $SiO_2$ , G – $Bi_{0,5}Dy_{0,7}Y_{1,8}Fe_{3,3}Al_{1,7}O_{12}$ T, S $\lambda/4$ ; G: $\lambda/2$	RIBS	quartz substrate	1064 920-1320	24	-0,75	-	-	1,05	116	
12	$Q/(T/S)^3/T/(S/T)^3/S/(T/S)^3/T/(S/T)^3/Q$ T – $Ta_2O_5$ , S – $SiO_2$ , G – $Bi_{0,5}Dy_{0,7}Y_{1,8}Fe_{3,3}Al_{1,7}O_{12}$ T, S $\lambda/4$ ; G: $\lambda/2$ ; Q – подложка	RIBS+ adhesive bonding	quartz substrate	1064 900-1270	95	-	-	-	-	116	
	$SG/S/(T/S)^5/M-M/(S/T)^5/S/SG$ T – $Ta_2O_5$ , S – $SiO_2$ , M – $Bi:YIG$ T, S $\lambda/4$ ; M: 285 нм; SG – подложка	RIBS+ adhesive bonding	Ca,Mg,Zr: GGG	1149 1000-1300	65	-1,17	-4,1	-	6,4	117	
13	$(Ta_2O_5/SiO_2)^4/Bi:YIG/(SiO_2/Ta_2O_5)^4$ MOSL на его основе	RFS	glass	633 550-750	50 30	-2,1	-	5	6,06 3,5	9	
<i>полностью гранатовых</i>											
14	$(BIG/YIG)^4/BIG^4/(YIG/BIG)^4$ $h: BIG^4 279$ нм, $BIG 70$ нм, $YIG 81$ нм	PLD	GGG	748 670-830	58	-5,3	-6,3	1,4	19,34	72, 73	
15	$(BIG/YIG)^6/BIG^4/(YIG/BIG)^6$ $h: BIG^4 279$ нм, $BIG 70$ нм, $YIG 81$ нм	PLD	GGG	748 690-810	50	-7,5	-6,7	1,5	21,64	57	

Продолжение табл. А.1

№	МО эффект, структура, толщина слоёв $h$ (или оптическая толщина $l_M$ )	Метод синтеза	Подложка	Основные характеристики						Ссылки			
				$\lambda_R$ , $\Delta\lambda_{PBG}$ , нм	$K_t$ , %	$\Theta_F$ , °	$\Theta_F$ , °/мкм	$t$	$Q$ , °				
Эффект Фарадея в микрорезонаторных структурах													
полностью гранатовых													
16	$(BIG/GGG)^4/BIG^2/(GGG/BIG)^4$ $h: BIG 691$ нм (69,1 нм), GGG 760 нм (95 нм), $H_c=154$ Ое	PLD	GGG (001)	738 650-840	40	-7,50	-10,86	2,9	15,89	74			
17	$(BIG/GGG)^4/BIG^2/(GGG/BIG)^4$ $h: BIG 729$ нм (72,9 нм), GGG 792 нм (99 нм), $H_c=153$ Ое			770 680-890	45	-6,55	-8,98	2,7	15,31				
18	$(BIG/GGG)^4/BIG^2/(GGG/BIG)^4$ $h: BIG 790$ нм (79 нм), GGG 848 нм (106 нм), $H_c=154$ Ое			825 740-940	47	-4,4	-5,57	2,1	11,24				
19	$(BIG/SmGG)^5/BIG^2/(SmGG/BIG)^5$ $h: BIG 96,3$ нм, SmGG 125,9 нм	RFS	Ca,Mg,Zr: GGG (111)	980	68	-9	-	-	46,7	75			
20	$(BIG/SmGG)^4/BIG^2/(SmGG/BIG)^4$ $h: BIG 700$ нм (70 нм), SmGG 766 нм (95,7 нм)			750 660-880	75	-9,57	-13,67	3,8	65,7	76			
21	$(BIG/SmGG)^5/BIG^2/(SmGG/BIG)^5$ $h: BIG 840$ нм (70 нм), SmGG 957 нм (95,7 нм)			750 670-860	55	-14,11	-16,80	4,7	47,6				
22	$(BIG/SmGG)^6/BIG^2/(SmGG/BIG)^6$ $h: BIG 980$ нм (70 нм), SmGG 1148 нм (95,7 нм)			750 670-850	36	-20,06	-20,47	5,7	40,0				
23	$(BIG/SmGG)^4/BIG^2/(SmGG/BIG)^4$ $h: BIG 621$ нм (62,1 нм), SmGG 694 нм (86,7 нм), $H_c=37$ Ое, $H_s=1700$ Ое			678 -	56	-10,73	-17,28	4,8	33,5				
24	$(BIG/SmGG)^5/BIG^2/(SmGG/BIG)^5$ $h: BIG 840$ нм (70 нм), SmGG 957 нм (95,7 нм)		Gd <sub>3</sub> Sc <sub>2</sub> Ga <sub>3</sub> O <sub>12</sub> (001)	748 -	60	-15,15	-18,04	5,0	61,5				

Продолжение табл. А.1

№	МО эффект, структура, толщина слоёв $h$ (или оптическая толщина $l_M$ )	Метод синтеза	Подложка	Основные характеристики							Ссылки
				$\lambda_R$ , $\Delta\lambda_{PBG}$ , нм	$K_t$ , %	$\Theta_F$ , °	$\Theta_F$ , °/МКМ	$t$	$Q$ , °		
<i>Эффект Фарадея в отражении в полностью гранатовых микрорезонаторных структурах</i>											
25	(BIG/YIG) <sup>4</sup> /BIG <sup>4</sup> /(YIG/BIG) <sup>4</sup> /Ag <i>h</i> : BIG <sup>4</sup> 279 нм, BIG 70 нм, YIG 81 нм	PLD	GGG	733, 809 670-830	-	-18, -14	-21,5 -16,7	-	-	72	
<i>Эффект Фарадея в периодических структурах</i>							$\lambda_0$ , $\lambda_{shw}$ , $\lambda_{lw}$ , нм	$K_0$ , $K_{shw}$ , $K_{lw}$ , %	$\Theta_{Fshw}$ , $\Theta_{Flw}$ , °/МКМ	$t$	$Q$ , °
26	(SiO <sub>2</sub> /Bi <sub>1</sub> Y <sub>2</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>x</sub> ) <sup>4</sup> <i>h</i> : Bi <sub>1</sub> Y <sub>2</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>x</sub> 3λ/4 (267 нм), SiO <sub>2</sub> λ/4 H <sub>c</sub> =30 Ое; H <sub>st</sub> =100 Ое; H <sub>sh</sub> =2 кОе	RFS	fused quartz	950, 830, 1100	~12, 86, 90	-1 -0,8	-0,94 -0,75	-	13 16	108	
27	Bi <sub>0,7</sub> Y <sub>2,3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub> /(SiO <sub>2</sub> /Bi <sub>0,7</sub> Y <sub>2,3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub> ) <sup>5</sup> <i>h</i> : Bi <sub>0,7</sub> Y <sub>2,3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub> 98 нм, SiO <sub>2</sub> 147 нм	RFS	fused quartz	900, 750, 1050	~1 58, 87	-0,65 -1,2	-1,10 -2,04	-	2,4 6,5	109, 110	
28	(BIG/GGG) <sup>10</sup> BIG 755 нм (75,5 нм), GGG 1020 нм (102 нм), H <sub>c</sub> =183 Ое	PLD	GGG (001)	790 675, 890	~1 53, 85	-4,87, -4,1	-6,45, -5,43	-	7,73 25,6	74	
<i>Эффект Керра в микрорезонаторных структурах</i>							$\lambda_R$ , $\Delta\lambda_{PBG}$ , нм	$K_r$ , %	$\Theta_K$ , °/МКМ	$t$	$Q$ , °
29	(SiO <sub>2</sub> /Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> ) <sup>6</sup> /Bi:DyIG/(Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> /SiO <sub>2</sub> ) <sup>6</sup> /R <i>h</i> : Bi:DyIG 295 нм, SiO <sub>2</sub> 90 нм, Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> 64 нм	EBD RS	fused quartz	512 450-620	-	-3,9	-	-	-	112	
30	[SiO <sub>2</sub> /Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> ] <sup>2</sup> /DyBi:YIG/[SiO <sub>2</sub> /Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> ] <sup>5</sup> <i>h</i> : Bi:DyIG 347,6 нм, SiO <sub>2</sub> 90,4 нм, Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> 59,4 нм	RFIBS	SGGG	532	0,59	30	-	25	-	13	

**Примечание:**  $\lambda_R$  – резонансная длина волны,  $\Delta\lambda_{PBG}$  – диапазон длин волн фотонной запрещённой зоны,  $K_t$  – коэффициент пропускания,  $\Theta_F$  – абсолютное или удельное значение угла фарадеевского вращения,  $t$  – усиление МО эффекта,  $Q$  – МО добротность, вычисленная по формуле (1.3),  $\lambda_0$  – центр фотонной запрещённой зоны,  $\lambda_{shw}$  – длина волны коротковолнового края фотонной запрещённой зоны,  $\lambda_{lw}$  – длина волны длинноволнового края фотонной запрещённой зоны,  $K_0$  – коэффициент пропускания для  $\lambda_0$ ,  $K_{shw}$  – коэффициент пропускания для  $\lambda_{shw}$ ,  $K_{lw}$  – коэффициент пропускания для  $\lambda_{lw}$ ,  $\Theta_{Fshw}$ ,  $\Theta_{Flw}$ ,  $K_r$  – коэффициент отражения,  $\Theta_K$  – абсолютное или удельное значение угла вращения Керра.

## ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Таблица Б.1

Оптические и МО характеристики микрорезонаторных синтезированных 1D-MPC для фотонных запрещённых зон и резонансных длин волн

№	МО слой	$h_M$ , нм	$\lambda_0$ , нм	$\lambda_R$ , нм	$\Delta\lambda_{PBG}$ , нм	$K_t$ , %	$\Theta_F$ , °	$\Theta_F$ , °/мкм	$t$	$Q$ , °	$F$ , %	$K_r$ , %	$\Theta_K$ , °	
<b>периодический 1D-MPC GGG/M2/SiO<sub>2</sub>/[M1/M2/SiO<sub>2</sub>]<sup>4</sup></b>														
<b>1</b>	M2, M1/M2	1172	484	-	450-550	0,8	-	-	-	-	-	-	-	
			745	-	680-860	34	-1,9 -3,75 -3,43	1,6 3,2	2,6 -	8,1 -	5,2 -	-	-	
			1575	-	1280-1820	8,5	-	-	-	-	-	-	-	
<b>микрорезонаторные 1D-MPC GGG/[TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>]<sup>5</sup>/M/[SiO<sub>2</sub>/TiO<sub>2</sub>]<sup>5</sup></b>														
<b>2</b>	M1	150	650	655	550-750	12	-5,3	-35,3	21	5,0	2,6	-	-	
<b>3</b>	M1/M2	305		680		10	-12,8	-42,0	13	11,1	4,3	-	-	
<b>4</b>	M1/M3	260		634		2,5	-5,8	-22,3	9,5	3,1	0,5	-	-	
<b>микрорезонаторные 1D-MPC КУ-1/[TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>]<sup>4</sup>/M1/M2/[TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>]<sup>4</sup></b>														
<b>5</b>	M1/M2	156	685	587	580-620	11,4	-2,39	-15,3	2,7	2,2	0,9	-	-	
				731		29,5	-2,55	-16,3	13	4,2	2,6	-	-	
<b>6</b>	M1/M2	306		613		18,4	-12,53	-41	8,5	14,8	7,8	-	-	
				746		33,9	-5,67	-18,5	13	10,5	6,8	-	-	
<b>7</b>	M1/M2	302		609		20,7	-	-	-	-	-	-	-	
				741		30	-	-	-	-	-	-	-	
<b>8</b>	M1/M2	317		624		16,5	-13,6	-43	10,5	15,1	7,5	29,9	-8,9	
				760,5		40	-4,74	-14,9	11,3	10,3	6,6	24,9	-2,2	
<b>9</b>	M1/M2	148		577		20	-2,61	-17,6	2,7	3,2	1,8	-	-	
				718,5		33	-3,84	-25,9	21	6,9	4,4	-	-	
<b>10</b>	M1/M2	302		608		12	-10,35	-34,3	6,8	9,7	4,2	-	-	
				739		30	-8,49	-27,8	19,3	14,1	8,8	-	-	
<b>микрорезонаторные 1D-MPC КУ-1/[TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>]<sup>7</sup>/M1/M2/[TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>]<sup>7</sup></b>														
<b>11</b>	M1/M2	306	685	617	580-620	0,8	-17,04	-55,7	12	7,1	0,5	-	-	
				748		2,3	-10,7	-35	26	5,7	0,8	-	-	
<b>12</b>	M1/M2	317		626		0,6	-20,6	-66	16	8,05	0,4	81,7	-1,7	
				760		5	-9,2	-29	22	6,1	1,6	85,9	-0,24	
<b>13</b>	M1/M2	156		593		3,1	-2,44	-15,6	3,1	1,4	0,3	-	-	
				731		1,4	-8,41	-53,9	44	3,9	0,4	-	-	

**Примечание:**  $\lambda_R$  – резонансная длина волны,  $\Delta\lambda_{PBG}$  – диапазон длин волн фотонной запрещённой зоны,  $K_t$  – коэффициент пропускания,  $\Theta_F$  – абсолютное или удельное значение угла фарадеевского вращения,  $t$  – усиление МО эффекта,  $Q$  – МО добротность, вычисленная по формуле (1.3),  $\lambda_0$  – центр фотонной запрещённой зоны,  $K_r$ , – коэффициент отражения,  $\Theta_K$  – абсолютное значение угла вращения Керра.