

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«КРЫМСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени В.И. Вернадского»
(ФГАОУ ВО «КФУ им. В.И. Вернадского»)

На правах рукописи

МИХАЙЛОВА ТАТЬЯНА ВЛАДИСЛАВОВНА

**СТРУКТУРНО-МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ, ОПТИЧЕСКИЕ
И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НАНОФОТОННЫХ
ЭЛЕМЕНТАХ И СТРУКТУРАХ**

1.3.8 Физика конденсированного состояния

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

Научный консультант

Белотелов Владимир Игоревич,

д-р физ.-мат. наук, профессор РАН

Симферополь – 2023

СОДЕРЖАНИЕ

СОДЕРЖАНИЕ	2
ВВЕДЕНИЕ	6
ГЛАВА 1 ФОТОННЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ: ПРОЕКТИРОВАНИЕ, СИНТЕЗ, ИССЛЕДОВАНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ	20
1.1 ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРИРОВАНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ, МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА	20
<i>1.1.1 Магнитооптические пленки ферритов-гранатов.....</i>	<i>20</i>
<i>1.1.2 Магнитооптически активные наноструктуры</i>	<i>23</i>
1.2 МЕТОДЫ РАСЧЕТА СВОЙСТВ НАНОСТРУКТУР.....	32
<i>1.2.1 Расчет коэффициентов пропускания и отражения, углов вращения плоскости поляризации</i>	<i>32</i>
<i>1.2.2 Расчет распределения интенсивности внутри наноструктур.....</i>	<i>37</i>
1.3 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ СИНТЕЗА И ИССЛЕДОВАНИЙ СТРУКТУРНО-МОРФОЛОГИЧЕСКИХ, ОПТИЧЕСКИХ И МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ.....	38
<i>1.3.1 Синтез наноструктур.....</i>	<i>38</i>
<i>1.3.2. Методы сканирующей зондовой микроскопии</i>	<i>43</i>
<i>1.3.3 Измерения оптических и магнитооптических эффектов.....</i>	<i>44</i>
1.4 КОМПОНЕНТЫ ТЕНЗОРОВ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРОНИЦАЕМОСТЕЙ СЛОЕВ ИССЛЕДУЕМЫХ НАНОСТРУКТУР.....	46
ГЛАВА 2 НАНОСТРУКТУРЫ С ОПТИЧЕСКИМ ТАММОВСКИМ СОСТОЯНИЕМ	50
2.1 ВВЕДЕНИЕ.....	50
2.2 ФОРМИРОВАНИЕ ТАММОВСКОГО ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНА ВНУТРИ ФОТОННОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ	50
<i>2.2.1 Модели структур и их оптимизация.....</i>	<i>50</i>

2.2.2 <i>Синтез и исследование</i>	56
2.3 ОПТИЧЕСКОЕ ТАММОВСКОЕ СОСТОЯНИЕ В НАНОСТРУКТУРАХ С КОМПОЗИТНЫМИ СЛОЯМИ	66
2.4 ЗАКЛЮЧЕНИЕ	70
ГЛАВА 3 ГИБРИДНОЕ СОСТОЯНИЕ МОД ТАММОВСКОГО ПЛАЗМОН- ПОЛЯРИТОНА И ФАБРИ-ПЕРО В НАНОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ДВУХСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ	72
3.1 ВВЕДЕНИЕ	72
3.2 СВОЙСТВА МИКРОРЕЗОНАТОРНЫХ НАНОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ ДВУХСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ	73
3.3 ТАММОВСКАЯ НАНОСТРУКТУРА С МОДАМИ ТАММОВСКОГО ПЛАЗМОН- ПОЛЯРИТОНА И ФАБРИ-ПЕРО	79
3.4 ТАММОВСКАЯ НАНОСТРУКТУРА С ГИБРИДНЫМ СОСТОЯНИЕМ МОД ТАММОВСКОГО ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНА И ФАБРИ-ПЕРО	84
3.4.1 <i>Модель структуры и ее оптимизация</i>	84
3.4.2 <i>Синтез структуры и ее характеристика</i>	87
3.4.3 <i>Свойства синтезированной микрорезонаторной структуры и моделирование параметров таммовской наноструктуры</i>	89
3.4.4 <i>Свойства таммовской наноструктуры</i>	96
3.4.5 <i>Моделирование оптических и магнитооптических спектров наноструктуры в геометрии на отражение</i>	103
3.5 ЗАКЛЮЧЕНИЕ	107
ГЛАВА 4 ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НАНОСТРУКТУРАХ ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ	110
4.1 ВВЕДЕНИЕ	110
4.2 НАНОСТРУКТУРЫ С ТАММОВСКИМ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОМ	111
4.3 НАНОСТРУКТУРЫ С ГИБРИДНЫМ СОСТОЯНИЕМ МОД ТАММОВСКОГО ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНА И ФАБРИ-ПЕРО	115

4.4 НАНОСТРУКТУРЫ С ГИБРИДНЫМ СОСТОЯНИЕМ ТАММОВСКИХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ И ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ	122
4.4.1 <i>Наноструктуры с гибридным состоянием таммовских плазмон-поляритонов и поверхностных плазмон-поляритонов в геометрии Кречмана (обзор результатов).....</i>	<i>122</i>
4.4.2 <i>Модели наноструктур – сравнение наноструктур с таммовским плазмон-поляритоном и с гибридным состоянием мод таммовских плазмон-поляритонов и Фабри-Перо</i>	<i>130</i>
4.4.3 <i>Характеристики наноструктур в геометрии Кречмана – сравнение наноструктур с таммовским плазмон-поляритоном и с гибридным состоянием мод таммовского плазмон-поляритона и Фабри-Перо</i>	<i>134</i>
4.5 МИКРОРЕЗОНАТОРНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ.....	139
4.5.1 <i>Конфигурация микрорезонаторной наноструктуры.....</i>	<i>139</i>
4.5.2 <i>Асимметричный эффект Фарадея.....</i>	<i>141</i>
4.5.3 <i>Интенсивностный магнитооптический эффект Фарадея.....</i>	<i>149</i>
4.6 ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	153
ГЛАВА 5 СТРУКТУРНО-МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ МАГНИТООПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЛОЕВ НАНОСТРУКТУР.....	156
5.1 ВВЕДЕНИЕ.....	156
5.2 ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ СЛОЕВ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ВИСМУТ-ЗАМЕЩЕННЫХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ	156
5.2.1 <i>Кристаллизация слоев на различных подложках.....</i>	<i>156</i>
5.2.2 <i>Кристаллизация слоев и двухслойных пленок при «длительном низкотемпературном» и «быстром высокотемпературном» отжигах.....</i>	<i>163</i>
5.3 ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ И ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ СЛОЕВ И ДВУХСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК ВЗФГ С ВЫСОКИМ СОДЕРЖАНИЕМ В1	169
5.4 МЕТОДИКА «ЗАКРЫТОГО» СИНТЕЗА	171
5.5 ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	173

ЗАКЛЮЧЕНИЕ	175
ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ.....	178
БЛАГОДАРНОСТИ.....	180
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	181
СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	199
СПИСОК ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	205

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследований.

Среди современных быстроразвивающихся научных отраслей и приложений нанопотоники следует выделить фотонику магнитоактивных сред, которая рассматривает взаимное действие магнитного состояния среды и распространяющихся электромагнитных волн оптического диапазона. К выдающимся достижениям в данной области можно отнести, с одной стороны, исследования, направленные на преобразование исходных спектральных зависимостей эффектов в магнитных материалах за счет наноструктурирования [1 – 3], и, с другой стороны, прогрессивные экспериментальные результаты по возбуждению динамики или изменению стационарного распределения намагниченности фемтосекундными лазерными импульсами [4, 5]. Магнитооптические (МО) и оптомагнитные свойства структур открывают для исследователя дополнительные возможности управления состоянием системы (стационарной намагниченностью, спиновой или оптической волнами) с целью применения в качестве быстродействующих (до ТГц) компонент информационных устройств (логических элементов, переключателей, волноводов, памяти) и чувствительных сенсоров технического и медико-биологического назначения.

Кроме этого, научно значимой проблемой современной фотоники магнитоактивных сред является интегрирование МО активных и плазмонных компонент с целью формирования наноструктур, в которых возможны усиление МО эффектов и управление возбуждаемыми поверхностными (ППП) и объемными плазмон-поляритонами [2]. Создание и исследование особенностей взаимодействия оптического излучения с такими комплексными наноструктурами и элементами актуально с целью построения микроразмерных нанопотонных интегрированных устройств для быстрого многорежимного и многонаправленного управления световым потоком, управляемых магнитным полем элементов плазмонной схемотехники. Комплексные свойства подобных наноструктур показывают эффективность их применения в качестве чувствительных элементов

умных систем и приборов, например, газовых сенсоров [6], сенсоров для детектирования биомолекулярных реакций [7], сенсоров биомагнитных полей [8].

Данная диссертационная работа посвящена исследованию оптических и МО эффектов в наноструктурах, сформированных на основе магнитоактивных V_i -замещенных ферритов-гранатов (ВЗФГ). Актуальность работы обусловлена необходимостью повышения эффективности МО активных наноструктур посредством применения новых МО эффектов, создания новых конфигураций с необходимыми зависимостями эффектов и совершенствования технологии синтеза.

С целью оптимизации свойств наноструктур рассматривается зависимость структурных и МО свойств ВЗФГ от условий синтеза – режима кристаллизационного отжига и последовательности нанесения и кристаллизации слоев в наноструктурах. Наноструктуры с ВЗФГ чаще всего синтезируют методами вакуумного осаждения [9 – 14]. При этом, одним из доступных методов кристаллизации ВЗФГ является метод, при котором слои ВЗФГ сначала осаждают, а затем кристаллизуют термическим отжигом на воздухе. Такие слои ВЗФГ являются поликристаллическими. Исследования, изложенные в диссертации, базируются на оптимальных условиях синтеза, которые были получены ранее в работах [12, 13]. Под оптимальными условиями синтеза понимают условия, которые позволяют достичь наиболее выгодной совокупности параметров: шероховатости, размеров кристаллитов и удельного угла фарадеевского вращения. Стоит отметить, что оптимальные условия синтеза были найдены ранее при варьировании температуры и при одинаковой длительности кристаллизационного отжига [13] или при одинаковой температуре и разной длительности кристаллизационного отжига [14]. В данной работе исследовано влияние одновременного изменения длительности и температуры кристаллизационного отжига, а также кристаллизация ВЗФГ под слоем SiO_2 . Кроме этого, в работах [12, 13] для формирования микрорезонаторных магнитофотонных кристаллов была предложена двухэтапная технология синтеза ВЗФГ, которая позволила значительно повысить МО добротность структур. Однако, не было показано, как

данная технология повлияет на характеристики других МО активных наноструктур, например, таммовских структур. Данные структуры позволяют сформировать поверхностное локализованное состояние, оптическое таммовское состояние (ОТС) или таммовский плазмон-поляритон (ТПП), на границе фотонного кристалла и слоя Au или композита ($\text{SiO}_2\text{-Au}$). Таммовские наноструктуры нашли широкое применение в качестве биологических сенсоров [15, 16], термических сенсоров [17, 18], сенсоров изменений показателя преломления внешней среды [19 – 21], светодиодов и органических солнечных элементов [22]. Основными детектируемыми параметрами сенсоров являются резонансные особенности спектров. Уменьшить ширину резонансов и повысить на порядок чувствительность сенсоров позволяет использование спектральных зависимостей МО эффектов или наличие гибридных состояний ТПП [7]. Несмотря на активные исследования в этой области, нераскрытыми остались вопросы влияния параметров металлического (или композитного) функционального слоя на формирование МО эффектов и МО добротности структур. Интерес представляет модификация МО эффектов при возбуждении гибридного состояния мод ТПП и Фабри-Перо.

Достичь изменения МО эффектов возможно не только варьируя условия синтеза и конфигурации наноструктур, но и рассмотрев новые геометрии наблюдения, например, наклонное падение s- и p-поляризованных волн [23] или наклонное падение волн с произвольной линейной (s + p) поляризацией [24]. Так в диссертации продемонстрировано возникновение двух новых МО эффектов, не наблюдаемых ранее в МО микрорезонаторных фотонных наноструктурах. Обнаруженные эффекты могут быть использованы в МО визуализации, МО модуляторах и переключателях, магноники и оптомагнетизме.

Цели и задачи исследования.

Целью настоящей работы является установление закономерностей изменений известных и появления новых оптических и МО эффектов в фотонных наноструктурах и слоях магнитоактивных ВЗФГ в зависимости от условий синтеза, структурных параметров и геометрии наблюдения.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Предложить модели оригинальных и эффективных для фотонных устройств магнитоактивных таммовских наноструктур.
2. Выявить зависимости оптических и МО эффектов (эффекта Фарадея) в магнитоактивных таммовских наноструктурах от параметров функционального металлического или металл-диэлектрического слоя.
3. Исследовать влияние формирования гибридного состояния мод ТПП и Фабри-Перо на оптические и МО характеристики.
4. Рассмотреть влияние наклонного падения на формирование оптических и МО спектров фотонных наноструктур.
5. Рассмотреть возможность использования таммовских наноструктур с двухслойными пленками ВЗФГ и гибридным состоянием ТПП и ППП для создания сенсоров технического и медико-биологического применения.
6. Выявить влияние различных условий синтеза на структурные и МО свойства слоев магнитоактивных ВЗФГ, а именно влияние «быстрого высокотемпературного» и «закрытого» кристаллизационных отжигов.

Научная новизна.

Научная новизна полученных результатов состоит в следующем:

1. Впервые предложены модели МО активных таммовских наноструктур с двухслойными пленками ВЗФГ, демонстрирующие формирование ТПП на заданных длинах волн. Показано, что использование двухслойных пленок, как и в рассмотренном ранее случае микрорезонаторного магнитофотонного кристалла [12], позволяет добиться высоких значений МО добротности. Часть предложенных наноструктур была синтезирована и их свойства были исследованы в зависимости от структурных параметров.
2. Впервые с использованием численных расчетов и экспериментальной реализации определены наиболее оптимальные для МО применений конфигурации таммовских наноструктур с единичным резонансом ТПП по центру ФЗЗ – наноструктуры с толщиной слоя Au от 30 до 50 нм. Установлены

закономерности изменения резонансных длин волн и резонансных значений коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения при увеличении толщины слоя Au.

3. Впервые рассмотрены МО свойства таммовских наноструктур с ОТС, формируемом благодаря композитному слою ($\text{SiO}_2\text{-Au}$). Продемонстрированы изменения спектров эффекта Фарадея в зависимости от объемной доли наночастиц в композитном слое.
4. Впервые с использованием численных расчетов и экспериментально для разных конфигураций таммовской наноструктуры с двухслойной пленкой ВЗФГ и слоем Au исследовано формирование гибридного состояния мод ТПП и Фабри-Перо. Анализ спектров оптических и МО эффектов позволил выявить влияние параметров наноструктуры (толщин слоя Au и буферного слоя SiO_2) на гибридизацию мод.
5. Впервые продемонстрировано влияние наклонного падения и состояния поляризации световой волны на формирование оптических и МО спектров наноструктур. Установлены спектральные зависимости эффектов для таммовских наноструктур с ТПП и гибридным состоянием мод ТПП и Фабри-Перо. Установлено, что наличие гибридного состояния мод ТПП и Фабри-Перо приводит к разному спектральному смещению резонансов s- и p-поляризованных компонент световой волны, а также к несоответствию резонансных длин волн мод на оптических и МО спектрах. Впервые предсказаны и продемонстрированы МО эффекты, возникающие в микрорезонаторных наноструктурах при падении волны с произвольной линейной (s + p) поляризацией.
6. Впервые предложено использование таммовской наноструктуры с двухслойной пленкой ВЗФГ для сенсоров технического и медико-биологического применения. Проведено сравнение характеристик таммовских наноструктур с гибридными состояниями мод: ТПП и ППП; ТПП, Фабри-Перо и ППП.
7. Впервые экспериментально установлена оптимальная температура «быстрого высокотемпературного» кристаллизационного отжига, при которой достигается

компромисс между параметрами МО активных слоев ВЗФГ: размерами кристаллитов и удельным углом фарадеевского вращения. Показано, что последовательное использование «длительного низкотемпературного» отжига подслоя с меньшим содержанием Bi и «быстрого высокотемпературного» отжига основного слоя с большим содержанием Bi при формировании двухслойных пленок МО активных наноструктур на негранатовых слоях приводит к формированию двухслойной пленки с большими значениями удельного угла фарадеевского вращения ($2,95^\circ/\text{мкм}$ на длине волны 655 нм для пленки состава $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$ / $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$).

8. Впервые предложена и апробирована методика «закрытой» кристаллизации слоев ВЗФГ.

Теоретическая и практическая значимость результатов.

Все результаты диссертационной работы представляют фундаментальный и практический интерес в области проектирования устройств на основе МО активных фотонных наноструктур: компонент информационных устройств интегральной оптики (логических элементов, переключателей, волноводов, памяти) и чувствительных сенсоров технического и медико-биологического применения.

В Главах 2, 3 и 4 предложены оригинальные таммовские наноструктуры, параметры которых были оптимизированы с целью достижения высоких значений МО добротности. Как показано в Главе 4, подобные структуры могут быть эффективно использованы в качестве оптических сенсоров. Кроме этого, продемонстрированные зависимости МО эффектов, оптической и МО добротностей от параметров таммовских наноструктур позволяют создавать перестраиваемые устройства, благодаря технологиям нанесения слоев переменной толщины. Таммовские наноструктуры с композитным слоем ($\text{SiO}_2\text{-Au}$) могут быть использованы для создания устройств, функционирующих в более коротковолновом диапазоне (≤ 600 нм): многоцветных оптических фильтров / модуляторов дисплеев.

Описанные в Главе 4 результаты для случаев наклонного падения света являются новыми и вносят вклад в понимание формирования МО эффектов в наноструктурах. Эффекты, возникающие для случая произвольной линейной ($s + p$) поляризации, потенциально могут позволить проводить наблюдения МО вращения плоскости поляризации в материалах с неоднородным распределением намагниченности или даже с нулевой результирующей намагниченностью и создать эффективные МО модуляторы.

Методики синтеза, предложенные в Главе 5, позволяют улучшить функциональные характеристики наноструктур, осаждаемых методами ионно-лучевого и магнетронного распыления, за счет достижения более высоких значений угла фарадеевского вращения используемых двухслойных пленок ВЗФГ и уменьшения шероховатости границ разделов слоев. Методика «закрытой» кристаллизации слоев ВЗФГ может быть эффективно использована для формирования полностью гранатовых наноструктур с целью снижения влияния многократных последовательных отжигов на структуру ВЗФГ.

Ценность научных работ автора косвенно подтверждается финансовой поддержкой в виде грантов и проектов ФГАОУ ВО «КФУ им. В.И. Вернадского», РНФ и Министерства науки и высшего образования РФ, руководителем или исполнителем которых он являлся: № 2015/701 «Разработка наноразмерных магнитооптических сенсорных сред»; № 14-32-00010 «Сверхчувствительные сенсоры магнитного поля для магнитокардиографии»; № 3.7126.2017/БЧ «Нано- и мезоструктурированные функциональные материалы: синтез и исследование»; № ВГ13/2018 «Проектирование фотонно-кристаллических сред для устройств нанофотоники и сенсорики»; № ВГ22/2018 «Синтез и исследование перспективных наноматериалов и нанокомпозитов на их основе»; № 19-72-20154 «Поверхностные и объемные плазмон-поляритоны в металл-диэлектрических наноразмерных элементах и структурах»; № 075-15-2019-1934, № 075-15-2022-1108 «Нанофотоника феррит-гранатовых пленок и структур для нового поколения квантовых устройств».

Методология и методы исследования.

В работе использованы теоретические, численные и экспериментальные методы исследований.

Наноструктуры и отдельные слои были синтезированы методами реактивного ионно-лучевого распыления, электронно-лучевого распыления и термического испарения. С целью кристаллизации ВЗФГ применялся термический отжиг. Двумерные и трехмерные изображения поверхности образцов и ее параметры (среднеквадратичная шероховатость RMS и размах высот R_{max}) были получены с использованием методов атомно-силовой микроскопии (АСМ) в полуконтактном режиме. Средний размер кристаллитов у их основания AGS был определен по АСМ-изображениям с использованием алгоритма водораздела для определения границ кристаллитов. Доменная структура слоев ВЗФГ исследована методами магнитно-силовой (МСМ) и сканирующей ближнепольной оптической (СБОМ) микроскопии в полуконтактном режиме. Толщина отдельных слоев была определена с использованием оптической интерферометрии и АСМ. Для измерения МО петель гистерезиса и спектров эффекта Фарадея использованы компенсационные методы магнитополяриметрии, для получения спектров коэффициента пропускания – методы спектрофотометрии.

Для расчета оптических и МО спектров, распределения интенсивностей световой волны внутри наноструктур и слоев применялся численный алгоритм, построенный на обобщенном матричном методе 4×4 .

Положения, выносимые на защиту.

1. Модели МО активных таммовских наноструктур на основе фотонных кристаллов, однослойной или двухслойной пленки ВЗФГ и слоя Au и на основе МО активного или МО неактивного микрорезонаторов с двухслойными пленками ВЗФГ и слоя Au. Предложенные модели наноструктур демонстрируют значения МО добротности выше известных аналогов таммовских наноструктур. Максимальное значение МО добротности потенциально возможное для наноструктуры с двухслойной

пленкой ВЗФГ составляет $Q_{MO} = 8,01^\circ$. Наибольшая экспериментально продемонстрированная МО добротность – $Q_{MO} = 5,01^\circ$.

2. Для таммовских наноструктур на основе фотонных кристаллов, однослойной или двухслойной пленки ВЗФГ и слоя Au максимум коэффициента пропускания моды ТПП наблюдается для толщины слоя Au около 30 нм. Конфигурации наноструктур с данной толщиной оптимальны для формирования наибольшей интенсивности световой волны в окрестности магнитных слоев. При увеличении толщины слоя Au до 70 нм происходит увеличение значений углов фарадеевского вращения вследствие увеличения оптической добротности моды ТПП. Для таммовской наноструктуры с однослойной и двухслойной пленками ВЗФГ экспериментально были продемонстрированы максимальные резонансные значения угла фарадеевского вращения $-2,1^\circ$ на 664 нм и $-12,3^\circ$ на 645 нм, соответственно.
3. В наноструктурах с композитным слоем (SiO_2 -Au) наибольшие значения угла фарадеевского вращения могут быть достигнуты в коротковолновой спектральной области, в которой дисперсия компонент тензора диэлектрической проницаемости композитного слоя имеет резонансный характер.
4. Спектральное положение и амплитуды резонансов мод ТПП и Фабри-Перо в случае их гибридизации существенно видоизменены по сравнению со случаем их независимого возбуждения. Гибридное состояние мод ТПП и Фабри-Перо демонстрирует спектральное расталкивание резонансов, которое зависит от толщины слоя Au. Расталкивания не происходит в случае, когда толщина слоя Au не обеспечивает формирование оптически добротного ТПП резонанса (при толщине Au менее 25 нм). В случае пересечения резонансов и образования наиболее сильного связанного состояния мод, возникает спектральный сдвиг длины волны резонанса Фабри-Перо (максимальный сдвиг составляет 14 нм при толщине слоя Au более 30 нм). Коэффициент пропускания K_t гибридной моды выше в 4-6 раз по сравнению со значениями K_t конфигураций со слабой степенью

гибридизации. При этом угол фарадеевского вращения резонанса Фабри-Перо уменьшается в 1,5-2 раза. В рассматриваемой структуре, эффект Фарадея возможно использовать для оценки степени гибридизации мод.

5. Наличие гибридного состояния мод ТПП и Фабри-Перо приводит к разному спектральному смещению резонанса ТПП для s- и p-поляризованных волн при изменении угла падения света от 0 до 60°. Это приводит к различию резонансных длин волн мод ТПП и Фабри-Перо на спектрах коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения при значительных углах падения. При угле падения 60° спектральные положения моды ТПП s- и p-поляризованных волн отличаются на 20 нм.
6. В результате гибридизации мод ТПП и ППП в геометрии Кречмана резонансные значения коэффициента отражения моды ТПП изменяются (на 0,45) в зависимости от угла падения или показателя преломления окружающей среды, что может быть использовано для сенсоров технического и медико-биологического применения. Наличие моды Фабри-Перо приводит к увеличению чувствительности резонанса ТПП к изменению показателя преломления среды.
7. В случае наклонного падения света с произвольной линейной (s + p) поляризацией на микрорезонаторную наноструктуру в области резонансной длины волны возникают два МО эффекта – асимметричный и интенсивностный эффекты Фарадея. Эффекты проявляются в конфигурации эффекта Фарадея при переключении намагниченности между двумя противоположными ориентациями. Асимметричный эффект Фарадея заключается в изменении абсолютного значения угла фарадеевского вращения, а интенсивностный эффект Фарадея – в модуляции интенсивности проходящего света.
8. Кристаллизация слоев ВЗФГ на различных подложках происходит с образованием наноразмерных кристаллитов с характерным средним размером кристаллитов от 45 до 350 нм, зависящим от используемого режима кристаллизационного отжига и состава ВЗФГ. Применение «быстрого

высокотемпературного отжига» приводит к увеличению среднего размера кристаллитов и формированию более развитой поверхности. «Быстрый высокотемпературный отжиг» может быть использован для эффективной кристаллизации двухслойных пленок ВЗФГ.

9. Методика «закрытой» кристаллизации ВЗФГ под напыленным сверху слоем SiO_2 приводит к формированию более гладких границ разделов. Параметр среднеквадратичной шероховатости может быть уменьшен в 2 – 5 раз по сравнению с параметром среднеквадратичной шероховатости слоя ВЗФГ или двухслойной пленки ВЗФГ / SiO_2 , синтезированных «открытым» отжигом слоя ВЗФГ.

Достоверность результатов.

Достоверность представленных в диссертационной работе результатов определяется: корректностью постановки решаемых задач; применением апробированных и широко известных методов моделирования наноструктур; воспроизводимостью экспериментальных данных; хорошим согласием численных расчетов и экспериментальных зависимостей; соответствием результатов теоретическим расчетам и экспериментальным данным, полученным ведущими зарубежными и российскими научными группами в данной области.

Личный вклад автора.

В постановке задач исследований, в анализе, описании и представлении результатов исследований в печати вклад автора определяющий.

В Главах 2 и 3 автором осуществлялись выбор направления исследования, разработка численных подходов, проектирование и оптимизация параметров таммовских наноструктур перед их созданием, постановка экспериментов. Синтез наноструктур выполнен А.Н. Шапошниковым, А.В. Каравайниковым, А.Р. Прокоповым, С.В. Томилиным. Измерения спектральных зависимостей коэффициента пропускания и эффекта Фарадея выполнены С.Д. Ляшко.

Результаты расчетов свойств таммовских наноструктур при наклонном падении, изложенные в Главе 4, получены автором самостоятельно или соавтором-студенткой А.П. Боковой под руководством автора. В исследованиях

микрорезонаторной наноструктуры при наклонном падении автором проведены постановка целей и задач исследований, разработка численных подходов и постановка экспериментов. Общая концепция асимметричного эффекта Фарадея предложена Д.О. Игнатъевой. Автором велась ее доработка и определение оптимальной конфигурации наблюдения эффекта. Измерения спектральных зависимостей асимметричного и интенсивностного эффектов Фарадея выполнены С.Д. Ляшко и П.О. Капраловым.

В Главе 5 автором были выполнены исследования свойств образцов методами АСМ, МСМ и СБОМ. Проведен анализ результатов. Автор принимал непосредственное участие в выборе методик синтеза и МО измерениях. Методики синтеза были предложены и апробированы совместно с В.Н. Бержанским, А.Н. Шапошниковым и А.Р. Прокоповым. Синтез образцов осуществлялся А.В. Каравайниковым и А.Р. Прокоповым. МО измерения выполнены А.Н. Шапошниковым и С.Д. Ляшко.

Апробация результатов диссертации.

Результаты работы были представлены на следующих международных и всероссийских конференциях, семинарах и симпозиумах: XXII Международной конференции “Взаимодействие ионов с поверхностью” (ВИП-2015, Москва, Россия, 2015); VII Байкальской международной конференции “Магнитные Материалы. Новые технологии” (ВМСММ-2016, пос. Листвянка Иркутской обл., Россия, 2016); 7th Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2017, Москва, Россия, 2017); XXIII международной конференции “Новое в магнетизме и магнитных материалах” (НМММ-XXIII, Москва, Россия, 2018); Двадцать пятой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых учёных (ВНКСФ–25, Ласпи, Крым, Россия, 2019); International conference “Scanning Probe Microscopy” (SPM, Екатеринбург, Россия, 2017, 2019); VI, VII Euro-Asian Symposium “Trends in MAGnetism” (EASTMAG-2016, Красноярск, Россия, 2016; EASTMAG-2019, Екатеринбург, Россия, 2019); PhotonIcs & Electromagnetics Research Symposium (PIERS-2019, Рим, Италия, 2019); Конференции-семинаре “Методы и средства научных исследований” (Москва, Россия, 2020); IV, V

International Baltic Conference on Magnetism (IBCM-2021, Светлогорск, Россия, 2021; IBCM-2023, Светлогорск, Россия, 2023); International Conference “Functional Materials” (ICFM-2021, Алушта, Крым, Россия, 2021); XVI Международной научно-технической конференции “Оптические методы исследования потоков” (Москва, Россия, 2021); XIV международной конференции “Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации” (ARMIMP-2021, Астрахань, Россия, 2021); XXIII, XXIV, XXV, XXVI Международных симпозиумах “Нанопизика и наноэлектроника” (Нижний Новгород, 2019; 2020; 2021; 2022), Sixth Asian School-Conference on Physics and Technology of Nanostructured Materials (ASCO NANOMAT 2022, Владивосток, Россия, 2022); 3th, 4th, 5th, 6th, 8th, 9th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures “Saint Petersburg OPEN” (Санкт-Петербург, Россия, 2016, 2017, 2018, 2019, 2021, 2022); XVI, XVII, XIX Международных конференциях “Электромеханика, Электротехнологии, Электротехнические материалы и Компоненты” (МКЭЭЭ, Алушта, Крым, Россия, 2016, 2018, 2022).

Результаты работы также обсуждались на семинарах кафедры экспериментальной физики и научно-исследовательского центра функциональных материалов и нанотехнологий Физико-технического института ФГАОУ ВО «КФУ им. В.И. Вернадского» и научных конференциях профессорско-преподавательского состава, аспирантов, студентов и молодых учёных «Дни науки КФУ им. В.И. Вернадского».

По материалам выступлений опубликовано 53 тезиса [Б1 – Б53].

Публикации.

По теме диссертации опубликованы 26 статей в российских и зарубежных журналах, входящих в БД Scopus, Web of Science, RCSI и Перечень ВАК [A1 – A26], а также 4 патента на полезную модель [A27 – A30]. Результаты работы автора частично изложены в монографии [A31] в соавторстве с И.В. Дзедоликом и С.В. Томилиным, а также в главе книги [A32]. Список публикаций приведен в конце диссертации.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, благодарностей и списков использованных источников, основных и дополнительных публикаций по теме диссертации. Общий объем диссертации составляет 216 страниц, включая 100 рисунков и 6 таблиц. Список использованных источников содержит 158 наименований.

ГЛАВА 1

ФОТОННЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ: ПРОЕКТИРОВАНИЕ, СИНТЕЗ, ИССЛЕДОВАНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ

1.1 Влияние структурирования на оптические, магнитные и магнитооптические свойства

1.1.1 Магнитооптические пленки ферритов-гранатов

ВЗФГ являются наиболее распространенными и широко известными МО материалами, используемыми в устройствах фотоники, плазмоники, интегральной оптики, волоконно-оптических линий связи, сенсорики и МО визуализации [1 – 3, 5, 25 – 29]. Различные составы ВЗФГ, синтезируемые в ФГАОУ ВО «КФУ им. В.И. Вернадского» и области их применения представлены на рис. 1.1 [A1].

Разнообразие оптических, магнитных и МО свойств ВЗФГ диктуется широкими возможностями варьирования состава гранатовой структуры [30 – 38]. Наличие трех кристаллографических подрешеток (тетраэдрической, октаэдрической, додекаэдрической) в гранатовой структуре позволяет внедрять различные ионы, существенно влияющие на свойства граната. Так, ионы Bi^{3+} и Ce^{4+} замещая додекаэдрические позиции в различных ферритах-гранатах ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) значительно усиливают МО эффекты (эффекты Фарадея, Керра, Фохта и т.п.). Разбавление Al^{3+} и Ga^{3+} в тетраэдрической и октаэдрической подрешетках приводит к уменьшению намагниченности и температуры Кюри феррита-граната, появлению температуры компенсации.

Усиление МО эффектов с ростом содержания Bi происходит в результате увеличения спин-орбитального взаимодействия, ответственного за расщепление энергетических уровней Fe^{3+} [32, 33]. Возникающие электро-дипольные переходы формируют диамагнитные формы линии спектров гиротропных эффектов [32].

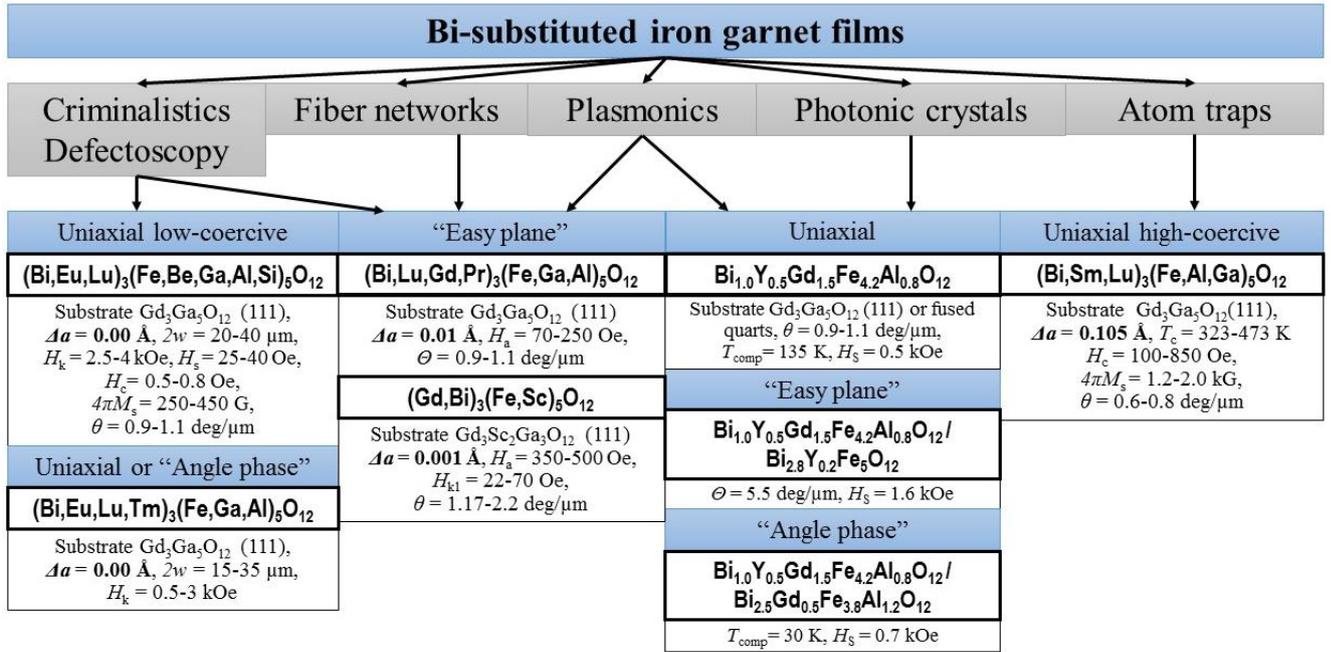


Рисунок 1.1 – Области применения и физические параметры пленок ВЗФГ [A1].

Обозначения: $2w$ – период доменной структуры; H_k – поле одноосной анизотропии, H_s – поле насыщения; H_c – коэрцитивности; $4\pi M_s$ – намагниченность насыщения; θ – абсолютное значение угла фарадеевского вращения на длине волны $\lambda = 655 \text{ нм}$; H_a – поле плоскостной анизотропии; T_c и T_{comp} – температуры Кюри (Нееля) или компенсации, Δa – параметр рассогласования кристаллических решеток пленки и подложки

Феноменологически МО активность ВЗФГ кубической симметрии с произвольно ориентированным вектором намагниченности описывается с использованием тензора диэлектрической проницаемости следующего вида $\hat{\epsilon}_M$:

$$\hat{\epsilon}_M = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & -ig \cos \gamma & ig \sin \gamma \sin \beta \\ ig \cos \gamma & \epsilon_{xx} & -ig \sin \gamma \cos \beta \\ -ig \sin \gamma \sin \beta & ig \sin \gamma \cos \beta & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

Здесь учтены только линейные по намагниченности члены, g – модуль вектора гирации, который задает МО активность (гиротропные свойства), γ – угол между осью z и направлением намагниченности, β – угол между проекцией намагниченности на плоскость xOy и осью x . При наличии поглощения все компоненты тензора являются комплексными величинами:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon'_{xx} + i\varepsilon''_{xx}, \varepsilon_{zz} = \varepsilon'_{zz} + i\varepsilon''_{zz}, g = g' + ig''. \quad (1.2)$$

Разницей между компонентами ε_{xx} и ε_{zz} можно пренебречь при температурах ниже T_C . Решением уравнений Максвелла в случае $\hat{\varepsilon}_M$ (1.2) являются две эллиптически-поляризованные волны. Компоненты тензора $\hat{\varepsilon}_M$ и реально измеряемые экспериментальные величины можно связать в случае нормального прохождения света через слой ВЗФГ следующим образом

$$\varepsilon'_{xx} = n^2 - \kappa^2, \varepsilon''_{xx} = 2 \cdot n \cdot \kappa, \quad (1.3)$$

$$g' = (-\lambda / \pi) \cdot \left(n \Theta_F + \frac{1}{4} \kappa \Delta \alpha \right), \quad (1.4)$$

$$g'' = (-\lambda / \pi) \cdot \left(\Theta_F \kappa - \frac{1}{4} n \Delta \alpha \right), \quad (1.5)$$

где λ – длина волны света в вакууме, n – показатель преломления, κ – коэффициент затухания, Θ_F – удельный угол фарадеевского вращения, $\Delta \alpha$ – магнитный круговой дихроизм. Эллиптичность и магнитный круговой дихроизм связаны соотношением:

$$\Delta \alpha = \alpha^+ - \alpha^- = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot (\kappa^+ - \kappa^-) = \frac{4\pi \cdot \Delta \kappa}{\lambda} \text{ [см}^{-1}\text{]}. \quad (1.6)$$

$$\tan \psi_F = \Delta \alpha \cdot h / 4, \quad (1.7)$$

где h – толщина пленки.

В зависимости от метода синтеза пленки ВЗФГ могут образовываться в монокристаллическом или поликристаллическом виде. Монокристаллические ВЗФГ могут быть получены методом жидкофазной эпитаксии [40 – 50], поликристаллические – различными методами вакуумного напыления [9, 13, 14, 52 – 54]. Именно вакуумноосажденные пленки используют для формирования многослойных МО активных наноструктур. Согласно исследованиям [55] такие пленки состоят из кристаллитов размером около 40-50 нм, кристаллическая и магнитная ориентация которых могут отличаться (рис. 1.2). С другой стороны, пленки проявляют анизотропию свойств в зависимости от состава и материала слоя или подложки, на которых происходила кристаллизация [13, 51].

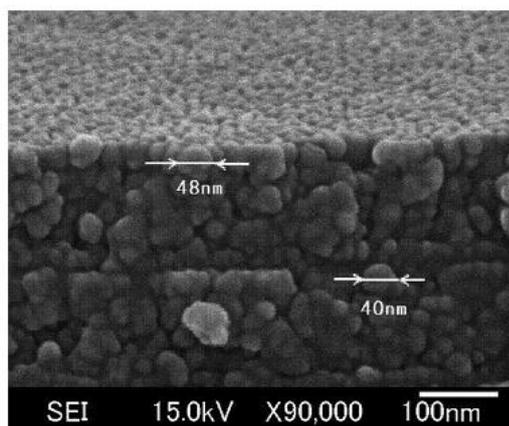


Рисунок 1.2 – РЭМ-изображение торца пленки ВЗФГ $\text{Bi}_{1,3}\text{Dy}_{0,7}\text{Y}_{1,0}\text{Fe}_{3,1}\text{Al}_{1,9}\text{O}_{12}$, синтезированной с использованием вакуумного напыления [55]

1.1.2 Магнитооптически активные наноструктуры

Изготовление наноструктур позволяет значительно усилить МО эффекты, наблюдаемые в отдельных МО активных компонентах. В таких случаях электромагнитное поле световой волны концентрируется в МО активных компонентах наноструктур за счет возникновения локализованных состояний [5, 25, 56 – 59], волноводных мод [60 – 63], ППП и локализованных плазмонов [2, 5, 7, 8, 64 – 69].

Наиболее широко исследовано усиление эффекта Фарадея, заключающегося в преобразовании поляризации электромагнитной волны при прохождении через намагниченное вещество. Эффект открыт в 1846 г. М. Фарадеем [33, 70]. Эффект характеризуется углом фарадеевского вращения, который описывает поворот плоскости поляризации света, происходящий при прохождении света вдоль (либо против) направления вектора намагниченности. В этом случае решениями уравнений Максвелла с использованием тензора $\hat{\epsilon}_M$ являются две циркулярно-поляризованные волны [33]. Эффект Фарадея является нечетными по намагниченности и невзаимным.

Усиление эффекта Фарадея в наноструктурах чаще всего связано с увеличением МО вклада за счет возникновения чисто оптических эффектов. Например, в 1D МФК – за счет возникновения многопроходного режима и увеличения оптической длины пути. В магнитоплазменных наноструктурах [71 – 73] или многослойных структурах при наклонном падении [11, 74] – в результате наличия оптических эффектов анизотропии, относительного изменения коэффициента отражения s- и р- поляризаций. Комбинация МО и оптических механизмов в каждом новом случае приводит к возникновению уникального характера спектральных зависимостей МО эффектов [2, 5, 11, 23, 74, 76].

В 1D МФК в зависимости от параметров структурирования, задающих интерференционные условия, возникают резкие резонансы с определенной длиной волны, которые проявляются в резком увеличении коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения. Впервые усиление эффекта Фарадея в 1D МФК было продемонстрировано группой М. Иноуэ [1, 77, 78]. Наибольшие значения усиления угла фарадеевского вращения по сравнению с используемыми в наноструктурах МО слоями были продемонстрированы для микрорезонаторных наноструктур. Для наноструктуры $(\text{Si}/\text{SiO}_2)^3/\text{ВЗФГ}/(\text{SiO}_2/\text{Si})^3$ на резонансной длине волны $\lambda_R = 1310$ нм коэффициент усиления эффекта Фарадея составил $t \approx 100$ раз [79]. Локализованное состояние, формируемое при многократном прохождении микрорезонаторной наноструктуры внутри полости резонатора, называют также модой Фабри-Перо [1]. В данном случае максимальная интенсивность световой волны сосредоточена в окрестности полости резонатора.

Кроме этого, усиление эффекта Фарадея с резкими резонансными особенностями происходит при формировании так называемых поверхностных состояний – оптических таммовских состояний (ОТС). Для данных состояний интенсивность электромагнитной волны экспоненциально затухает по обе стороны от границы раздела фотонного кристалла [1, 80, 81]. ОТС является нераспространяющимся поверхностным состоянием. Термин «таммовское состояние» был заимствован из физики твердого тела [80 – 83]. ОТС возникает на границах между двух разных фотонных кристаллов с перекрывающимися ФЗЗ или

между фотонными кристаллами и изотропной средой с отрицательной диэлектрической проницаемостью ($\epsilon < 0$). Во втором случае формируется связанная мода стоячих поверхностных электромагнитных волн и поверхностных плазмонных колебаний – ТПП [84]. ТПП имеет много общего с ППП и поверхностными электромагнитными волнами в фотонных кристаллах [80 – 89]. Однако, ТПП может возбуждаться, как s-, так и p-поляризациями падающих световых волн. Возбуждение ТПП не требует призмных или дифракционных методов. Первое экспериментальное наблюдение ТПП описано в [84]. О влиянии возбуждения ТПП на свойства МФК сообщается в работах [1, 7, 80, 81]. Такие МФК получили название «таммовские» наноструктуры [1]. На рис. 1.3 представлены РЭМ-изображения, распределения диэлектрической постоянной и амплитуды электрического поля электромагнитной волны на резонансных длинах волн таммовской наноструктуры кварцевая подложка / $[\text{SiO}_2 / \text{ВЗФГ}]^5 / \text{Au}$ [7]. На рис. 1.4 – спектры коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения.

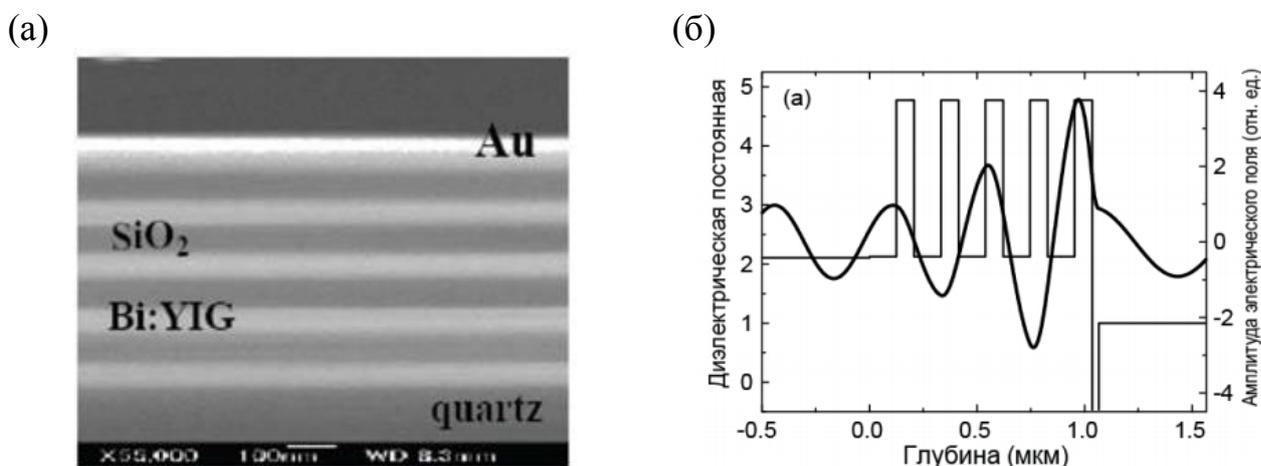


Рисунок 1.3 – РЭМ-изображение торца (а) и распределение диэлектрической постоянной и амплитуды электрического поля внутри наноструктуры кварцевая подложка / $[\text{SiO}_2 / \text{ВЗФГ}]^5 / \text{Au}$ [7]

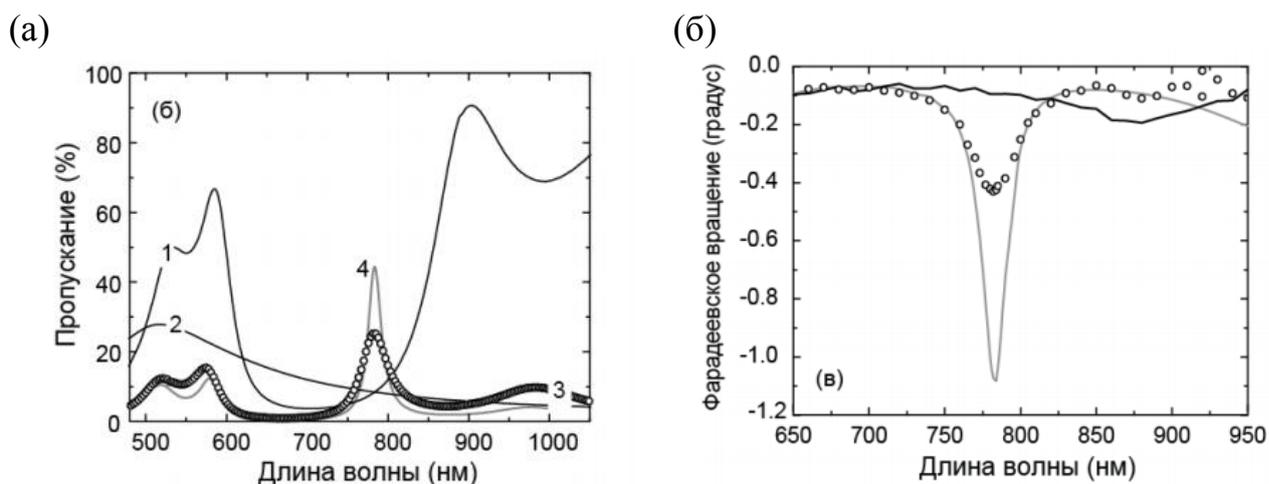


Рисунок 1.4 – Спектры коэффициента пропускания (а) и угла фарадеевского вращения (б) таммовской наноструктуры кварцевая подложка / $[\text{SiO}_2 / \text{ВЗФГ}]^5 / \text{Au}$ [7]

Интерес представляют случаи возбуждения нескольких мод внутри наноструктур [90 – 92]. Например, таммовские наноструктуры позволяют формировать гибридные состояния мод ТПП и Фабри-Перо [91], ТПП и ППП [89, 90]. Одновременное формирование ОТС и локализованного состояния, аналогичного дефектной моде, внутри слоя диэлектрического нанокompозита с металлическими наночастицами было продемонстрировано в [92]. Резонансное пересечение мод ТПП и ППП в таммовской структуре кварцевая подложка/ $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5/\text{Au}$ в работе [93] было использовано для увеличения чувствительности оптических биосенсоров. На рис. 1.5 показаны геометрия эксперимента и оптический и МО отклик наноструктуры на изменение показателя преломления среды. В Главе 4, п. 4.4.1 представлен детальный обзор исследований гибридного состояния ТПП и ППП.

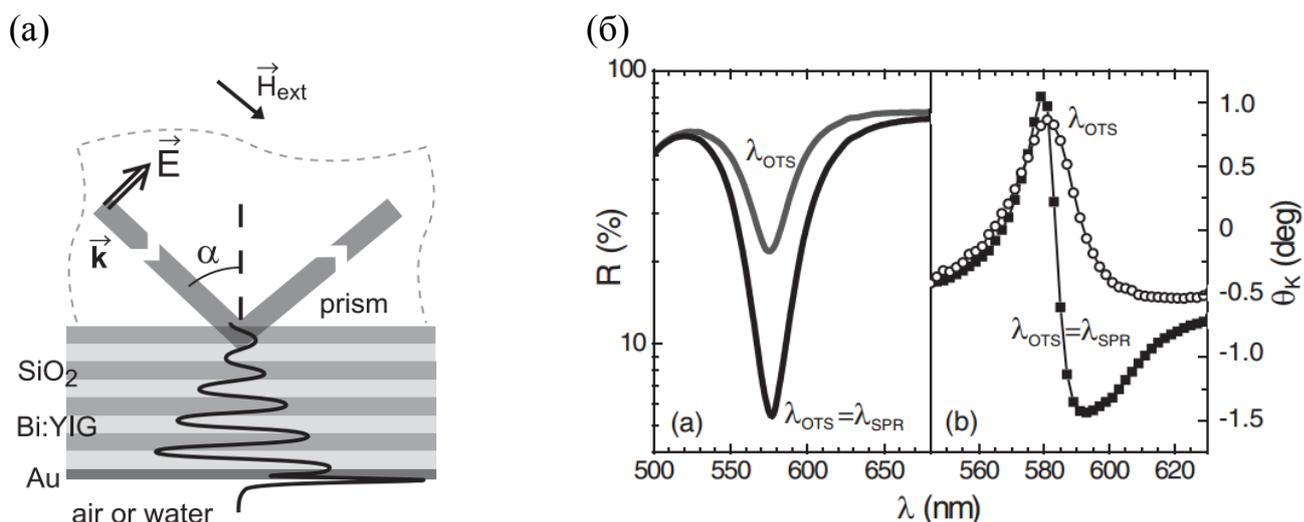


Рисунок 1.5 – Схематичное изображение геометрии наблюдения гибридной моды ТПП и ППП. Изменения коэффициента отражения (а) и угла вращения при полярном эффекте Керра (б) таммовской наноструктуры кварцевая подложка / $[\text{SiO}_2 / \text{ВЗФГ}]^5 / \text{Au}$ для угла падения $\alpha = 45^\circ$ при пересечении и разделении мод ТПП и ППП. Используемые среды – воздух (черная линия и квадраты) и вода (серая линия и круги) [7]

К достижениям в области совершенствования технологии получения 1D МФК можно отнести изготовление наноструктур только на основе слоев со структурой граната [11, 94 – 97] и синтез наноструктур с двухслойными пленками ВЗФГ [12, 13, 98]. Данные наноструктуры отличаются более высокими значениями углов фарадеевского вращения в сравнении со структурами 1D МФК, предложенных группой японских ученых.

1D МФК на основе слоев со структурой граната (например, $[\text{ВЗФГ} / \text{СГГ}]^5 / \text{ВЗФГ}^2 / [\text{СГГ} / \text{ВЗФГ}]^5$) формируются в процессе импульсного лазерного осаждения слоев на горячую подложку при температурах выше 500°C . При данных условиях рост слоев происходит эпитаксиально с наследием кристаллической структуры подложки. На рис. 1.6 представлены спектры коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения такой наноструктуры в зависимости от угла падения света на наноструктуру из работы [11]. В данной работе впервые представлены исследования наклонного падения света на МФК.

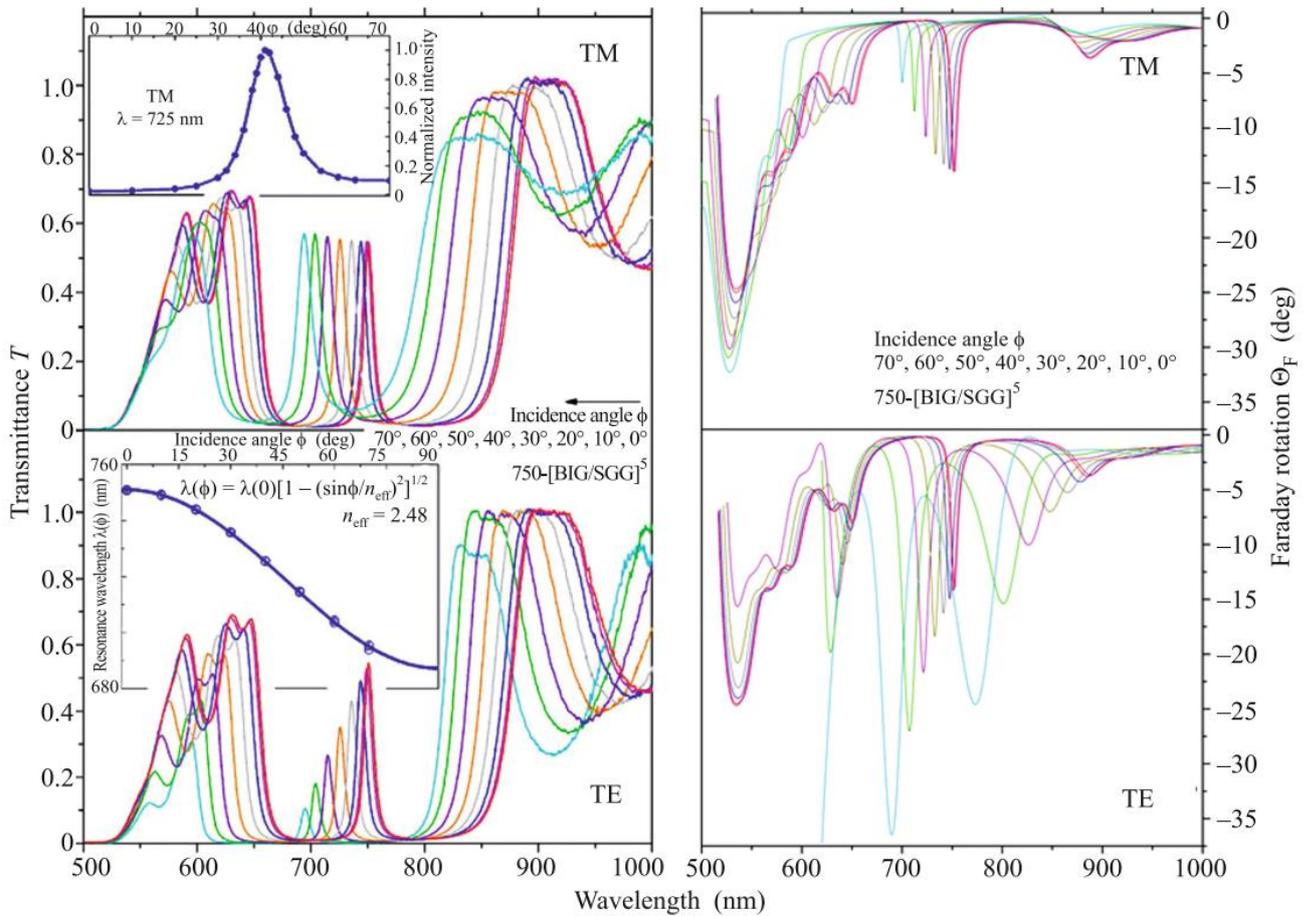


Рисунок 1.6 – Коэффициент пропускания и угол фарадеевского вращения p (TM) и s (TE) поляризации в МФК $[ВЗФГ / СГГ]^5 / ВЗФГ^2 / [СГГ / ВЗФГ]^5$ с резонансной длиной волны $\lambda_R = 750$ нм при различных углах падения ϕ . Вставки на рисунках слева: (вверху) – угловая зависимость нормированного коэффициента пропускания для ТМ-поляризации на $\lambda = 725$ нм; (внизу) – угловая зависимость резонансной длины волны коэффициента пропускания $\lambda_R(\phi)$ для s - и p -поляризации, аппроксимированных формулой Фабри–Перо [11]

Наклонное падение света на магнитные пленки и наноструктуры вносит некоторые спектральные особенности МО эффектов, связанные с более низкими значениями коэффициентов Френеля p -поляризованного света по сравнению с s -поляризованным. В результате различия коэффициентов Френеля, s - и p -поляризованный свет будут по-разному интерферировать внутри структуры и формировать состояния с различной степенью локализации. Состояние s -

поляризованного света будет более добротным, чем р-состояние [11, 23, 75, 76, 99]. В соответствии с этим, если s-поляризация лучше локализуется внутри резонатора, то для нее будут наблюдаться большие значения угла фарадеевского вращения, что и представлено на рис. 1.6.

В работах [12, 100] были предложены, синтезированы и исследованы МФК на основе двухслойных пленок ВЗФГ $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m/\text{M1}/\text{M2}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^m$ ($m = 4, 7$). РЭМ-изображение сечения наноструктуры представлено на Рис. 1.7 (а). Здесь М1 и М2 – ВЗФГ состава $\text{Vi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$ и $\text{Vi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, соответственно. Использование двухслойной пленки диктуется необходимостью формирования гранатовой фазы с высоким содержанием Vi внутри резонатора. Так как подобные структуры синтезируют на холодные подложки, а ВЗФГ в них кристаллизуется отжигом, то кристаллизации ВЗФГ с высоким содержанием Vi без подслоя с низким содержанием Vi не происходит. Для данных наноструктур были получены рекордные значения угла фарадеевского вращения $\Theta_F = -20,6^\circ$ ($-66^\circ/\mu\text{км}$) для $m = 7$ и МО добротности $Q_{\text{МО}} = 15,1^\circ$ для $m = 4$ (рис. 1.7, б, в).

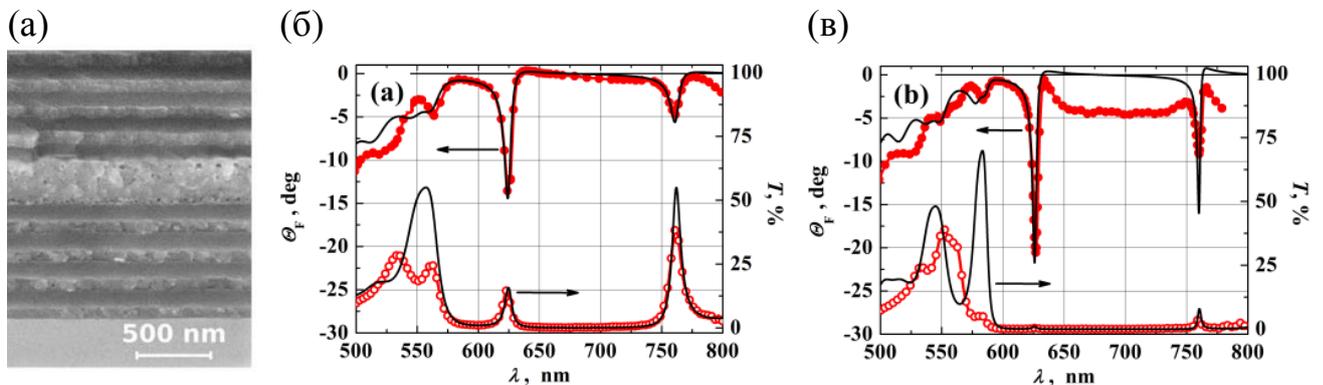


Рисунок 1.7 – РЭМ-изображение сечения МФК $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m/\text{M1}/\text{M2}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^m$, $m = 4$ (а). Экспериментальные (линии и символы) и расчетные (линии) спектры коэффициента пропускания и фарадеевского вращения МФК с $m = 4$ (б) и $m = 7$ (в)

[100, 101]

МО добротность наноструктуры $Q_{\text{МО}}$ [102] определена следующим образом

$$Q_{\text{МО}} = -2 |\Theta_F| / \ln(K_t) [^\circ], \quad (1.8)$$

где Θ_F – угол фарадеевского вращения, K_t – коэффициент пропускания.

МО добротность показывает, насколько оптимально соотношение между коэффициентом пропускания и углом фарадеевского вращения с точки зрения дальнейшего применения наноструктуры.

Кроме эффекта Фарадея, широко исследуются МО эффекты, связанные с изменением интенсивности отраженного или прошедшего света, называемые интенсивностными эффектами. Они также, как и эффект Фарадея, используются в приборах интегральной оптики для создания оптических невзаимных элементов [1, 33, 103], детекторов спиновых волн [104], химических сенсоров и биосенсоров [6, 105 – 108, 111], магнитометров [8, 112 – 115] и визуализации магнитной структуры [116, 117].

Существует несколько механизмов, приводящих к МО модуляции интенсивности при различных конфигурациях внешнего магнитного поля и света. Наиболее известным и изученным является интенсивностный экваториальный эффект Керра, открытый в 1896 г. [118, 119]. Эффект определяется через относительное изменение коэффициента отражения или пропускания образца при перемагничивании в экваториальной конфигурации. В гладких магнитных пленках эффект возникает из-за влияния внешнего магнитного поля на граничные условия. Типичные значения модуляции интенсивности составляют менее 0,1 %. Экваториальный эффект Керра наблюдается только при наклонном падении р-поляризованного света. В наноструктурированных материалах, сочетающих гиротропные и плазмонные свойства, экваториальный эффект Керра значительно увеличивается до десятков процентов за счет возбуждения поверхностных или распространяющихся мод с невзаимным сдвигом дисперсии [120 – 129]. Значительное усиление экваториального эффекта Керра было продемонстрировано в полностью диэлектрических наноструктурах [62, 130]. Недавно подобный эффект в поперечной конфигурации наблюдался и для s-поляризованного света из-за особенностей распределения света с данной поляризацией внутри наноструктуры [60, 114, 131 – 133].

В меридиональной и полярной конфигурациях в отраженном свете для произвольной линейной (р + s) поляризации при наклонном падении возникают два

интенсивностных линейных по намагниченности МО эффекта. Эти эффекты возникают из-за различия коэффициентов Френеля для р- и s-поляризованного света и, как следствие, различия в интенсивностях отраженного света с произвольной линейной поляризацией при МО вращении по и против часовой стрелки. Интенсивностные эффекты наблюдались только в монокристаллических пленках ферритов-гранатов Y и Bi, пленках Fe, Ni, гематита Fe_2O_3 и ортоферрита иттрия YFeO_3 [24] и по величине не превышали 0,1%. Оба эффекта в меридиональной и полярной конфигурациях нечетны не только по намагниченности, но и по углу отклонения плоскости поляризации от р- и s-поляризованных состояний.

В то же время для определенных конфигураций могут проявляться квадратичные по намагниченности эффекты. Ориентационный эффект, возникающий из-за разных показателей преломления линейно поляризованного света в двух ортогональных плоскостных конфигурациях (меридиональной и экваториальной), довольно мал, однако, наблюдается в различных ферромагнетиках [134, 135]. Более сильный эффект, так называемый продольный магнитофотонный интенсивностный эффект, недавно наблюдался в наноструктурированных ферритах-гранатах из-за возбуждения волноводных мод и преобразования поляризации мод в среде с плоскостной намагниченностью [73, 123].

Особенности распределения р- и s-поляризованных компонент внутри тонких пленок и многослойных наноструктур при больших углах падения, близких к углу Брюстера, приводят к ряду новых интересных эффектов [11, 23, 76]. Так, в работе [23] теоретически предсказана способность включения и выключения интенсивности проходящего света при перемагничивании из экваториальной в полярную конфигурацию для магнитофотонного кристалла, поддерживающего связанные состояния в континууме. Несмотря на то, что в этом случае модуляция была достаточно высокой, реализовать такой эффект на практике довольно сложно.

Таким образом, различные наноструктуры с МО активными компонентами позволяют модифицировать уже известные МО эффекты и создать новые особенности преобразования состояния поляризации света при перемагничивании.

1.2 Методы расчета свойств наноструктур

1.2.1 Расчет коэффициентов пропускания и отражения, углов вращения плоскости поляризации

Для расчета оптических и МО спектров был использован метод матриц переноса 4×4 в вариантах, описанных в работах [77], [137] и [138 – 139]. В данном подразделе представлен обобщённый метод матриц переноса, в котором определение собственных мод в слоях наноструктуры осуществляется с использованием подходов Берремана (Berreman) [140] и Ли (Li) [141], матрицы границ слоев и переноса всей наноструктуры формируются согласно работам Сюй (Xu) [142] и Лин-Чунг (Lin-Chung) и Тейтлер (Teitler) [143], коэффициенты пропускания и отражения записаны согласно работам Ёе (Yeh) [144]. Метод учитывает угол падения света на структуру θ , состояние поляризации падающей световой волны Ψ_0 , определяемое углом между плоскостью падения и вектором поляризации, анизотропию и гирацию слоев структуры. Метод был предложен в работах [138 – 139] и обобщен для произвольного состояния поляризации Ψ_0 . Программный алгоритм для расчета свойств наноструктур был составлен в ПО Matlab.

Исходная система координат выбрана так, что ось z перпендикулярна плоскости наноструктуры. Исследуемая наноструктура состоит из N слоев. Каждый слой обладает какой-то толщиной h_i , где i – индекс, обозначающий номер слоя. Толщина структуры D представляет собой сумму всех толщин слоев:

$$D = \sum_{i=1}^N h_i. \quad (1.9)$$

Для каждого слоя взаимодействие света описывается тензором диэлектрической проницаемости вида

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{xz} & \varepsilon_{yz} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

Падающий луч распространяется в плоскости $x - 0 - z$ в направлении от верхнего слоя структуры к нижнему, граничащему с подложкой. Соответственно, волновой вектор представлен как

$$\begin{aligned} \vec{k}_i &= (k_x; 0; k_z), \\ k_x &= \sqrt{\varepsilon_{i=0}} \cdot \sin \theta. \end{aligned} \quad (1.11)$$

В данном случае $\varepsilon_{i=0}$ является тензором среды, из которой луч падает на наноструктуру.

В предположении, что на наноструктуру падает монохроматическая волна, для каждого слоя уравнения Максвелла могут быть записаны с использованием матрицы 6×6 :

$$\hat{R} \cdot \hat{G} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -\partial/\partial z & \partial/\partial y \\ 0 & 0 & 0 & \partial/\partial z & 0 & -\partial/\partial x \\ 0 & 0 & 0 & -\partial/\partial y & \partial/\partial x & 0 \\ 0 & \partial/\partial z & -\partial/\partial y & 0 & 0 & 0 \\ -\partial/\partial z & 0 & \partial/\partial x & 0 & 0 & 0 \\ \partial/\partial y & -\partial/\partial x & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \\ H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} = -i \cdot \omega \cdot \begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \\ B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} = -i \cdot \omega \cdot \hat{C}, \quad (1.12)$$

$$\hat{C} = \hat{M} \cdot \hat{G} = \begin{pmatrix} \hat{\varepsilon} & \hat{\rho}_1 \\ \hat{\rho}_2 & \hat{\mu} \end{pmatrix} \cdot \hat{G}, \quad (1.13)$$

где $\hat{\rho}_1$ и $\hat{\rho}_2$ – тензора, описывающие оптическое вращение; $\hat{\mu}$ – тензор магнитной проницаемости слоя.

В случае исследований чисто линейных эффектов, выделив пространственную часть \hat{G} , записанное уравнение можно упростить до вида

$$\frac{\partial}{\partial z} \Phi = i \cdot \frac{\omega}{c} \Delta \Phi, \quad (1.14)$$

$$\Phi = \begin{pmatrix} E_x \\ H_y \\ E_y \\ -H_x \end{pmatrix}, \quad (1.15)$$

где Φ – это безразмерный вектор состояния световой волны; Δ – матрица 4 x 4, компоненты которой определяются через компоненты матрицы \hat{M} . Выражения для компонент Δ приведены в [138 – 139].

Для каждого слоя структуры существует собственное решение, то есть собственные моды, которые могут быть найдены в результате решения уравнения вида

$$q_{ij} \cdot \Delta(i) = \Phi_{ij} \cdot \Delta(i). \quad (1.16)$$

Осуществив сортировку решений уравнений (1.16) по волнам, распространяющимся в двух противоположных направлениях (прошедшие и отраженные), в приближении $\hat{\mu} = \mu \cdot \hat{1}$, $\hat{\rho}_1 = \hat{\rho}_2 = \hat{0}$ можно записать вектора электрического поля четырех мод в виде

$$\vec{\gamma}_{ij} = \begin{pmatrix} \gamma_{ij1} \\ \gamma_{ij2} \\ \gamma_{ij3} \end{pmatrix}. \quad (1.17)$$

Выражения для γ_{ijk} каждого слоя структуры приведены в [138 – 139] и могут быть получены, зная q_{ij} , $\hat{\mu}$, $\hat{\varepsilon}$, и k_x . Именно через компоненты γ_{ijk} записывается выражение матрицы переноса слоя, которая представляет собой произведение матриц

$$\hat{T}_i = \hat{A}_i \cdot \hat{P}_i \cdot \hat{A}_i^{-1}, \quad (1.18)$$

где матрица \hat{A}_i представляет собой матрицу, преобразующую вектор состояния электромагнитной волны в базисе решений i -того слоя (матрица границы), а матрица \hat{P} является матрицей распространения слоя.

$$\hat{A}_i = \begin{pmatrix} \gamma_{i11} & \gamma_{i21} & \gamma_{i31} & \gamma_{i41} \\ \gamma_{i12} & \gamma_{i22} & \gamma_{i32} & \gamma_{i42} \\ \frac{q_{i1} \cdot \gamma_{i11} - k_x \cdot \gamma_{i13}}{\mu_i} & \frac{q_{i2} \cdot \gamma_{i21} - k_x \cdot \gamma_{i23}}{\mu_i} & \frac{q_{i3} \cdot \gamma_{i31} - k_x \cdot \gamma_{i33}}{\mu_i} & \frac{q_{i4} \cdot \gamma_{i41} - k_x \cdot \gamma_{i43}}{\mu_i} \\ \frac{q_{i1} \cdot \gamma_{i12}}{\mu_i} & \frac{q_{i2} \cdot \gamma_{i22}}{\mu_i} & \frac{q_{i3} \cdot \gamma_{i32}}{\mu_i} & \frac{q_{i4} \cdot \gamma_{i42}}{\mu_i} \end{pmatrix}, \quad (1.19)$$

$$\hat{P}_i = \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\omega}{c}q_{i1}h_i} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\omega}{c}q_{i1}h_i} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\frac{\omega}{c}q_{i1}h_i} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-i\frac{\omega}{c}q_{i1}h_i} \end{pmatrix}. \quad (1.20)$$

Матрица переноса всей системы, включая среду, из которой луч света падает на структуру, и среду, в которую луч света выходит из структуры, записывается в виде:

$$\hat{\Gamma}_N = \hat{A}_0^{-1} \cdot \prod_{i=1}^N T_i \cdot \hat{A}_i^{-1}. \quad (1.21)$$

Учитывая граничные условия в системе, решение для всей системы находится из уравнения

$$\vec{\Lambda}_0^- = \Gamma_N \cdot \vec{\Lambda}_{N+1}^+, \quad (1.22)$$

где $\vec{\Lambda}_0^-$ – вектор состояния электромагнитной волны на границе первого слоя структуры $i = 1$ и среды, из которой луч света падает на структуру с $i = 0$; $\vec{\Lambda}_{N+1}^+$ – вектор состояния электромагнитной волны на границе последнего слоя структуры $i = N$ и среды, в которую луч света выходит из структуры, $i = N + 1$.

При этом вектор состояния электромагнитной волны уже имеет форму:

$$\vec{\Lambda} = \begin{pmatrix} E_t^{p/o} \\ E_t^{s/e} \\ E_r^{p/o} \\ E_r^{s/e} \end{pmatrix}, \quad (1.23)$$

где t и r – обозначают амплитуды прошедшей и отраженной волны, соответственно; p и s – амплитуды р- и s-поляризованных волн, соответственно, в случае изотропных сред; o и e – амплитуды обыкновенной или необыкновенной волны, соответственно, в случае оптически анизотропной среды или амплитуды право- и левоциркулярно (эллиптически) поляризованных волн, соответственно, в случае гиротропной среды.

Коэффициент пропускания K_t и отражения K_r структуры определяются через компоненты матрицы переноса всей структуры $\hat{\Gamma}_N$ следующим образом:

$$t_{ss} = \frac{\Gamma_{11} \cdot \sin \Psi_0}{\Gamma_{22} \cdot \Gamma_{11} - \Gamma_{21} \cdot \Gamma_{12}}, \quad t_{sp} = \frac{-\Gamma_{12} \cdot \sin \Psi_0}{\Gamma_{22} \cdot \Gamma_{11} - \Gamma_{21} \cdot \Gamma_{12}}, \quad (1.24)$$

$$t_{ps} = \frac{\Gamma_{21} \cdot \cos \Psi_0}{\Gamma_{12} \cdot \Gamma_{21} - \Gamma_{11} \cdot \Gamma_{22}}, \quad t_{pp} = \frac{-\Gamma_{22} \cdot \cos \Psi_0}{\Gamma_{12} \cdot \Gamma_{21} - \Gamma_{11} \cdot \Gamma_{22}}, \quad (1.25)$$

$$r_{sp} = \frac{\Gamma_{32} \cdot \Gamma_{11} - \Gamma_{21} \cdot \Gamma_{31}}{\Gamma_{22} \cdot \Gamma_{11} - \Gamma_{21} \cdot \Gamma_{12}} \cdot \sin \Psi_0, \quad r_{ss} = \frac{\Gamma_{42} \cdot \Gamma_{11} - \Gamma_{41} \cdot \Gamma_{12}}{\Gamma_{22} \cdot \Gamma_{11} - \Gamma_{21} \cdot \Gamma_{12}} \cdot \sin \Psi_0, \quad (1.26)$$

$$r_{pp} = \frac{\Gamma_{32} \cdot \Gamma_{21} - \Gamma_{31} \cdot \Gamma_{22}}{\Gamma_{12} \cdot \Gamma_{21} - \Gamma_{11} \cdot \Gamma_{22}} \cdot \cos \Psi_0, \quad r_{ps} = \frac{\Gamma_{42} \cdot \Gamma_{21} - \Gamma_{41} \cdot \Gamma_{22}}{\Gamma_{12} \cdot \Gamma_{21} - \Gamma_{11} \cdot \Gamma_{22}} \cdot \cos \Psi_0. \quad (1.27)$$

$$K_{tp} = |t_{pp}|^2 + |t_{sp}|^2, \quad K_{rp} = |r_{pp}|^2 + |r_{sp}|^2, \quad K_{ts} = |t_{ps}|^2 + |t_{ss}|^2, \quad K_{rs} = |r_{ps}|^2 + |r_{ss}|^2, \quad (1.28)$$

$$K_t = K_{ts} + K_{tp}, \quad K_r = K_{rs} + K_{rp}. \quad (1.29)$$

Значения углов вращения плоскости поляризации прошедшей Θ_t и отраженной Θ_r от наноструктуры электромагнитной волны находятся, зная амплитуды прошедшей и отраженной волн:

$$\Theta_t = \frac{90^\circ}{\pi} \cdot \arctg \left(\frac{2 \cdot \operatorname{Re} \chi_t}{1 - |\chi_t|^2} \right), \quad \Theta_r = \frac{90^\circ}{\pi} \cdot \arctg \left(\frac{2 \cdot \operatorname{Re} \chi_r}{1 - |\chi_r|^2} \right), \quad (1.30)$$

$$\chi_t = \frac{t_p \cdot \sin \Psi_0 + t_s \cdot \cos \Psi_0}{t_p \cdot \cos \Psi_0 + t_s \cdot \sin \Psi_0}, \quad \chi_r = \frac{r_p \cdot \sin \Psi_0 + r_s \cdot \cos \Psi_0}{r_p \cdot \cos \Psi_0 + r_s \cdot \sin \Psi_0}. \quad (1.31)$$

Эллиптичность прошедшей ψ_t и отраженной ψ_r от наноструктуры электромагнитной волны принимает вид

$$\psi_t = \frac{90^\circ}{\pi} \cdot \arcsin \left(-\frac{2 \cdot \text{Im} \chi_t}{1 + |\chi_t|^2} \right), \quad \psi_r = \frac{90^\circ}{\pi} \cdot \arcsin \left(-\frac{2 \cdot \text{Im} \chi_r}{1 + |\chi_r|^2} \right). \quad (1.32)$$

1.2.2 Расчет распределения интенсивности внутри наноструктур

Вычисления распределения амплитуды электрического поля электромагнитной волны внутри наноструктуры происходит по следующей процедуре. Распространение s- и p-поляризованных компонент рассматривается независимо, так как в средах с тензором диэлектрической проницаемости общего вида (1.10) происходит вращение плоскости поляризации света и смешивание s- и p-поляризованных компонент.

Начальной точкой расчетов являются значения амплитуд прошедшей и отраженной от наноструктуры волн, определяемые в результате решения (1.24) – (1.27) $(\vec{\Lambda}_{N+1}^+)_s$ и $(\vec{\Lambda}_{N+1}^+)_p$. Данные амплитуды – это амплитуды на границе «подложка $(N + 1)$ – слой N ». Далее с использованием матриц границ и матрицы распространения определяются значения амплитуд прошедших и отраженных волн внутри слоя N и на границе «слой N – слой $(N - 1)$ ». Полученные значения амплитуд на границе «слой N – слой $(N - 1)$ » используются в дальнейших вычислениях. Численные расчет продолжается до достижения границы «слой 1 – воздух». На основании найденных амплитуд вычисляются компоненты вектора напряженности электромагнитной волны $\vec{E} = \{E_x, E_y, E_z\}$ внутри наноструктуры. Все используемые для расчетов математические выкладки представлены в [138 – 139].

Интенсивность электромагнитной волны определяется согласно выражению:

$$I(z) = (\vec{E} \cdot \vec{E}^*), \quad (1.33)$$

где \vec{E}^* – сопряженный вектору \vec{E} вектор.

1.3 Экспериментальные методики синтеза и исследований структурно-морфологических, оптических и магнитооптических свойств

1.3.1 Синтез наноструктур

Для формирования наноструктур на основе ВЗФГ используют методы:

- жидкофазной эпитаксии в сочетании с химическим и электронным (или дополнительно ионным и плазмохимическим) травлением [40 – 50, 60, 61, 114, 131];
- импульсного лазерного осаждения [11, 94 – 97, 102];
- магнетронного распыления [52 – 54];
- реактивного ионно-лучевого распыления [12 – 14, 51, 98, 100].

В данной работе в основном исследовались наноструктуры, в которых основные МО активные слои были синтезированы методом реактивного ионно-лучевого распыления. Как и любой другой метод вакуумного распыления, данный метод позволяет создать условия, при которых происходит образование гранатовой фазы с высокой концентрацией V_i (более 1 ат./ф.е.). В процессе реактивного ионно-лучевого распыления происходят последовательно два процесса: бомбардировка керамической мишени заданного состава пучком ионов с энергией до 5000 эВ и осаждение распыляемого материала мишени на подложку (рис. 1.8).



Рисунок 1.8 – Схема синтеза слоев ВЗФГ [А31]. РИЛР – реактивное ионно-лучевое распыление

Осаждение происходит на холодные подложки (радиационный нагрев до 80°C), поэтому напыленные слои являются аморфными и не проявляют типичных для ВЗФГ свойств. С целью кристаллизации слоев используют отжиг на воздухе при атмосферном давлении и оптимальной для данного состава температурой отжига T_a . Для получения высококачественных образцов необходимо соблюдение оптимального режима синтеза, который определяется по достижению наиболее лучших характеристик одиночных слоев и наноструктур: соответствие состава слоя составу мишени, высоких значений коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения, низкой шероховатостью, необходимой магнитной анизотропией.

Для получения образцов, исследуемых в данной работе, были использованы мишени ВЗФГ следующих составов:

- M1: $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$;
- M2: $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$;

- М3: $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$;
- М4: $\text{Bi}_{2,3}\text{Dy}_{0,7}\text{Fe}_{4,2}\text{Ga}_{0,8}\text{O}_{12}$.

Мишени были изготовлены по традиционному керамическому методу [145], включающему следующие этапы:

- холодное прессование шихты при давлении 300 кг/см^2 ;
- первый твердофазный синтез на воздухе при атмосферном давлении и температурах от 800°C до 1000°C в течение 8 или 12 часов;
- измельчение, повторная гомогенизация и холодное прессование шихты;
- второй твердофазный синтез на воздухе при атмосферном давлении и температурах от 800°C до 1000°C в течение 8 или 12 часов.

Мишени были изготовлены в виде дисков диаметром 120 мм. Химический состав синтезированных мишеней и слоев изучали на растровом электронном микроскопе РЭМ-106, оснащенный энергодисперсионным спектрометром ЭДС-1. Параметры кристаллических решеток синтезированных слоев определяли на дифрактометре ДРОН-3.

Осаждение слоя проводилось на установке УРМ 3-279.014 в кислородно-аргоновой смеси (рис. 1.8) с использованием ионно-лучевого источника Холодок-1 с холодным катодом. Основными переменными параметрами для метода реактивного ионно-лучевого распыления являются температура подложки T_s , парциальные давления рабочих газов (аргон P_{Ar} и кислород P_{O_2}), остаточное давление P_b и ускоряющее напряжение U на аноде ионного источника и ток ионного пучка J . Эти параметры определяют скорость осаждения слоев r_D . Скорость r_D варьировалась от 4,8 до 10 нм/мин в зависимости от состава распыляемой мишени. Скорость r_D для слоев с высоким содержанием Bi была выше. Скорость r_D определялась временем осаждения t_s и толщиной уже синтезированных пленок h . Толщину пленок определяли с помощью поляризационно-интерференционного микроскопа Biolar PI, микроинтерферометра Линника МИИ-4, сканирующего зондового микроскопа Ntegra (НТ-МДТ) или рассчитывали по спектрам пропускания пленок.

Погрешность в толщине наносимых слоев не превышала 10 %. Толщина была определена уже на кристаллизованных слоях, то есть после осаждения слои подвергались кристаллизационному отжигу при температурах от 650°C до 710°C. В таблице 1.1 приведены основные параметры реактивного ионно-лучевого распыления и отжига для слоев ВЗФГ разного состава. В таблице τ_a – это длительность отжига.

Таблица 1.1 – Параметры синтеза слоев ВЗФГ

Состав	P_{Ar} , Торр	P_{O_2} , Торр	P_b , Торр	U , кВ	J , мА	T_s , °С	τ_a , мин	T_a , °С
М1	$5 \cdot 10^{-4}$	$0,5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-6}$	5	60	80	20	690
М2								680
М3								650
М4								700

С целью решения задачи кристаллизации слоёв ВЗФГ с содержанием Vi более 1 ат. /ф.е. на негранатовых подложках ряд авторов [12, 13, 98, 100, 146 – 148] предлагает двухэтапную технологию синтеза. В наших предыдущих исследованиях [12, 13] была показана эффективность данного метода при создании структур МФК с высокой МО активностью на основе зеркал Брэгга из SiO_2 и TiO_2 . Для получения двухслойной пленки на негранатовый слой осаждают ВЗФГ с низким содержанием Vi (до 1 ат./ф.е.) и отжигают при оптимальной температуре. Затем уже на сформированный первый слой напыляют второй слой с высоким содержанием Vi (выше 1,5 ат./ф.е.) и подвергают отжигу уже двухслойную пленку при другой оптимальной температуре с целью кристаллизации второго слоя. Стоит отметить, что формирования гранатовой фазы не происходит, если слой ВЗФГ с высоким содержанием Vi напылять и отжигать на поверхности негранатового слоя, например, SiO_2 . Таким образом, двухслойная пленка ВЗФГ была использована для достижения наиболее высокой МО эффективности МФК. В данном исследовании также использована данная технология только с целью повышения эффективности таммовских наноструктур.

Для экспериментов были использованы монокристаллические пластины гадолиний-галлиевого граната (ГГГ), кальций-магний-цирконий-гадолиний-галлиевого граната (Ca, Mg, Zr, Gd)₃Ga₅O₁₂ (КМЦГГГ) или кальций-ниобий-галлиевого граната (КНГГ).

Для формирования градиента толщины в синтезируемых наноструктурах применялся метод «тонкой заслонки» [149] (рис. 1.9). Метод состоит в создании области «полутени» при распылении материала на подложку. «Тонкая заслонка» с микрометрически заточенным краем помещается между мишенью, облучаемой ионным источником, (или тиглем с испаряемым материалом) и подложкой. Как следствие, в плоскости подложки можно выделить три области формирования слоя. Первая область представляет собой область, в которой формирование слоя происходит равномерно. Вторая область представляет собой переходную зону геометрической «полутени», в которой толщина слоя монотонно уменьшается, формируя «клин». В третьей области не происходит осаждения материала. Ширина второй области «полутени» определяется диаметром мишени, расстояниями от мишени до тонкой заслонки и от мишени до подложки. В конфигурации установки эти параметры подбирались таким образом, чтобы формирование клина происходило на большей части поверхности образца вдоль его длинной стороны.

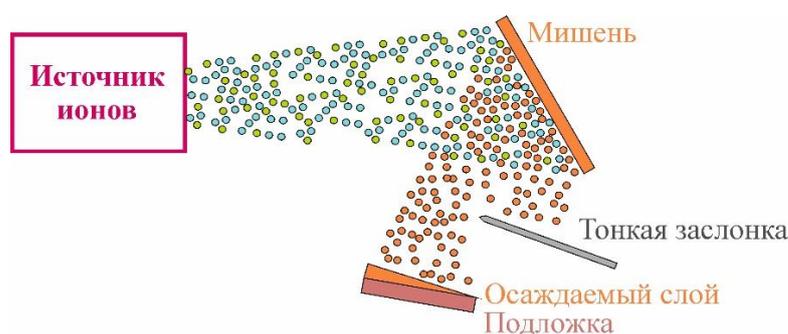


Рисунок 1.9 – Схематическое представление метода «тонкой заслонки» при формировании наноструктур [А31]

1.3.2. Методы сканирующей зондовой микроскопии

Топографию поверхности и доменную структуру слоев в размагниченном состоянии исследовали с помощью СЗМ Ntegra (НТ-МДТ) с оптической измерительной головкой. Конфигурация установки показана на Рис. 1.10. Измерения проводили в режимах полуконтактной АСМ, МСМ и СБОМ. АСМ-измерения были выполнены кантилеверами НА_НR с типичным радиусом закругления острия 10 нм. МСМ-изображения получены с использованием магнитных кантилеверов MFM01 (радиус закругления острия – 40 нм, магнитное покрытие – CoCr). По АСМ-данным были определены параметр среднеквадратичной шероховатости поверхности RMS , размах высот R_{max} и средний размер кристаллитов у их основания AGS . AGS был определен с использованием алгоритма водораздела для определения границ кристаллитов. Средний период доменной структуры $2W$ был вычислен как среднее статистическое значение периодов доменной структуры, измеренных в разных сечениях МСМ- или СБОМ- изображения.

В СБОМ-измерениях сфокусированный объективом (числовая апертура $NA = 0,7$, увеличение 100х) лазерный луч длиной волны 532 нм освещал кантилевер сверху, проходил через апертуру кантилевера и образец. Прошедшее через образец излучение собиралось асферической линзой с $NA = 0,3$ в дальнем поле. Для экспериментов были использованы зонды SNOM_NC с типичным диаметром апертуры (120 ± 25) нм.

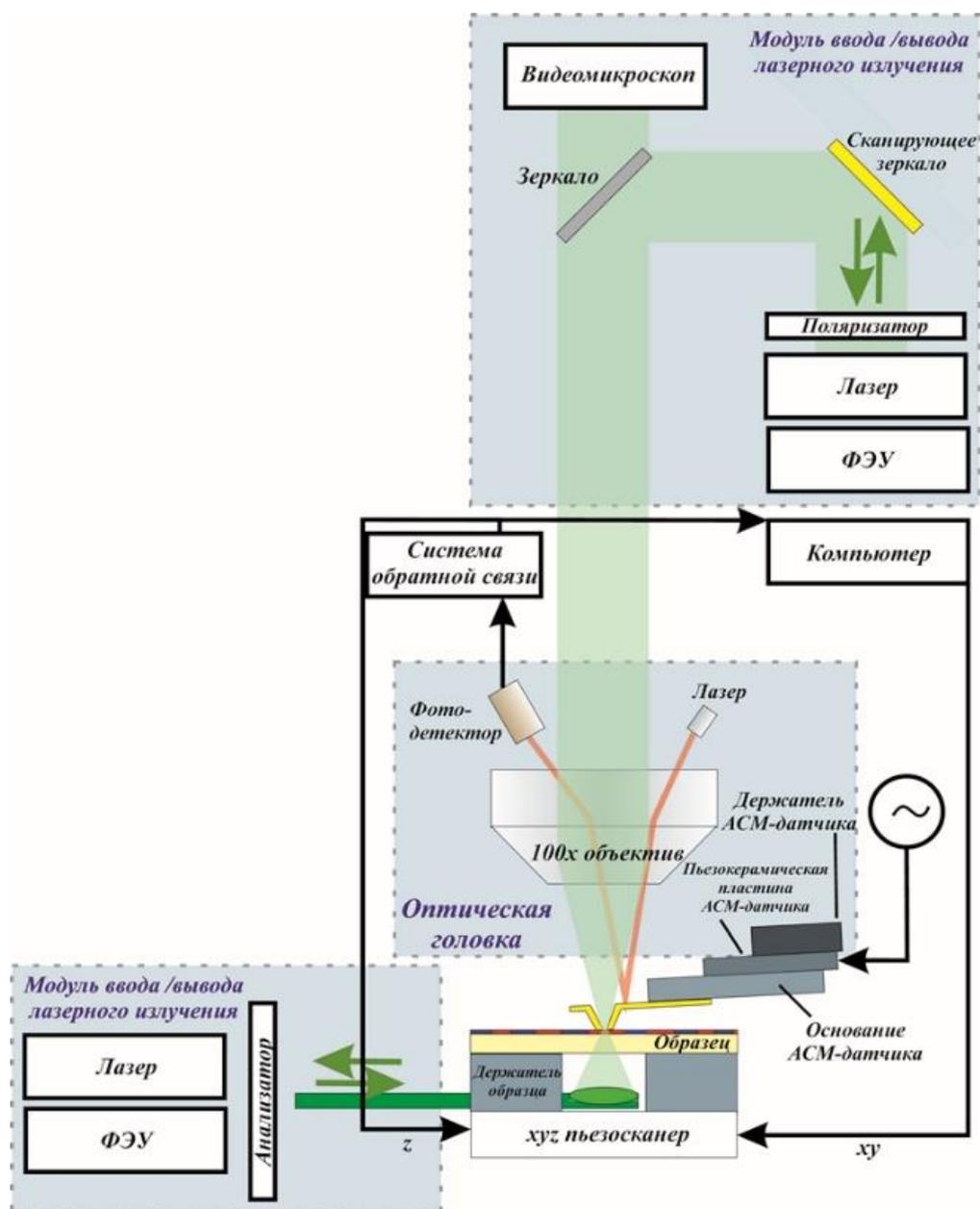


Рисунок 1.10 – Конфигурация СЗМ Ntegra [A18]

1.3.3 Измерения оптических и магнитооптических эффектов

Спектры коэффициента пропускания K_t и угла фарадеевского вращения Θ_F наноструктур при нормальном падении электромагнитной волны были получены с использованием следующего оборудования и методик.

Спектры коэффициента пропускания K_t были получены с использованием автоматизированного спектрофотометра КФК-3 в диапазоне длин волн от 400 до 990 нм. В схеме спектрофотометра свет галогеновой лампы проходит через

монохроматор с дифракционной решеткой и выходной щелью, взаимодействует с образцом и далее регистрируется фотоприемником [150]. Коэффициент пропускания образца был определен как отношение световых потоков: падающего на образец F_0 и прошедшего через образец F_t , преобразованных в электрические сигналы U_0 и U_t , соответственно:

$$K_t = \frac{F_t}{F_0} \cdot 100\% = \frac{U_t - U_N}{U_0 - U_N} \cdot 100\%, \quad (1.34)$$

где U_N – сигнал на фотоприемнике в отсутствии освещения.

Спектральный интервал, выделяемый монохроматором, составляет не более 1,5 нм. Предел допустимого значения абсолютной погрешности измерений – $\pm 2\%$. Минимальное детектируемое значение коэффициента пропускания – 0,1%.

Исследование спектральных зависимостей угла фарадеевского вращения Θ_F выполнено с использованием автоматизированного спектромагнитополяриметра компенсационным методом в поле $H = 2$ кЭ, которое превышает поля насыщения ВЗФГ (самое наибольшее значение наблюдается для состава МЗ $H_S = 1,6$ кЭ). Блок-схема спектромагнитополяриметра содержит те же элементы, что и схема спектрофотометра, только дополнительно введены две призмы Глана-Тейлора и линзы, для фокусировки излучения на образец. Оптические элементы размещены до и после образца, помещенного в щель электромагнита. Регистрация поворота плоскости поляризации света осуществлялась измерением интенсивности света при вращении анализатора. С целью исключения чисто оптического вклада во вращение плоскости поляризации, угол фарадеевского вращения был определен как полуразница двух значений углов поворотов плоскости поляризации, полученных при противоположных ориентациях магнитного поля одинаковой напряжённости, $\Theta(+H)$ и $\Theta(-H)$:

$$\Theta_F = \frac{\Theta(+H) - \Theta(-H)}{2}. \quad (1.35)$$

Диапазон измерения угла фарадеевского вращения спектромагнитополяриметра составляет $\pm 90^\circ$ с точностью $0,01^\circ$ при коэффициенте пропускания более 20%.

МО свойства пленок (угол фарадеевского вращения Θ_F , коэрцитивная сила H_C и коэффициент прямоугольности K_P) были определены по МО петлям гистерезиса (МОПГ), полученным нулевым компенсационным методом с использованием автоматизированного магнитополяриметра на длине волны 655 нм и температуре $T = 20^\circ\text{C}$ [150]. Измеренные значения угла фарадеевского вращения Θ_F и толщины h использованы для определения удельного фарадеевского вращения α_F .

Методы измерений МО эффектов в микрорезонаторной наноструктуре при наклонном падении световой волны с произвольной поляризацией (s + p) описаны в Главе 4.

1.4 Компоненты тензоров диэлектрических проницаемостей слоев исследуемых наноструктур

Компоненты тензоров диэлектрических проницаемостей слоев, используемых в данной работе, были определены на основании (1.3) – (1.5) из оптических и МО спектров одиночных пленок и синтезированных ранее наноструктур [12, 13, 98, 100, А31]. В расчетах одни и те же компоненты были использованы для слоев разной толщины. На рис. 1.11 приведены компоненты тензоров диэлектрических проницаемостей магнитных слоев М1, М2 и М3. На рис. 1.12 – М4. На рис. 1.13 – SiO_2 , TiO_2 , ГГГ и Au. Данные компоненты использованы для расчета микрорезонаторных и таммовских наноструктур, МО активные слои которых синтезированы (или могут быть синтезированы) методами реактивного ионно-лучевого распыления. В работе наноструктуры были рассмотрены в классической конфигурации эффекта Фарадея, для которой $\varepsilon_{xy} = -i \cdot g$ и $\varepsilon_{yx} = i \cdot g$. Компоненты слоев микрорезонаторной наноструктуры, описываемой в Главе 4 (п. 4.5), приведены в Главе 4.

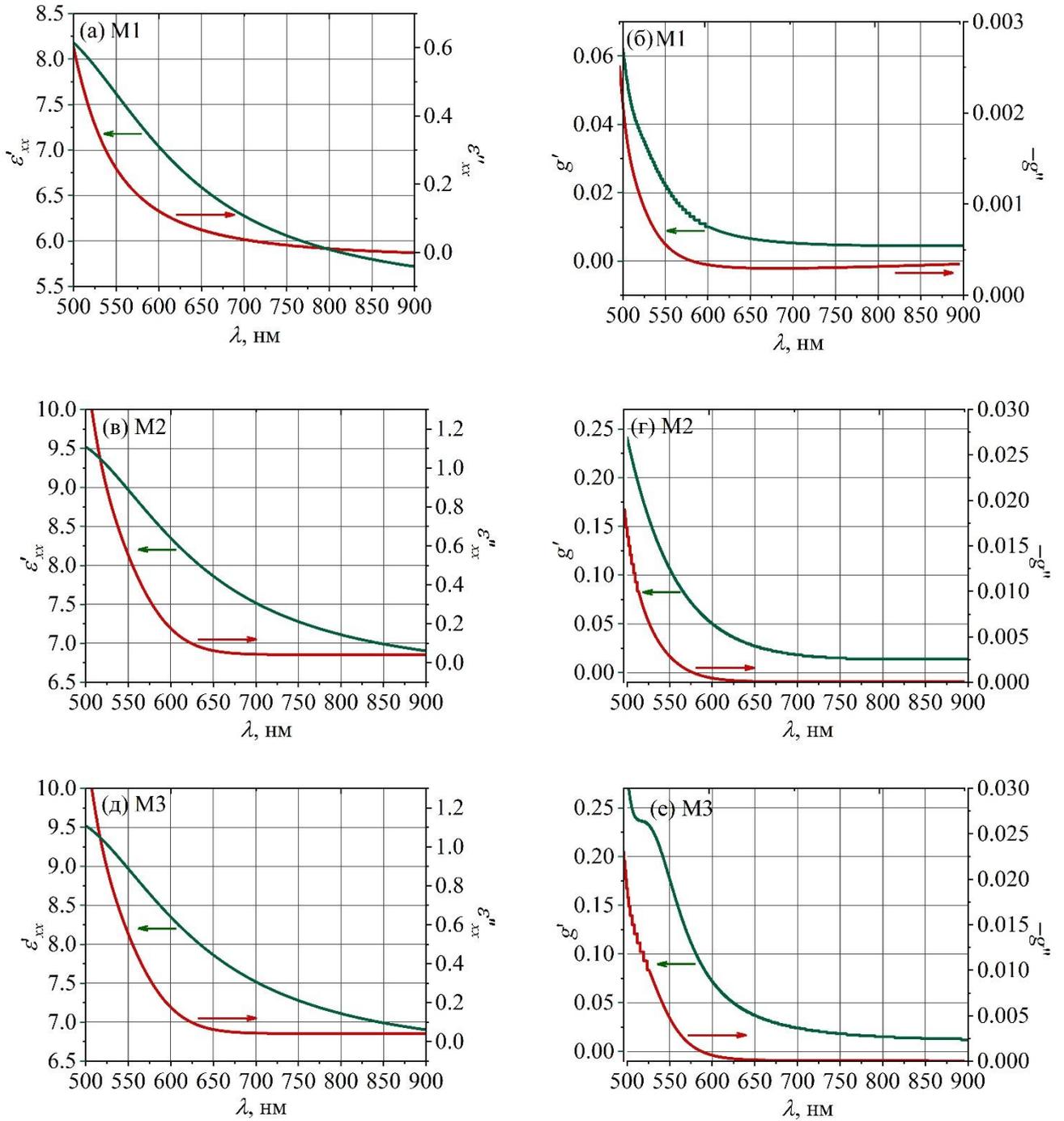


Рисунок 1.11 – Спектры компонент тензоров диэлектрических проницаемостей слоев ВЗФГ: М1 (а, б), М2 (в, г) и М3 (д, е)

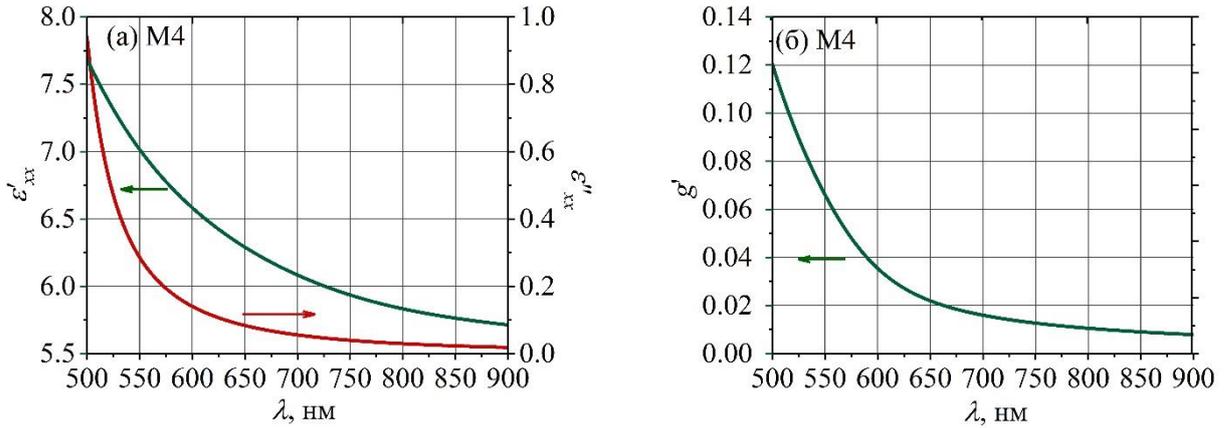


Рисунок 1.12 – Спектры компонент тензора диэлектрической проницаемости слоя ВЗФГ: М4

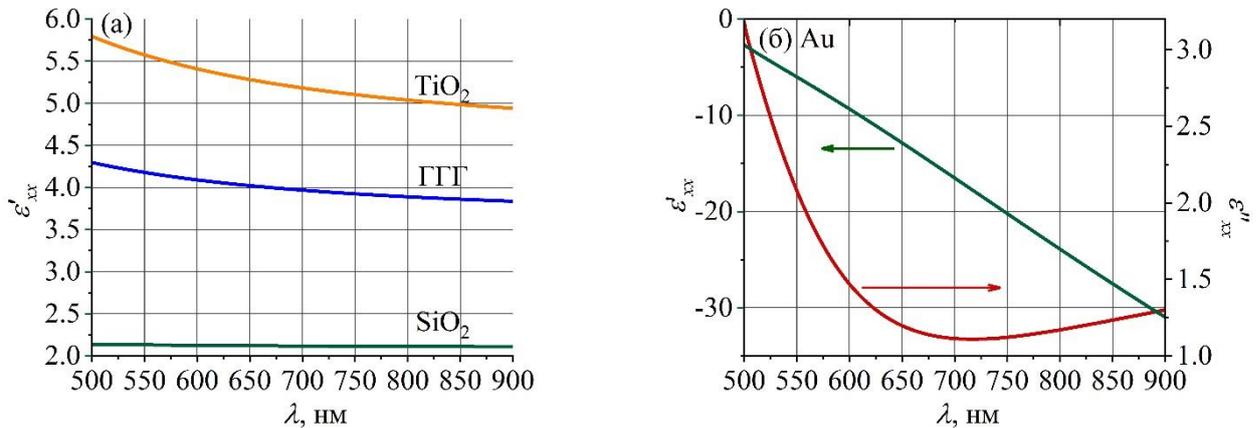


Рисунок 1.13 – Спектры компонент тензоров диэлектрических проницаемостей слоев: SiO₂, TiO₂, ГГГ (а) и Au (б)

Также были исследованы наноструктуры с композитным слоем (SiO₂-Au). Компоненты тензора диэлектрической проницаемости композитного слоя были рассчитаны с использованием модели Максвелла-Гарнетта [92, 151 – 153] в приближении, что наночастицы имеют сферическую форму и их размеры намного меньше длины волны, то есть не превышают 30 нм. В данном случае композитный слой является изотропной средой:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{SiO_2} \left(1 + \frac{f(\varepsilon_{Au} - \varepsilon_{SiO_2})}{\varepsilon_{SiO_2} + (1-f)(\varepsilon_{Au} - \varepsilon_{SiO_2}) \cdot \frac{1}{3}} \right), \quad (1.36)$$

где ε_{SiO_2} и ε_{Au} – это диэлектрические проницаемости SiO_2 и Au , соответственно; f – это объемная доля наночастиц. Данные по размеру наночастиц в композите были получены в результате экспериментальных исследований композита (SiO_2-Au) [Б30, Б32]. На рис. 1.14 представлены спектры компонент диэлектрической проницаемости композитного слоя (SiO_2-Au) в зависимости от объемной доли наночастиц f .

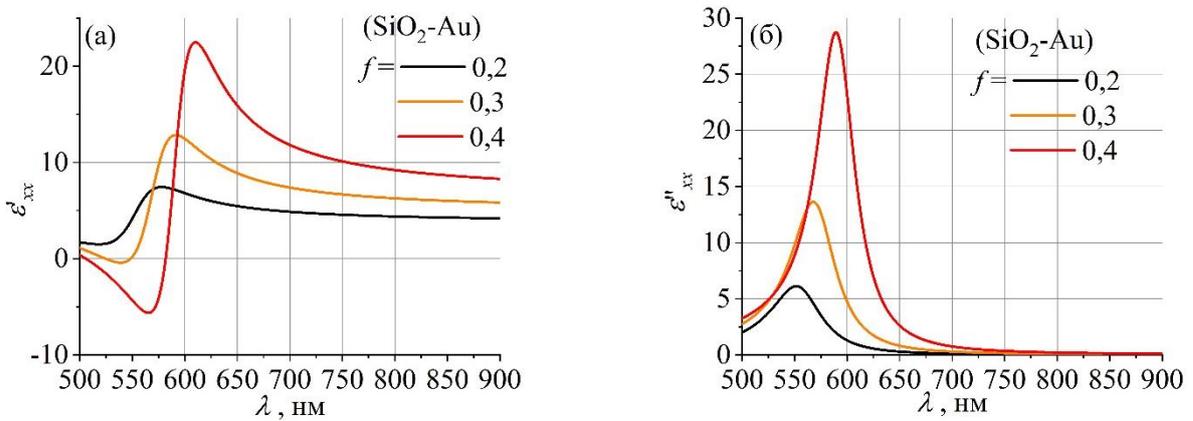


Рисунок 1.14 – Спектры компонент тензора диэлектрической проницаемости композита (SiO_2-Au) в зависимости от объемной доли наночастиц Au f

ГЛАВА 2

НАНОСТРУКТУРЫ С ОПТИЧЕСКИМ ТАММОВСКИМ СОСТОЯНИЕМ

2.1 Введение

В данной Главе рассматриваются оригинальные таммовские наноструктуры, сформированные на основе фотонных кристаллов, многокомпонентных слоев ВЗФГ и слоя благородного металла Au или композитного слоя (SiO₂-Au). Для таких структур на длине волны ОТС (или ТПП) происходит значительное усиление коэффициента пропускания и МО эффектов. Для повышения эффективности таммовских наноструктур предлагается использование двухслойной пленки ВЗФГ.

2.2 Формирование таммовского плазмон-поляритона внутри фотонной запрещенной зоны

2.2.1 Модели структур и их оптимизация

Наноструктуры, для которых в спектрах внутри ФЗЗ наблюдается только моды ТПП, могут быть описаны формулами:

$$\text{ГГГ} / [\text{TiO}_2 / \text{SiO}_2]^m / \text{M1} / \text{SiO}_2 / \text{Au}; \quad (2.1)$$

$$\text{ГГГ} / [\text{TiO}_2 / \text{SiO}_2]^m / \text{M1} / \text{M2} / \text{SiO}_2 / \text{Au}; \quad (2.2)$$

где ГГГ – монокристаллическая подложка гадолиний галлиевого граната кристаллографической ориентации (111), M1 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$, M2 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$.

Схематически данные структуры показаны на рис. 2.1.

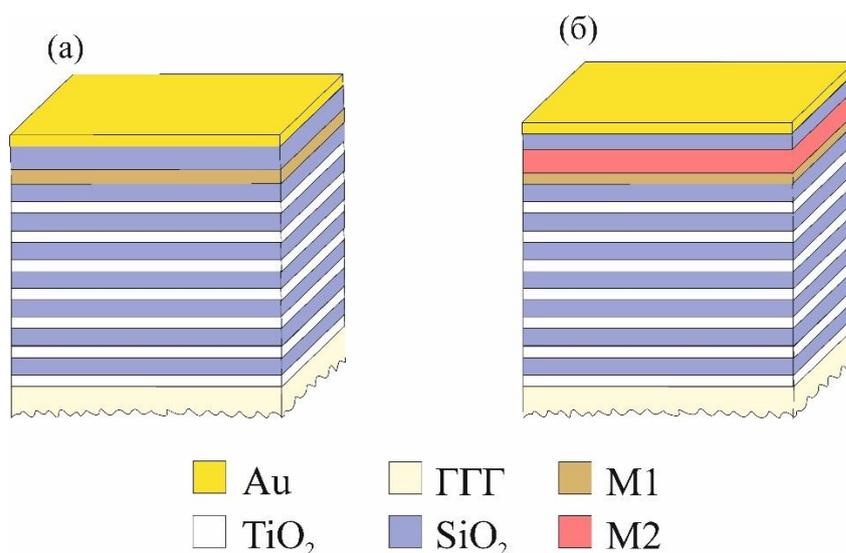


Рисунок 2.1 – Схематическое изображение предложенных и исследуемых наноструктур (2.1) (a) и (2.2) (б). Фотонные кристаллы $[\text{TiO}_2 / \text{SiO}_2]^m$ имеют количество пар слоев $m = 7$

В оптических спектрах коэффициента пропускания и спектрах магнитооптических эффектов таких структур формируется одна или две моды ТПП в зависимости от толщины смежного со слоем Au слоя. Моды в данном случае не взаимодействуют между собой и обусловлены интерференционными условиями на суммарной толщине слоев, смежных со слоем Au – M1 / SiO₂ (2.1) или M1 / M2 / SiO₂ (2.2). На рис. 2.2 и 2.3 соответственно продемонстрированы расчетные спектральные характеристики коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения структуры (2.2) в зависимости от толщины слоя M2 $h(\text{M2})$. Возникающие в спектрах резонансы мод соотнесены с суммарной оптической толщиной слоев M1 / M2 – $(\lambda_{\text{ТРР}})$ или $(\lambda_{\text{ТРР}} / 2)$. В расчетах были учтены следующие параметры:

- центр ФЗЗ $\lambda_0 = 655$ нм, $m = 4$;
- толщины слоев TiO₂ и SiO₂ в фотонном кристалле: $h(\text{TiO}_2) = 72$ нм и $h(\text{SiO}_2) = 112$ нм;
- толщины магнитных слоев M1 и M2: $h(\text{M1}) = 66$ нм и $h(\text{M2})$ варьировалась от 0 до 225 нм;
- толщина верхнего буферного слоя $h_b(\text{SiO}_2) = 85$ нм;

– толщина слоя Au $h(\text{Au}) = 30$ нм.

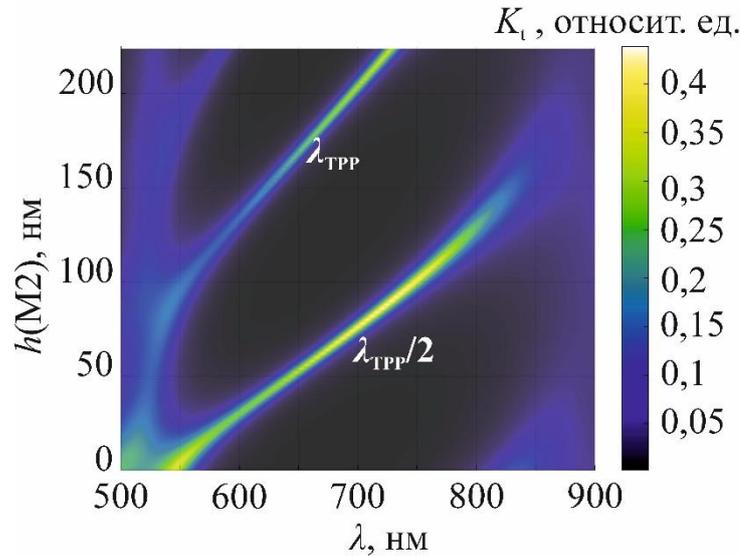


Рисунок 2.2 – Зависимость спектров коэффициента пропускания K_t структуры (2.2) от толщины слоя M2 $h(\text{M2})$ при нормальном падении света на структуру

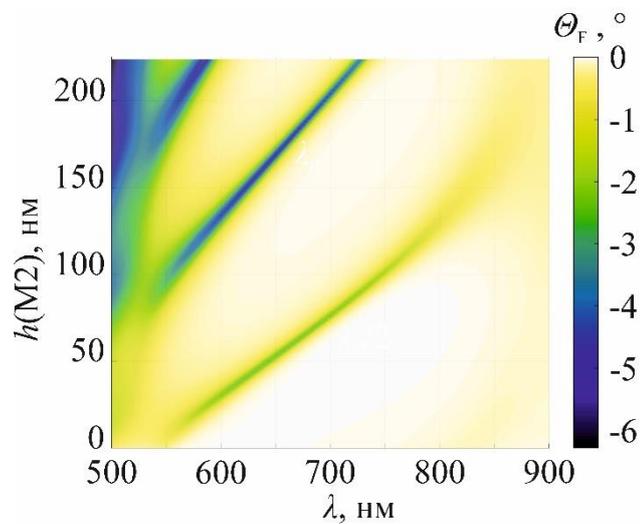


Рисунок 2.3 – Зависимость спектров угла фарадеевского вращения θ_F структуры (2.2) от толщины слоя M2 $h(\text{M2})$ при нормальном падении света на структуру

Верхний буферный слой SiO_2 используется с целью сглаживания естественной шероховатости слоев ферритов-гранатов. Кроме того, его использование допускает применение технологии закрытой кристаллизации

граната, которая позволяет уменьшить шероховатость интерфейсов при синтезе структуры [A22]. В качестве подложки рассматривается подложка ГГГ.

Видно, что значения угла фарадеевского вращения существенно возрастают, а коэффициент пропускания структуры (2.2) уменьшается с увеличением толщины $h(M2)$. Данные изменения влияют на МО добротность структуры и ее эффективность.

Рассмотрим более детально зависимости изменений коэффициента пропускания, угла фарадеевского вращения и МО добротности структур (2.1) и (2.2) от количества пар слоев в фотонном кристалле m и толщины слоя Au $h(Au)$ (рис. 2.4 и 2.5). В качестве резонансной длины волны выберем $\lambda_{\text{ТРР}} = 655$ нм. При этом структуру (2.2) рассмотрим в двух конфигурациях с разной толщиной слоя M2 $h(M2)$ (конфигурации (i) и (ii)). Все остальные параметры структур примем равным параметрам предыдущих расчетов: $\lambda_0 = 655$ нм, $h(\text{TiO}_2) = 72$ нм, $h(\text{SiO}_2) = 112$ нм, $h_b(\text{SiO}_2) = 85$ нм. Толщины магнитных слоев рассматриваемых структур будут следующие:

- $h(M1) = 131$ нм для (2.1);
- $h(M1) = 66$ нм и $h(M2) = 56$ нм для (2.2) (i);
- $h(M1) = 66$ нм и $h(M2) = 172$ нм для (2.2) (ii).

Зависимости коэффициента пропускания и модуля угла фарадеевского вращения практически не отличаются от таких же зависимостей для микрорезонаторных наноструктур на основе однослойных и двухслойных пленок ферритов-гранатов [12, 13, 150]. Структуры становятся более эффективными для МО применений при использовании двухслойной пленки M1 / M2 и при замене оптической толщины магнитного слоя $\lambda_{\text{ТРР}}/2 \rightarrow \lambda_{\text{ТРР}}$.

Так, наиболее оптимальными конфигурациями структур (2.1), (2.2) (i) и (2.2) (ii) являются структуры с параметрами $m = 4$ и $h(Au) = 30$ нм. При этом МО добротности структур $Q_{\text{МО}}$ (2.1), (2.2) (i) и (2.2) (ii) соответственно принимают значения 2,32, 4,98 и 8,01°.

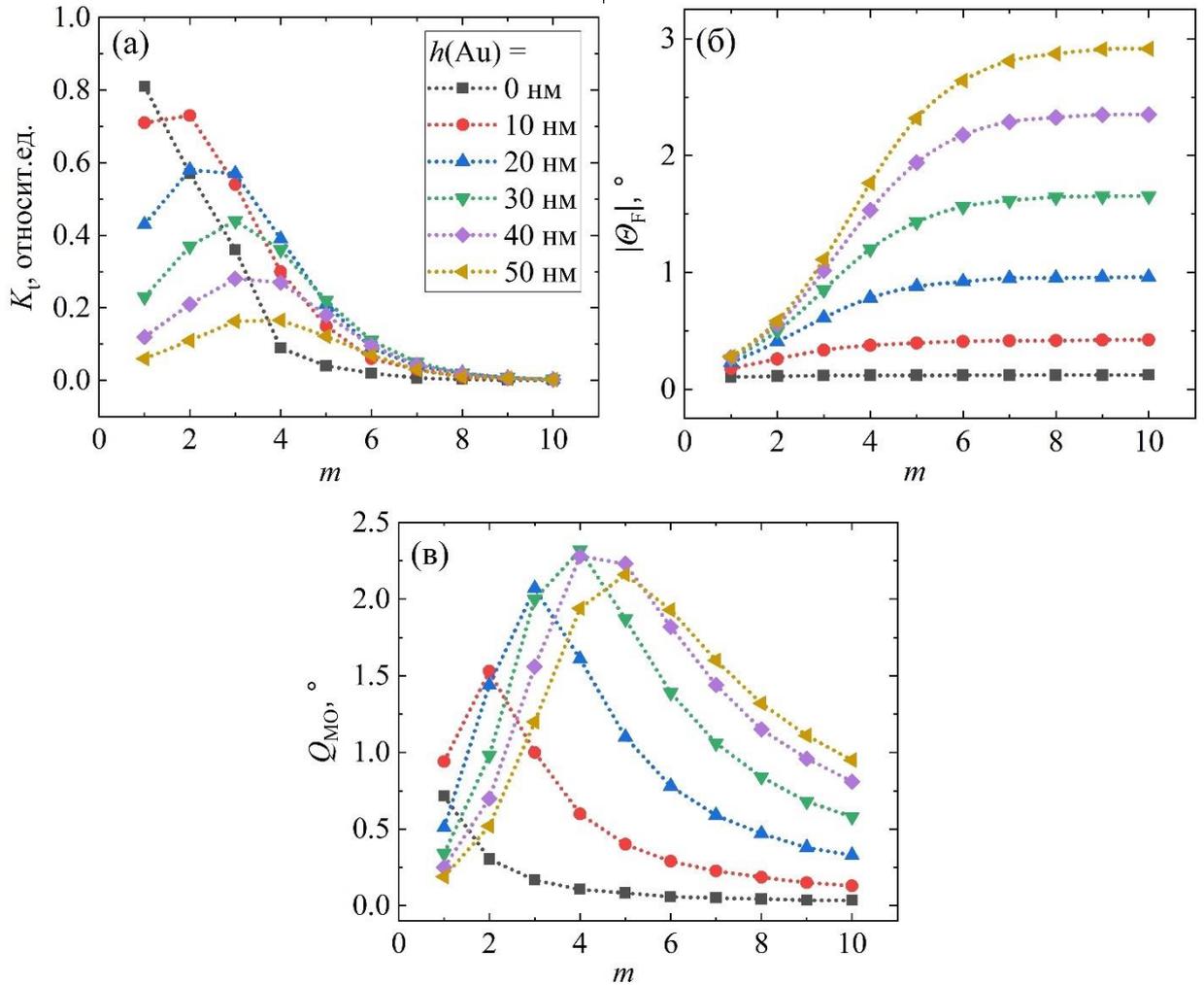


Рисунок 2.4 – Зависимости коэффициента пропускания K_t , абсолютного значения угла фарадеевского вращения $|\Theta_F|$ и МО добротности $Q_{\text{МО}}$ структуры (2.1) на резонансной длине волны $\lambda_{\text{ТРР}}$ от количества пар слоев m и толщины слоя Au $h(\text{Au})$. Обозначения на вставке рисунка (а) действительны и для рисунков (б), (в)

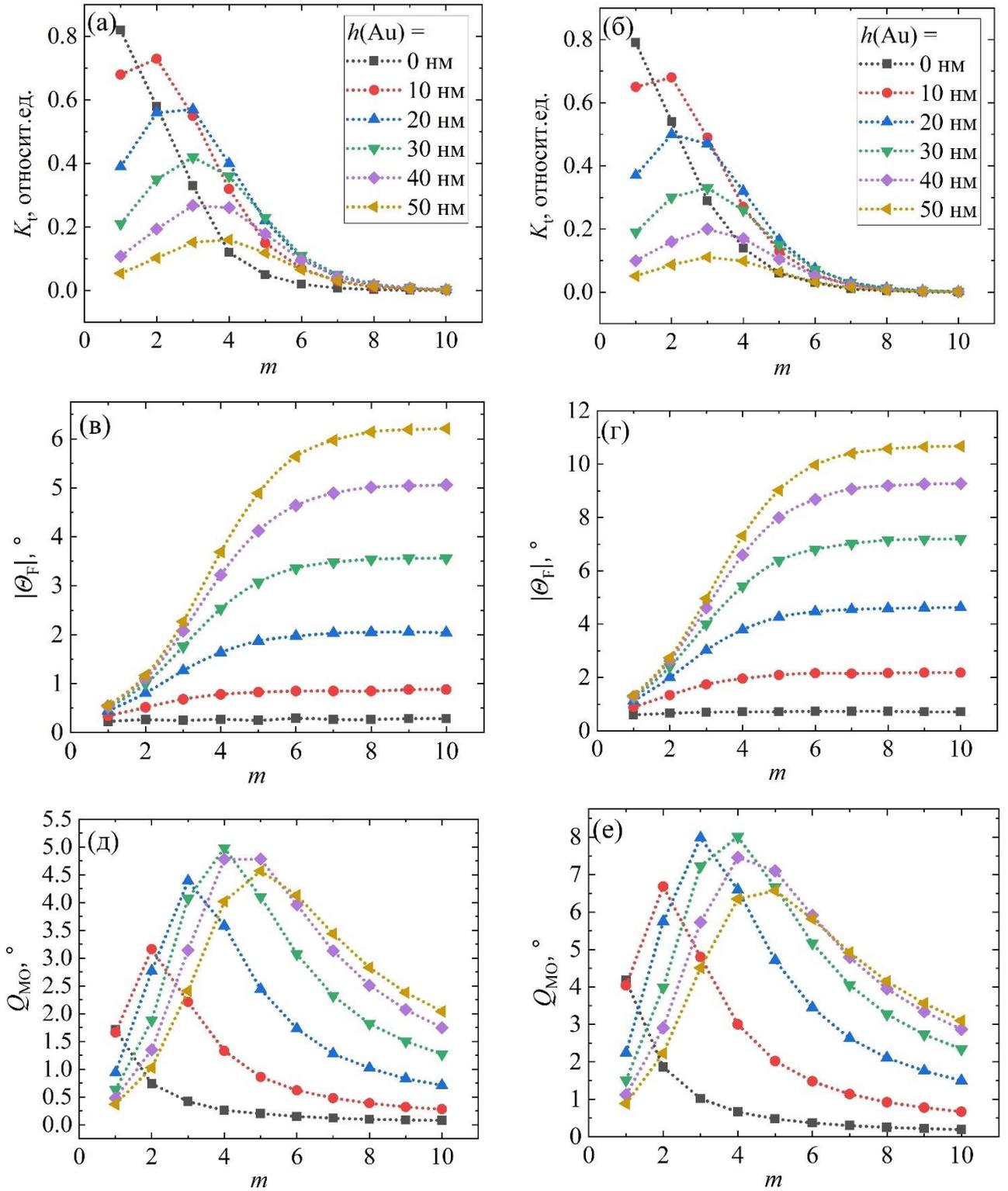


Рисунок 2.5 – Зависимости коэффициента пропускания K_t , абсолютного значения угла фарадеевского вращения $|\Theta_F|$ и МО добротности $Q_{\text{МО}}$ структур (2.2) (i) (а, в, д) и (ii) (б, г, е) на резонансной длине волны $\lambda_{\text{ТРР}}$ от количества пар слоев m и толщины слоя Au $h(\text{Au})$. Обозначения на вставке рисунка (а) и (б) действительны для всех рисунков (а) – (е)

2.2.2 Синтез и исследование

С целью исследований свойств наноструктур с единичной модой ТПП внутри ФЗЗ от толщины слоя Au были синтезированы наноструктуры (2.1) и (2.2) со слоем Au градиентной толщины. Моделирование и экспериментальное исследование наноструктур при нормальном падении излучения позволило впервые выявить особенности резонанса ТПП, локализованного по центру ФЗЗ, и проследить изменения МО добротности наноструктур в зависимости от толщины золотого покрытия $h(\text{Au})$. Схематически структуры представлены на рис. 2.6. Для реализации наноструктур было выбрано $m = 7$. Согласно предварительному моделированию (рис. 2.4, 2.5) при данном количестве пар слоев m в структуре МО добротность должна расти с увеличением толщины слоя Au $h(\text{Au})$, так как качественно растет оптическая добротность резонанса ТПП и излучение более эффективно локализуется в окрестности слоя Au, то есть в прилегающих слоях M1 / SiO₂ для (2.1) или M1 / M2 / SiO₂ для (2.2).

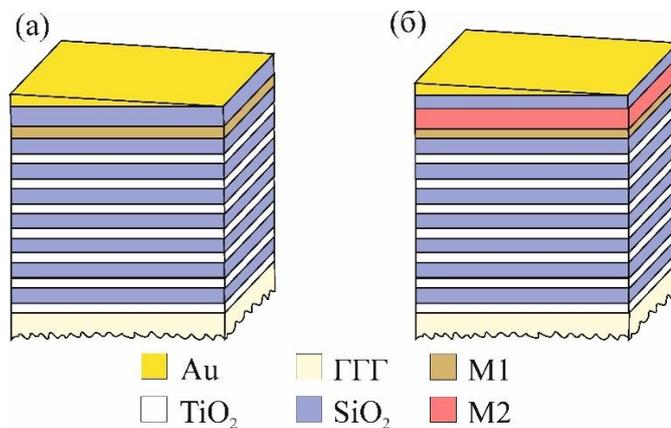


Рисунок 2.6 – Схематическое изображение синтезированных и исследуемых наноструктур (2.1) (а) и (2.2) (б) со слоем Au градиентной толщины

Процесс изготовления наноструктур (2.1) и (2.2) со слоем Au градиентной толщины включал следующие этапы:

- синтез семипарного фотонного кристалла [TiO₂/SiO₂]⁷ с толщинами слоев $h(\text{TiO}_2) = 73$ нм и $h(\text{SiO}_2) = 115$ нм на горячей (400°C) подложке методом электронно-

лучевого распыления; толщина слоев контролировалась оптически во время осаждения;

- формирование однослойной магнитной пленки M1 толщиной $h(M1) = 108$ нм или двухслойной магнитной пленки M1 / M2 с толщинами $h(M1) = 55$ нм и $h(M2) = 178$ нм на поверхности фотонного кристалла – осаждение аморфных слоев методом реактивного ионно-лучевого распыления и кристаллизация посредством термического отжига;

- осаждение на поверхности магнитной пленки верхнего буферного слоя SiO₂ методом реактивного ионно-лучевого распыления с толщиной $h_b(\text{SiO}_2) = 140$ нм и $h_b(\text{SiO}_2) = 80$ нм для структур (2.1) и (2.2), соответственно;

- синтез слоя Au с градиентом толщины $h(\text{Au})$ от 0 до 70 нм вдоль выбранного направления на поверхности буферного слоя оксида кремния методом термического испарения; при этом градиент толщины составил 5,8 нм/мм.

Стоит отметить, что здесь толщины буферного слоя $h_b(\text{SiO}_2)$ для двух структур отличаются от модельных толщин, рассматриваемых в 2.2.1 из-за того, что процесс формирования (осаждения и кристаллизации) магнитных слоев допускает варьирование толщины в пределах ± 20 нм. Это связано с тем, что в модели, по которой производится оценка толщин слоев, учитываются гладкие границы раздела сред. Сами пленки же являются поликристаллическими и обладают высокой шероховатостью (см. Главу 5), что в модели учитывается эффективными параметрами: эффективной диэлектрической постоянной $\epsilon_{xx}(M1)$ или $\epsilon_{xx}(M2)$ и эффективной толщиной $h(M1)$ или $h(M2)$. Данные параметры учитывают рассеяние света и некоторые эффекты, которые могут возникать из-за наличия поликристалличности, зависят от размера и плотности кристаллитов, то есть от режима кристаллизационного отжига и типа подложки. В результате, с целью формирования резонанса на необходимой длине волны, толщина слоя $h_b(\text{SiO}_2)$ была взята большей для структуры (2.1), чем для структуры (2.2). Таким образом, слой оксида кремния «компенсировал» недостаток толщины $h(M1)$.

Расчётные и экспериментальные зависимости спектров коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения от толщины слоя Au $h(\text{Au})$ для синтезированных таммовских наноструктур (2.1) и (2.2) приведены на рис. 2.7 – 2.10.

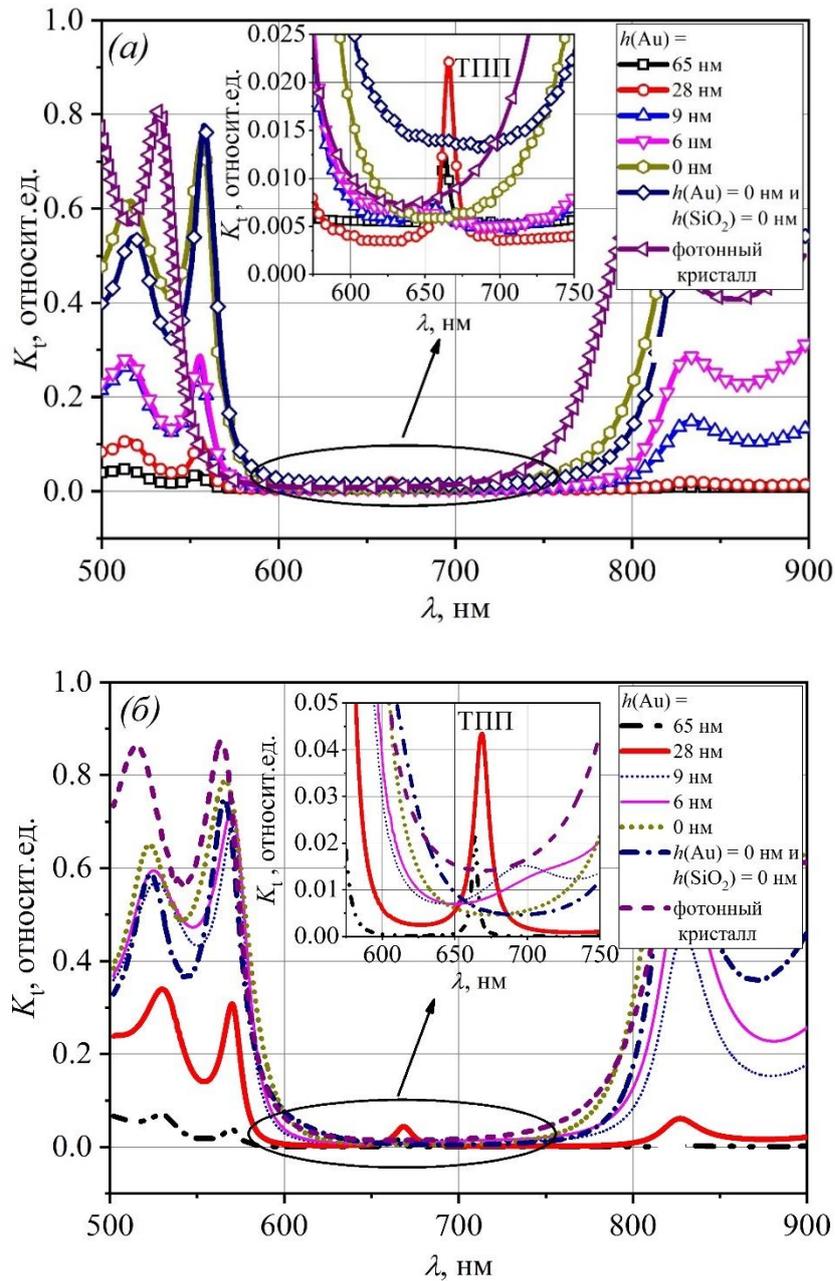


Рисунок 2.7 – Экспериментальные (а) и расчётные (б) спектры коэффициента пропускания K_t наноструктур: фотонного кристалла $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^7$, фотонного кристалла со слоем M1 ($h(\text{Au}) = 0$ нм и $h(\text{SiO}_2) = 0$ нм) и таммовской наноструктуры (2.1) с разной толщиной слоя Au $h(\text{Au})$ ($h(\text{Au}) = 0, 6, 9, 28$ и 65 нм)

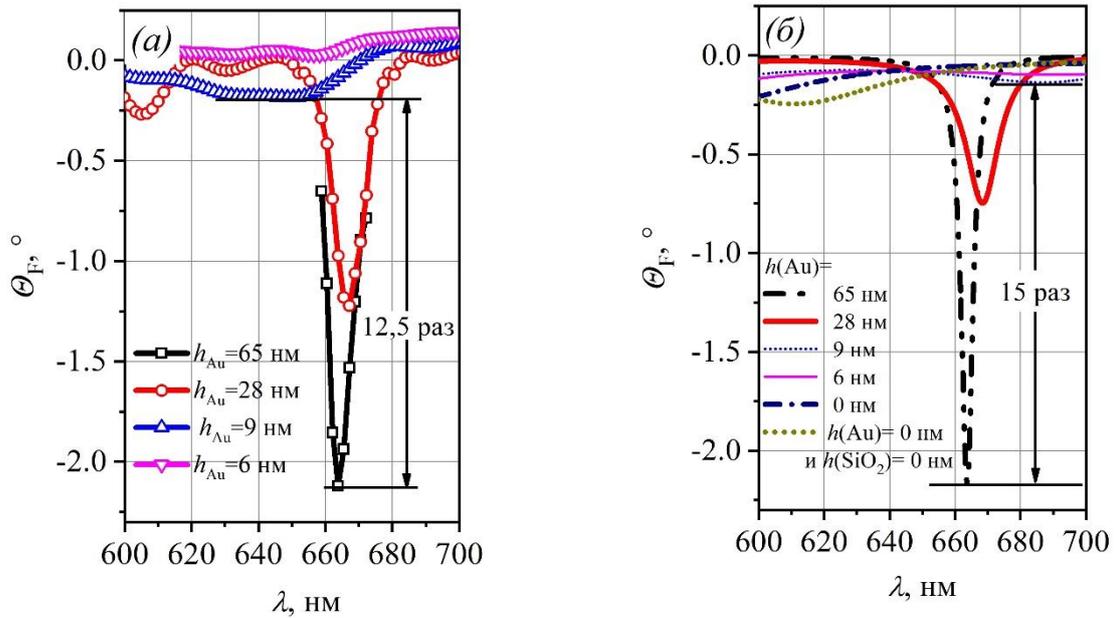


Рисунок 2.8 – Экспериментальные (а) и расчётные (б) спектры угла фарадеевского вращения Θ_F наноструктур: фотонного кристалла со слоем М1 ($h(\text{Au}) = 0$ нм и $h(\text{SiO}_2) = 0$ нм) и таммовской наноструктуры (2.1) с разной толщиной слоя Au $h(\text{Au})$ ($h(\text{Au}) = 0, 6, 9, 28$ и 65 нм)

Спектры семипарного фотонного кристалла и фотонного кристалла с верхними магнитными слоями представлены для сравнения. Исследования проведены с намагниченными наноструктурами в магнитных полях выше 2 кЭ. Апертура луча и градиент толщины слоя Au в масштабе апертуры при оптических и МО измерениях составили 0,1 мм и 0,6 нм, соответственно. Центр ФЗЗ зоны таммовских наноструктур составил $\lambda_0 = 665$ нм. Расчётные и экспериментальные спектры характеризуются присутствием одного выраженного резонансного пика, положение и оптическая добротность которого зависят от толщины слоя Au $h(\text{Au})$. Для рассчитанных спектров с увеличением толщины слоя Au $h(\text{Au})$ от 6 до 65 нм наблюдается «синий сдвиг» длины волны моды ТПП $\lambda_{\text{ТПП}}$ от 705 до 664 нм. Однако, в эксперименте присутствуют, как и «красный», так и «синий» сдвиги моды ТПП в зависимости от толщины слоя Au $h(\text{Au})$. «Красный сдвиг» моды ТПП $\lambda_{\text{ТПП}}$ от 645 до 666 нм происходит при изменении толщины $h(\text{Au})$ от 6 до 30 нм и «синий сдвиг»

длины волны моды ТПП $\lambda_{\text{ТПП}}$ от 666 до 664 нм – при изменении толщины слоя Au $h(\text{Au})$ от 30 до 65 нм.

o

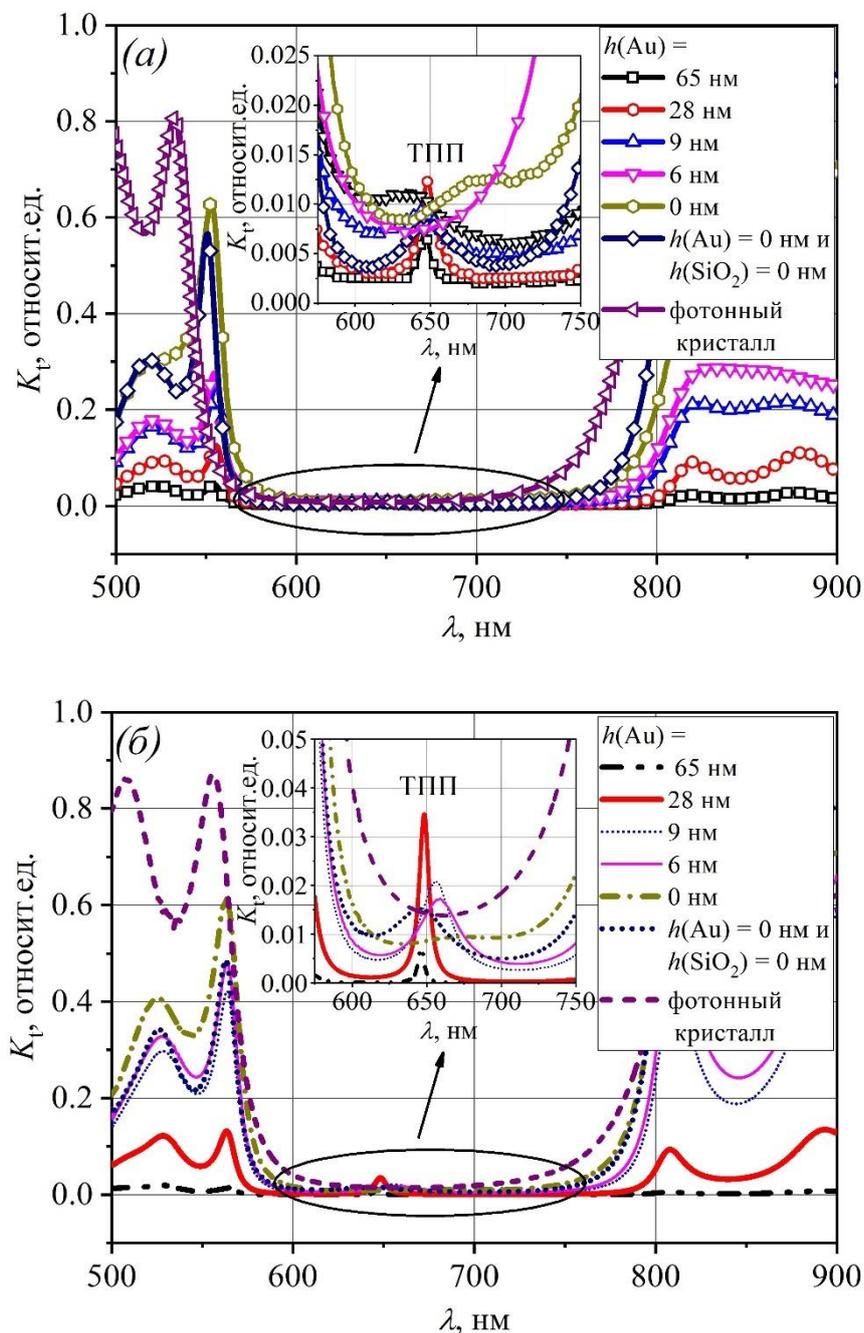


Рисунок 2.9 – Экспериментальные (а) и расчётные (б) спектры коэффициента пропускания K_t наноструктур: фотонного кристалла $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^7$, фотонного кристалла со слоями M1 /M2 ($h(\text{Au}) = 0$ нм и $h(\text{SiO}_2) = 0$ нм) и таммовской наноструктуры (2.2) с разной толщиной слоя Au $h(\text{Au})$ ($h(\text{Au}) = 0, 6, 9, 28$ и 65 нм)

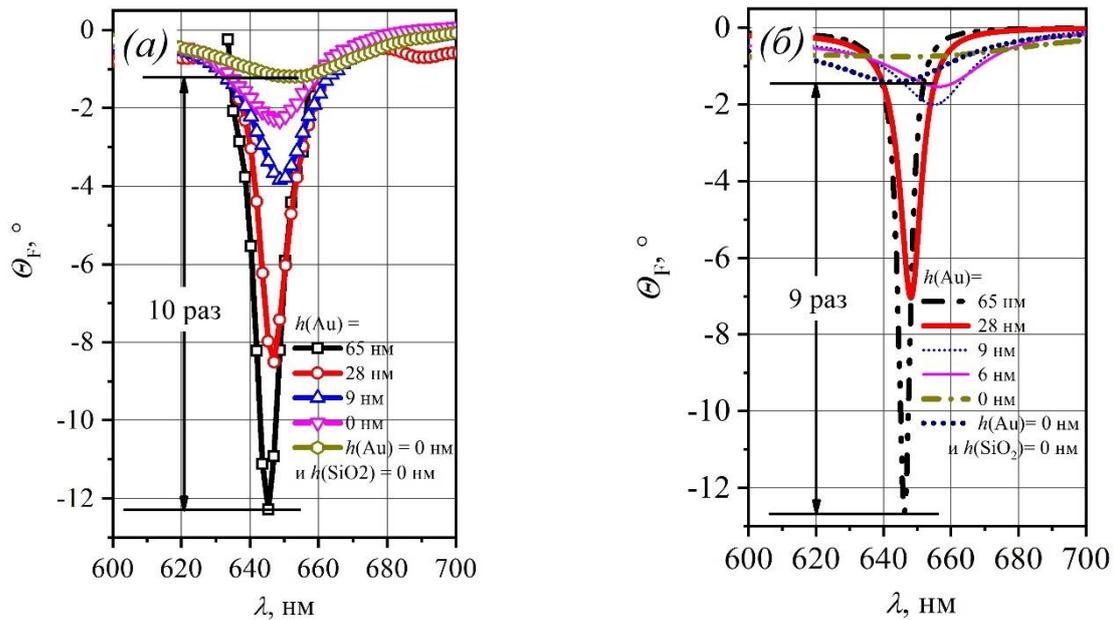


Рисунок 2.10 – Экспериментальные (а) и расчётные (б) спектры угла фарадеевского вращения Θ_F наноструктур: фотонного кристалла со слоями M1 /M2 ($h(\text{Au}) = 0$ нм и $h(\text{SiO}_2) = 0$ нм) и таммовской наноструктуры (2.2) с разной толщиной слоя Au $h(\text{Au})$ ($h(\text{Au}) = 0, 6, 9, 28$ и 65 нм)

«Красный сдвиг» моды ТПП в экспериментальных спектрах связан с изменением оптических свойств слоя Au, вызванных происходящих с ростом толщины структурными изменениями: изменениями зернистости, шероховатости и несплошности. «Синий сдвиг» моды ТПП обусловлен конкретно изменением толщины слоя Au, так как в расчётной теоретической модели были заложены одни и те же оптические постоянные для разной толщины слоев и были взяты приближения абсолютно гладких границ раздела, непрерывности и отсутствия градиента толщины слоев. Также шероховатость слоев, несплошность и градиент толщины слоя Au в апертуре луча в эксперименте приводят к увеличению полуширины резонансного пика, уменьшению его амплитуды. Максимальное значение фарадеевского вращения таммовской наноструктуры (2.1) $\Theta_F = -2,1^\circ$ было достигнуто на длине волны моды ТПП $\lambda_{\text{ТТР}} = 664$ нм для конфигурации с толщиной слоя Au $h(\text{Au}) = 65$ нм.

Аналогичные спектральные сдвиги моды ТПП наблюдаются и в спектрах таммовской наноструктуры (2.2). «Синий сдвиг» от 671 до 646 нм – в расчётных спектрах при изменении толщины слоя Au $h(\text{Au})$ от 0 до 65 нм. В экспериментальных спектрах: «красный сдвиг» от 640 до 649 нм – при изменении толщины слоя Au $h(\text{Au})$ от 0 до 30 нм, и «синий сдвиг» от 649 до 645 нм – при изменении толщины слоя Au $h(\text{Au})$ от 30 до 65 нм, соответственно. Экспериментальные и расчётные спектры таммовской наноструктуры (2.2) без слоя Au идентичны и имеют слабо выраженный пик на длине волны $\lambda = 675$ нм. Максимальное резонансное значение угла фарадеевского вращения $\Theta_F = -12,3^\circ$ было достигнуто на резонансной длине волны $\lambda_{\text{ТРР}} = 645$ нм для конфигурации таммовской наноструктуры (2.2) с толщиной слоя Au $h(\text{Au}) = 65,2$ нм.

Согласно предварительным расчетам для таммовских наноструктур значения МО добротности должны возрастать с увеличением толщины $h(\text{Au})$ вследствие увеличения оптической добротности моды ТПП. В таблице 2.1 представлены экспериментальные и расчётные значения МО добротности $Q_{\text{МО}}$ и оптической добротности $Q_{\text{О}}$ моды ТПП для таммовских наноструктур (2.1) и (2.2). МО добротность определена по формуле (1.8). Оптическая добротность определена согласно:

$$Q_{\text{О}} = \lambda_{\text{R}} / \Delta\lambda, \quad (2.3)$$

где λ_{R} – резонансная длина волны, $\Delta\lambda$ – ширина резонанса на высоте $0,7 \cdot K_{\text{тmax}}$, $K_{\text{тmax}}$ – резонансное значение коэффициента пропускания.

Эксперимент и расчёт показывают, что добротность резонансов растёт с увеличением толщины $h(\text{Au})$ и наиболее оптимальными являются конфигурации структур с толщиной $h(\text{Au}) = 65$ нм. При этом наиболее выгодной является структура с двухслойной магнитной пленкой M1 / M2, так как она демонстрирует самую высокую МО добротность, несмотря на низкие значения коэффициента пропускания, благодаря значительному усилению МО активности. С другой стороны, изменения коэффициента пропускания показывают, что при толщинах $h(\text{Au})$ около 30 нм соотношение между накапливаемой и поглощаемой оптическим резонатором энергией изменяется. В результате роста толщины Au растёт вклад

поглощения Au, а в результате многократного прохождения – поглощения магнитных слоев ферритов-гранатов.

Таблица 2.1 – Экспериментальные и расчётные значения МО добротности Q_{MO} и оптической добротности резонансов Q_O таммовских наноструктур (2.1) и (2.2) на длине волны возбуждения ТПП $\lambda_{ТПП}$ для разных толщин слоя Au $h(Au)$

$h(Au)$, нм	Q_{MO}				Q_O			
	(2.1)		(2.2)		(2.1)		(2.2)	
	эсп.	расч.	эсп.	расч.	эсп.	расч.	эсп.	расч.
65	0,96	2,15	5,01	5,15	96	184	92	185
28	0,63	0,74	3,88	4,10	78	81	72	125
9	0,07	0,14	1,65	1,02	-	12	15	37
6	0,01	0,09	1,03	0,75	-	-	11	27
0	-	0,03	0,55	0,32	-	-	-	-

Примечание: эсп. – значение, определенное по экспериментальным данным; расч. – значение, определенное по данным численного моделирования.

Разделим эти вклады и их влияние на формирование резонанса, рассчитав параметры моды ТПП структуры (2.2), пренебрегая поглощением в магнитных слоях (рис. 2.11). Из рис. 2.11 (а) видно, что максимум коэффициента пропускания K_t в зависимости от толщины $h(Au)$ формируется благодаря именно влиянию поглощения в слое Au. Для структуры без поглощения в слоях ферритов-гранатов он расположен в окрестности толщины $h(Au) = 40$ нм, в случае наличия поглощения в слоях ферритов-гранатов он смещается к толщине $h(Au) = 30$ нм. Для каждого числа пар слоев m данная толщина $h(Au)$ будет своя – для малых m требуется более меньшая толщина $h(Au)$ для достижения максимального коэффициента пропускания. Согласно рис. 2.11 (б) и (в), абсолютные значения фарадеевского вращения и оптической добротности на резонансной длине волны для структуры с поглощением в слоях ферритов-гранатов испытывают насыщение

при толщине $h(\text{Au}) = 70$ нм. При этом для толщин $h(\text{Au})$ более 70 нм из-за отсутствия роста угла фарадеевского вращения МО добротность структуры уменьшается и формирование структур с большей толщиной слоя Au не выгодно. Максимумы МО добротности наблюдаются для $h(\text{Au}) = 60$ нм в случае структуры без поглощения в слоях ферритов-гранатов и для $h(\text{Au}) = 50$ нм в случае структуры с поглощением в слоях ферритов-гранатов.

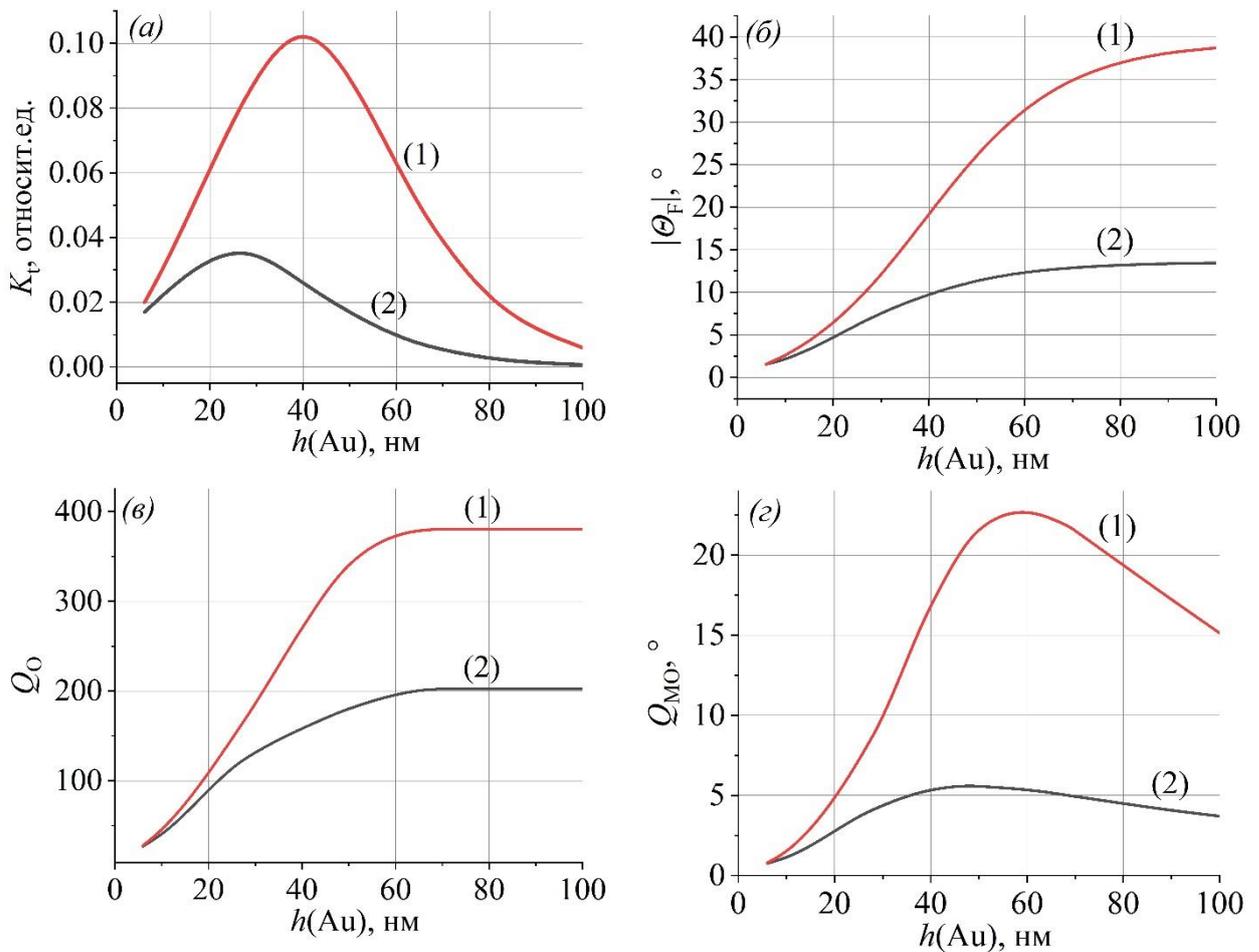


Рисунок 2.11 – Зависимости коэффициента пропускания K_t , абсолютного значения фарадеевского вращения, оптической и МО добротностей моды ТПП от толщины слоя Au в структуре (2.2) без учета (1) и с учетом (2) оптического поглощения в магнитных слоях

Стоит отметить, что максимумы на зависимостях коэффициента пропускания от толщины $h(\text{Au})$ соответствуют конфигурациям с максимальным увеличением интенсивности световой волны внутри граничных со слоем Au слоев. На рис. 2.12 приведено пространственное распределение интенсивности световой волны в относительных единицах, рассчитанное для наноструктур: (2.1) и (2.2) со слоем Au разной толщины на длине волны моды ТПП $\lambda_{\text{ТПП}}$; фотонного кристалла $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^7$ с верхними магнитными слоями M1 или M1 / M2 и фотонного кристалла на длине волны центра ФЗЗ λ_0 .

Распределение для таммовских наноструктур (2.1) и (2.2) со слоем Au разной толщины является классическим для моды ТПП: максимум интенсивности наблюдается внутри слоев, смежных со слоем Au; присутствует периодически модулированный, экспоненциальный спад значений интенсивности от границы фотонного кристалла, смежной со слоями M1 / SiO₂ / Au или M1 / M2 / SiO₂ / Au. Распределение внутри двухслойной магнитной пленки характеризуется асимметрией. Конфигурации с толщиной слоя Au $h(\text{Au}) = 28$ нм отличаются максимальным усилением и локализацией электромагнитного поля у границы слоев M1 / SiO₂ / Au или M1 / M2 / SiO₂ / Au, что согласуется с экспериментальными результатами по измерению спектров пропускания и указывает на оптимальность покрытия данной толщины. Таким образом, мода ТПП имеет наиболее оптимальную пропускную способность в окрестности толщины слоя Au $h(\text{Au}) = 30$ нм для двух структур.

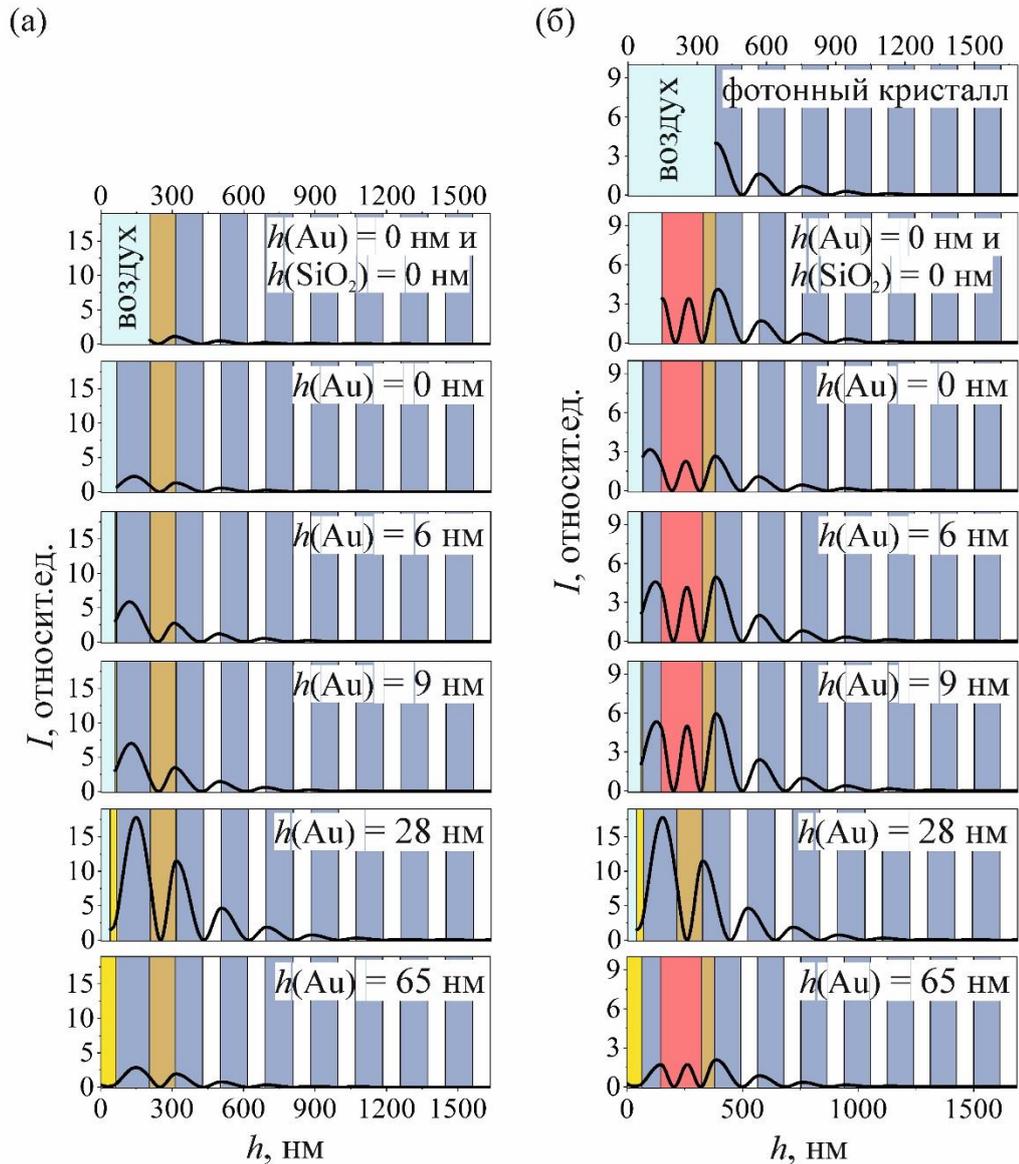


Рисунок 2.12 – Рассчитанное пространственное распределение интенсивности света I внутри наноструктур: (2.1) (а) и (2.2) (б) со слоем Au разной толщины на длине волны моды ТПП $\lambda_{\text{ТРР}}$; фотонного кристалла $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^7$ с верхними магнитными слоями M1 или M1 / M2 и фотонного кристалла на длине волны центра ФЗЗ λ_0

2.3 Оптическое таммовское состояние в наноструктурах с композитными слоями

Использование композитных металл-диэлектрических слоев вместо чисто металлического слоя позволяет также возбудить моду ОТС на границе фотонного

кристалла и композитного слоя [53]. Так как, такие таммовские структуры с магнитными слоями не были рассмотрены ранее, представим свойства данных структур в модели.

Таммовская наноструктура с композитным слоем может быть сформирована следующим образом:

$$\text{KU-1} / [\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4 / \text{M1} / \text{M4} / (\text{SiO}_2\text{-Au}), \quad (2.4)$$

где KU-1 – подложка плавного кварца, $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$ – фотонный кристалл, M1 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$, M4 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{2,3}\text{Dy}_{0,7}\text{Fe}_{4,2}\text{Ga}_{0,8}\text{O}_{12}$.

Для сравнения также представим спектры таммовской наноструктуры (2.2) с гранатовым слоем M4 вместо M2:

$$\text{KU-1} / [\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m / \text{M1} / \text{M4} / \text{SiO}_2/\text{Au}. \quad (2.5)$$

Рассматриваемые структуры схематично показаны на рис. 2.13. Были выбраны следующие общие неизменные параметры слоев для двух наноструктур:

- толщины слоев TiO_2 $h(\text{TiO}_2) = 76$ нм и SiO_2 $h(\text{SiO}_2) = 108$ нм;
- толщины слоев ферритов-гранатов M1 $h(\text{M1}) = 80$ нм и M4 $h(\text{M4}) = 250$ нм.

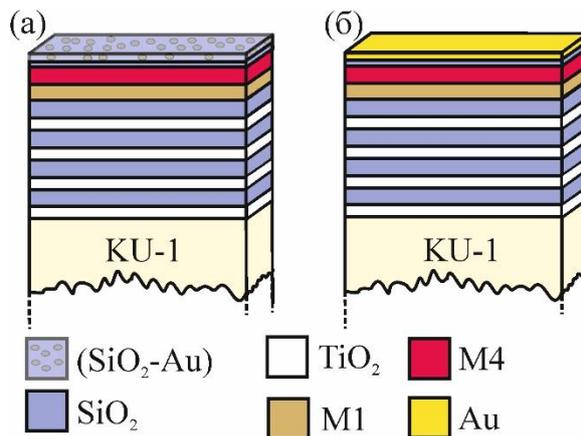


Рисунок 2.13 – Схематическое изображение таммовских наноструктур (2.4) на основе композита (SiO₂-Au) (а) и (2.5) на основе слоя Au (б)

На рис. 2.14 показано формирование оптических и МО спектров и резонансов для структуры (2.4) в случае объемной доли наночастиц в слое композита $f = 0,2$. Композит имеет только положительную компоненту ϵ_{xx} при данной объемной доле

наночастиц в исследованном диапазоне длин волн. В результате, все резонансы I, II и III следует отнести к резонансной моде на поверхностном дефекте фотонного кристалла (ДМ), соответствующему комбинации слоев M1/ M4 / SiO₂/ (SiO₂-Au). Изменение толщины любого слоя верхней части структуры (дефекта) приводит к смещению резонансной длины волны в более длинноволновую область. Наибольшее усиление эффекта Фарадея для любой из конфигураций наблюдается в диапазоне длин волн около 600 нм. Эта область характеризуется наибольшими значениями ϵ_{xx} композита.

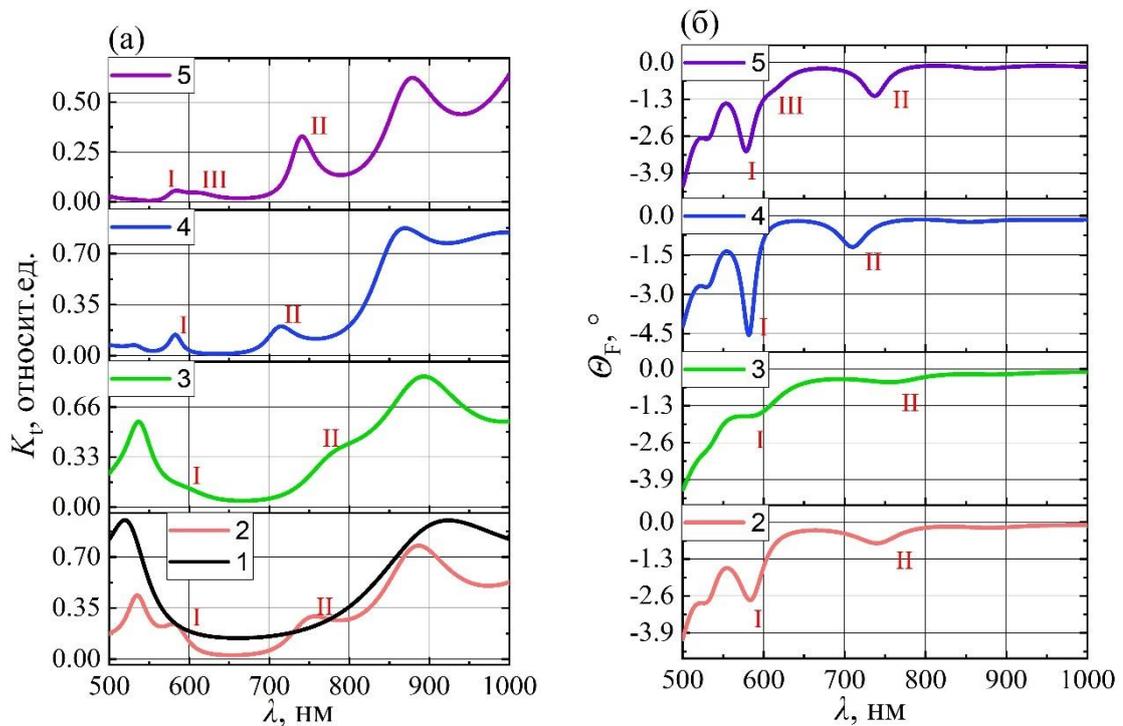


Рисунок 2.14 – Спектры коэффициента пропускания K_t (а) и угла фарадеевского вращения θ_F (б) различных наноструктур: 1 – фотонного кристалла [TiO₂/SiO₂]⁴; 2 – [TiO₂/SiO₂]⁴ / M1 / M4; 3 – [TiO₂/SiO₂]⁴ / M1 / M4 / SiO₂ с $h_b(\text{SiO}_2) = 80$ нм; 4 – структуры (2.4) с $h_b(\text{SiO}_2) = 80$ нм, $h(\text{SiO}_2\text{-Au}) = 55$ нм и $f = 0,2$; 5 – структуры (2.4) с $h_b(\text{SiO}_2) = 80$ нм, $h(\text{SiO}_2\text{-Au}) = 120$ нм и $f = 0,2$

Наличие или отсутствие ОТС связано со спектральным изменением ϵ_{xx} композитного слоя в коротковолновой области спектра (рис. 2.14). Для объемной доли наночастиц $f \geq 0,3$ в области коротких длин волн (в окрестности 550 нм) ϵ_{xx}

композитного слоя имеет отрицательные значения и композитный слой проявляет свойства, аналогичные металлу. В этом случае возможно возбуждение ОТС и резонаторной дефектной моды (ДМ) или переходящих состояний ОТС-ДМ. Образование резонансных дефектных мод, обусловленных слоями SiO_2 или $(\text{SiO}_2\text{-Au})$, и случаи возникновения ОТС продемонстрированы на рис. 2.15. Для сравнения приведены зависимости спектров от толщины для структуры (2.5). При этом наибольшие значения угла фарадеевского вращения наблюдаются для резонансов в коротковолновом диапазоне.

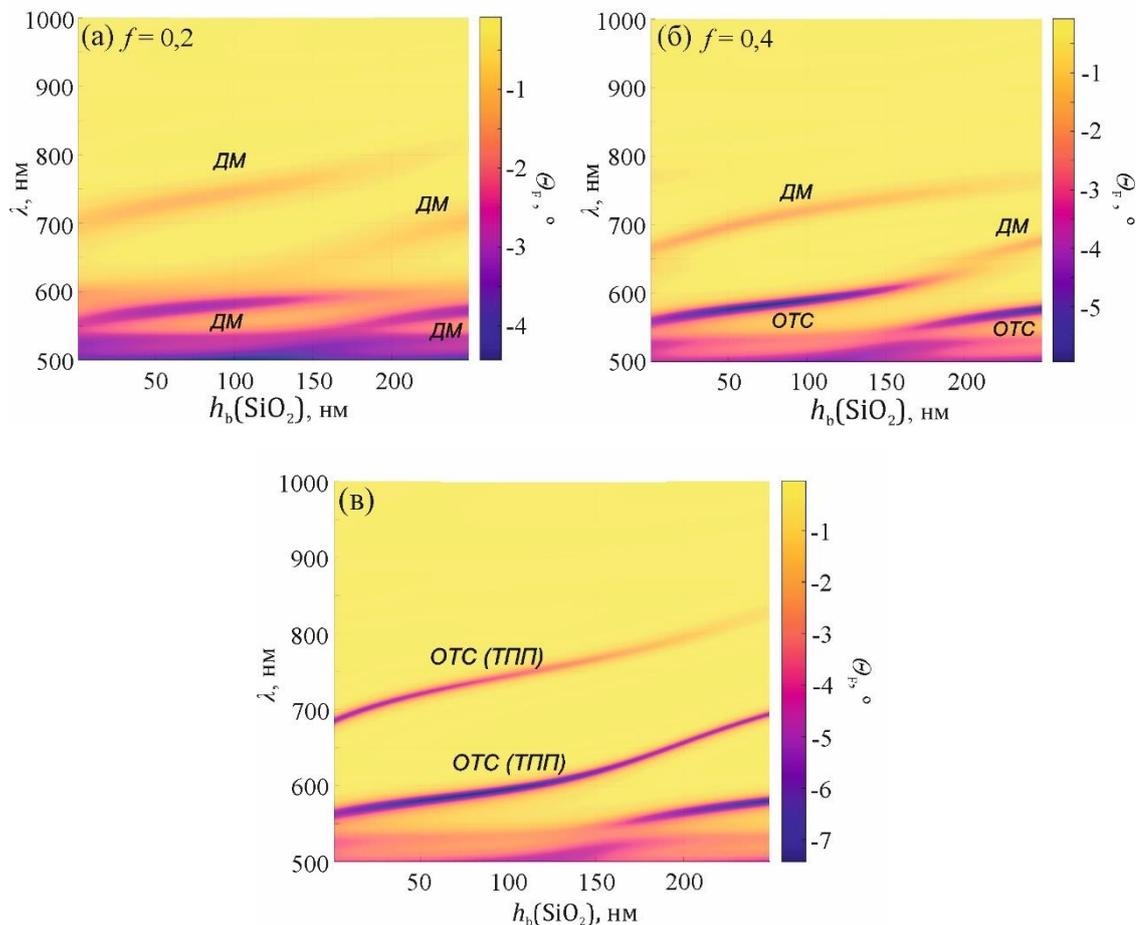


Рисунок 2.15 – Зависимости спектров угла фарадеевского вращения Θ_F от толщины верхнего буферного слоя SiO_2 $h_b(\text{SiO}_2)$ и объемной доли наночастиц f : структуры (2.4) $f = 0,2$ (а), структуры (2.4) $f = 0,4$ (б) и структуры (2.5) (в).

Толщины слоев композита и Au фиксированы: $h(\text{SiO}_2\text{-Au}) = 120$ нм и

$h(\text{Au}) = 55$ нм, соответственно

2.4 Заключение

Предложены оригинальные наноструктуры с ТПП, сформированные на основе феррит-гранатовых однослойной или двухслойной пленок, размещенных между фотонным кристаллом и слоем Au. Численно проведена оптимизация параметров моды ТПП в зависимости от числа пар слоев в фотонном кристалле m и толщины слоя Au $h(\text{Au})$. Показано, что наиболее оптимальными конфигурациями структур являются структуры с параметрами $m = 4$ и $h(\text{Au}) = 30$ нм. Для такого типа структур возможно добиться максимального значения МО добротности $Q_{\text{МО}} = 8,01^\circ$.

С целью демонстрации особенностей формирования резонанса моды ТПП в зависимости от толщины слоя Au синтезированы структуры с однослойной и двухслойной пленками ферритов-гранатов и числом пар слоев в фотонном кристалле $m = 7$. Продемонстрирован максимум коэффициента пропускания для структур со слоем Au толщиной около 30 нм. Численные расчеты показали, что конфигурации наноструктур с данной толщиной оптимальны для формирования наибольшей интенсивности световой волны в окрестности магнитных слоев. Наиболее оптимальными для МО применений конфигурациями являются наноструктуры с толщиной слоя Au от 30 до 50 нм.

Обнаружен спектральный сдвиг моды ТПП, происходящий с увеличением толщины слоя Au. Спектральные «красный» и «синий» сдвиги обусловлены разными факторами. «Красный сдвиг», наблюдаемый в эксперименте, происходит вследствие изменения структуры слоя Au и его оптических параметров (компонент тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_{xx}(\text{Au})$). «Синий сдвиг», наблюдаемый как в эксперименте, так и в модельных расчетах, связан с изменением толщины слоя Au и оптической добротности моды.

Для таммовской наноструктуры с однослойной и двухслойной пленками ферритов-гранатов были достигнуты максимальные резонансные значения угла фарадеевского вращения $-2,1^\circ$ на 664 нм и $-12,3^\circ$ на 645 нм, соответственно, вызванные возбуждением на данных длинах волн ТПП на границе со слоем Au

толщиной 65 нм. Наибольшей МО добротностью $Q_{\text{МО}} = 5,01^\circ$ обладает структура с двухслойной магнитной пленкой. Расчеты и эксперимент показали, что использование двухслойной пленки является выгодным для данного типа структур, так как ее использование повышает МО добротность наноструктуры в 4-5 раз.

В результате моделирования свойств наноструктуры со слоем композита ($\text{SiO}_2\text{-Au}$) было показано, что наибольшие значения угла фарадеевского вращения могут быть достигнуты в коротковолновой спектральной области. Подобные структуры могут быть интересны для проектирования цветных оптических фильтров / модуляторов, ячеек дисплеев.

Результаты исследований представлены в работах [A2, A3, A27, A28, A31, A32, Б1 – Б6].

ГЛАВА 3

ГИБРИДНОЕ СОСТОЯНИЕ МОД ТАММОВСКОГО ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНА И ФАБРИ-ПЕРО В НАНОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ДВУХСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

3.1 Введение

В данной Главе рассматриваются таммовские наноструктуры с одновременным возбуждением мод ТПП и Фабри-Перо внутри ФЗЗ. Структуры сформированы на основе микрорезонаторной наноструктуры, предложенной ранее в работах [12, 13, 100]. В таких микрорезонаторных структурах двухслойная пленка ВЗФГ размещена между двумя зеркалами Брэгга (или фотонными кристаллами) на основе SiO_2 или TiO_2 . Коэффициент усиления эффекта Фарадея в таких наноструктурах относительно используемых слоев ВЗФГ достигает 20-60 раз при значениях пропускания от 14% до 40% на резонансной длине волны. Тем самым, структуры обеспечивают высокую МО добротность для различных применений [A9]. Таммовские наноструктуры [1] из-за наличия слоя Au с достаточно высоким оптическим поглощением обладают менее привлекательными характеристиками. Максимально достигнутое усиление эффекта Фарадея составляет 10 раз при значениях коэффициента пропускания менее 4% на резонансной длине волны [A2, A32]. Предполагается, что формирование таммовской наноструктуры на основе микрорезонатора позволит использовать достоинства микрорезонаторной структуры с целью повышения коэффициента пропускания и МО добротности таммовских наноструктур в целом. Как будет показано ниже, спектральная близость мод ТПП и ФП приводит, с одной стороны, к увеличению коэффициента пропускания резонанса ТПП, а с другой стороны, позволяет управлять степенью локализации, усилением МО эффектов и спектральным положением моды ФП.

3.2 Свойства микрорезонаторных наноструктур на основе двухслойных пленок ферритов-гранатов

Рассматриваемые в данном разделе таммовские наноструктуры сформированы на основе микрорезонаторов Фабри-Перо с двухслойными пленками ферритов-гранатов:

$$[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m / \text{M1} / \text{M3} / [\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^m \quad (3.1)$$

где $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m$ и $[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^m$ – зеркала Брэгга, М1 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$, М3 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

Для микрорезонаторных наноструктур использование двухслойной пленки ферритов-гранатов было предложено впервые в работах [12, 13]. Двухслойная пленка обеспечивает значительное увеличение МО вращения плоскости поляризации и МО добротности микрорезонатора за счет двухэтапной технологии синтеза ферритов-гранатов с различным содержанием Вi. Метод синтеза двухслойной пленки позволяет обойти проблему роста гранатовой фазы с высоким содержанием Вi на слое SiO_2 , так как формирование граната в этом случае происходит по механизму спонтанной кристаллизации. При этом первый слой М1 выступает в роли подслоя, стимулирующего рост фазы с высокой концентрацией Вi М3. Согласно нашим предыдущим исследованиям, формирования одиночной пленки М3 на слое SiO_2 не происходит. Таким образом, двухслойная пленка позволила увеличить удельный угол фарадеевского вращения МО пленки микрорезонатора на 655 нм с 0,9 °/мкм (типичный для М1) до 3,6 °/мкм (типичный для пленки М1 / М3) [13].

Продемонстрируем, как изменяются характеристики микрорезонатора Фабри-Перо (3.1) в зависимости от толщины магнитной пленки $h(\text{M3})$ и количества пар слоев m . В расчетах были использованы следующие параметры структуры:

- (i) фиксированная длина волны ФЗЗ $\lambda_0 = 690$ нм;
- (ii) фиксированные толщины немагнитных слоев зеркал Брэгга $h(\text{SiO}_2) = 116$ нм и $h(\text{TiO}_2) = 75$ нм, которые соответствуют оптическим толщинам $l = \lambda_0 / 4$;

- (iii) переменная толщина двухслойной магнитной пленки $h(M1 / M3)$ от 97 до 383 нм, что соответствует диапазону оптической толщины $l(M1 / M3)$ от $(0,74 \cdot \lambda_0/2)$ до $(3 \cdot \lambda_0/2)$.

Толщина двухслойной магнитной пленки варьировалась за счет изменения толщины основного магнитоактивного слоя $h(M3)$ от 29 нм $(0,24 \cdot \lambda_0/2)$ до 315 нм $(2,5 \cdot \lambda_0/2)$. Толщина слоя $h(M1)$ фиксировалась и выбиралась такой, чтобы в эксперименте не происходило ухудшения качества двойного слоя граната на SiO_2 ($l(M1) = \lambda_0/4$, $h(M1) = 68$ нм).

Мы не приводим рассчитанные спектры пропускания и угла фарадеевского вращения всех рассмотренных конфигураций из-за большого количества данных. Для нахождения оптимальных структур достаточно задать значения коэффициента пропускания K_t , угла фарадеевского вращения Θ_F и коэффициента усиления эффекта Фарадея t на резонансных длинах волн λ_R . Количество резонансов и их положение зависят от толщины магнитной пленки. Изменения, происходящие в спектрах с увеличением толщины $h(M3)$ идентичны, проиллюстрированным на рис. 2.2 и 2.3 зависимостям. Рассматривая зависимости спектров от толщины $h(M3)$, можно выделить три резонансных пика, приписываемых трем условиям резонанса: $(\lambda_R/2)$ – первый I пик, (λ_R) – второй II пик и $(3\lambda_R/2)$ – третий III пик. Резонансные пики отделяются от коротковолнового края и смещаются к длинноволновому краю ФЗЗ по мере увеличения толщины магнитной пленки. Первый I, второй II и третий III резонансные пики пересекают центр ФЗЗ, когда толщина магнитной пленки удовлетворяет условиям резонанса при λ_0 . Условия резонанса на λ_0 для трех пиков выполняются при толщинах $h(M1 / M3)$ равных 132 нм $(\lambda_0/2)$, 261 нм (λ_0) , 383 нм $(3\lambda_0/2)$ и т.д. В диапазоне оптической толщины $l(M1 / M3)$ от $(1,36 \cdot \lambda_0/2)$ до $(1,68 \cdot \lambda_0/2)$ резонансы I и II сосуществуют на противоположных сторонах внутри ФЗЗ. Резонансы II и III сосуществуют для диапазона оптической толщины $l(M1 / M3)$ от $(2,12 \cdot \lambda_0/2)$ до $(2,76 \cdot \lambda_0/2)$. Коэффициент пропускания K_t , угол фарадеевского вращения Θ_F и коэффициент усиления эффекта Фарадея t для резонансных пиков I, II и III в зависимости от

оптической толщины магнитной пленки $l(M1 / M3)$ и количества пар слоев m приведены на рис. 3.1 (а), (б) и (в), соответственно.

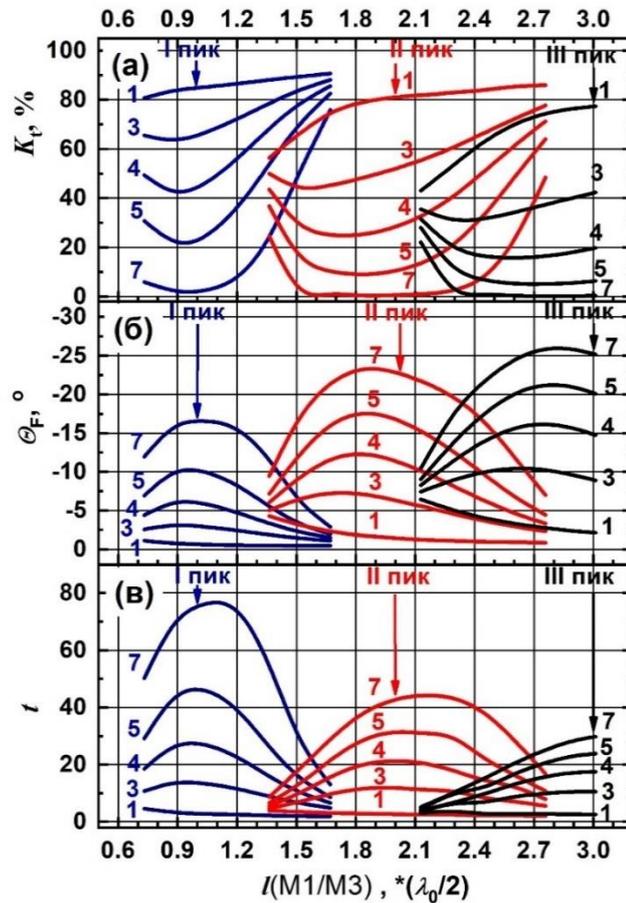


Рисунок 3.1 – Расчетные значения коэффициента пропускания K_t (а), угла фарадеевского вращения Θ_F (б) и коэффициента усиления эффекта Фарадея t (в) наноструктуры $[\text{TiO}_2 / \text{SiO}_2]^m / M1 / M3 / [\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2]^m$ на подложке из плавленного кварца KU-1 в зависимости от количества пар слоев $m = 1, 3, 4, 5, 7$ и оптической толщины магнитного слоя $l(M1 / M3)$ для трех резонансов, соответствующим интерференционным условиям $(\lambda_R/2)$ – первый I пик, (λ_R) – второй II пик и $(3\lambda_R/2)$ – третий III пик. Стрелками указаны положения, при которых пики проходят через центр ФЗЗ λ_0 .

Форма линий этих функций определяется дисперсией компонент тензоров диэлектрической проницаемости слоев и интерференцией многократно отраженного света внутри структуры. Интерференция наиболее эффективна вблизи

расчетной длины волны λ_0 . Соответственно, коэффициент пропускания K_t увеличивается, угол фарадеевского вращения Θ_F и коэффициент усиления эффекта Фарадея t уменьшаются в процессе сдвига резонансной длины волны к краю ФЗЗ. Максимальные значения зависимостей немного сдвинуты от расчетных резонансных толщин $(\lambda_0/2)$, (λ_0) и $(3 \cdot \lambda_0/2)$.

ФЗЗ уширяется, и условия интерференции на слоях зеркал Брэгга выполняются для большего диапазона длин волн при увеличении m . Эффективная длина пути света увеличивается в магнитной пленке. В результате угол Θ_F и коэффициент усиления t увеличиваются с увеличением m . Из-за поглощения магнитной пленки коэффициент пропускания K_t уменьшается. При некотором значении m угол Θ_F также перестает увеличиваться. Поглощение магнитной пленки также приводит к снижению коэффициентов пропускания и усиления при изменении пиков. Однако, значения угла Θ_F увеличиваются.

Для иллюстрации реальной динамики характеристик микрорезонаторных структур были изготовлены восемь структур общей формулы $[\text{TiO}_2 / \text{SiO}_2]^m / \text{M1} / \text{M2} / [\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2]^m$ с различной толщиной магнитной пленки и числом пар слоев m . Оптические толщины двухслойных магнитных пленок были выбраны равными $(0,8 \cdot \lambda_0/2)$, $(1,2 \cdot \lambda_0/2)$, $(1,8 \cdot \lambda_0/2)$, $(2,5 \cdot \lambda_0/2)$ для $m = 4$ и $(0,8 \cdot \lambda_0/2)$, $(1,2 \cdot \lambda_0/2)$, $(1,6 \cdot \lambda_0/2)$, $(2,5 \cdot \lambda_0/2)$ для $m = 7$. Моделирование и эксперимент находятся в хорошем согласии и показывают, что для структур с оптической толщиной магнитного дефекта в окрестности $(\lambda_0/2)$ наибольшее усиление фарадеевского вращения и удельного угла фарадеевского вращения наблюдается для первого I пика. Для структур с оптической толщиной магнитного дефекта в районе $(2,5 \cdot \lambda_0/2)$ сосуществуют второй II и третий III пики; при этом могут быть достигнуты высокие значения МО добротности [A9]. Оптимальное число m , при котором микрорезонаторные структуры имеют высокую МО добротность на резонансной длине волны для исследуемого диапазона толщин, составляет $m_{\text{opt}} = 4$ для первого I и второго II резонансных пиков и $m_{\text{opt}} = 3$ для третьего III пика.

В эксперименте максимальные значения МО добротности $15,1^\circ$ для 624 нм, удельного угла фарадеевского вращения $-113^\circ/\mu\text{км}$ (что в 62 раза превышает

фарадеевское вращение двухслойной магнитной пленки) для 654 нм и абсолютное фарадеевское вращение $-20,6^\circ$ для 626 нм были достигнуты для трех различных конфигураций структуры.

На рис. 3.2 и 3.3 соответственно показаны расчетные пространственные распределения интенсивности света внутри микрорезонаторных структур с оптической толщиной магнитной пленки $l(M1 / M3) = (0,8 \cdot \lambda_0/2)$, и с оптической толщиной магнитной пленки $l(M1 / M3) = (2,5 \cdot \lambda_0/2)$ на их резонансных длинах волн.

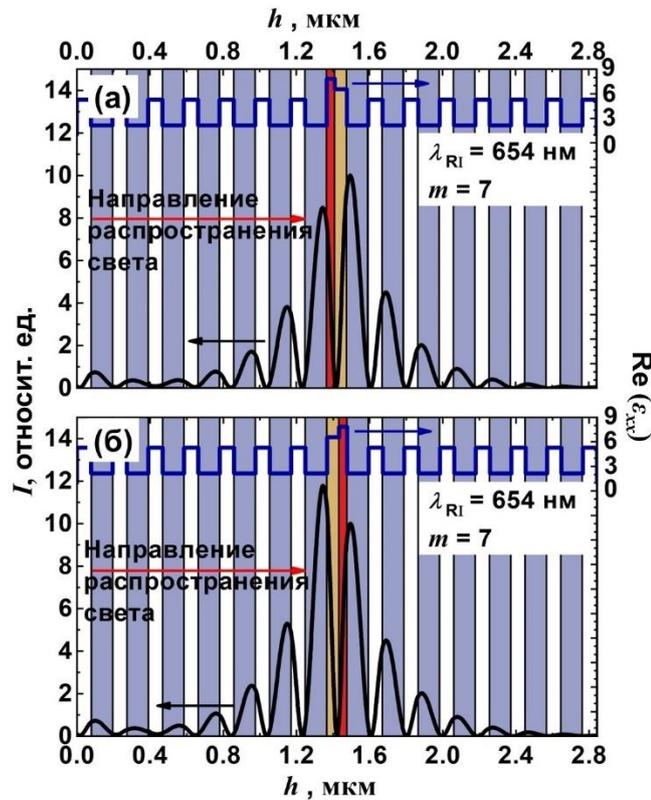


Рисунок 3.2 – Расчетное распределение интенсивности света I внутри наноструктуры $KU-1/[TiO_2/SiO_2]^m / M1 / M3 / [SiO_2/TiO_2]^m$ с $m = 7$ и $l(M1/M2) = (0,8 \cdot \lambda_0/2)$ на длине волны первого I резонансного пика (а – прямое и б – инверсное чередование слоев)

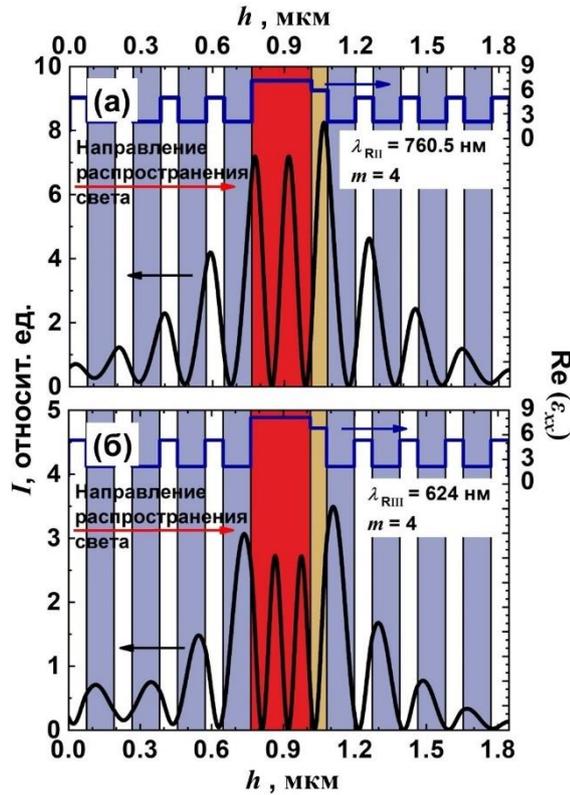


Рисунок 3.3 – Расчетное распределение интенсивности света I внутри наноструктуры $KU-1/[TiO_2/SiO_2]^m / M1 / M3 / [SiO_2/TiO_2]^m$ с $m = 4$ и $l(M1/M2) = (2,5 \cdot \lambda_0/2)$ на длинах волн второго II (а) и третьего III (б) резонансных пиков

Согласно расчетам интенсивности света внутри микрорезонаторных наноструктур на резонансных длинах волн имеет место асимметрия распределения. Эффекты локализации света в структуре уменьшают влияние поглощения магнитных слоев и вклад интерфейса между двумя магнитными слоями «M1 – M3». Наибольшее влияние на свойства структуры оказывают границы раздела «SiO₂ – M1» и «M3 – SiO₂».

Полученные значения МО добротности для данных микрорезонаторных структур превышает в 2 раза значения МО добротности известных микрорезонаторных наноструктур на основе единичной пленки феррита-граната и негранатовых зеркал Брэгга в диапазоне длин волн от 550 до 850 нм [1]. Предложенные структуры МФК обеспечивают высокие значения угла фарадеевского вращения, но обладают существенно более низкими значениями

МО добротности в сравнении с только гранатовыми структурами МФК [11, 94-97, 102].

3.3 Таммовская наноструктура с модами таммовского плазмон-поляритона и Фабри-Перо

Рассмотрим, как изменяются резонансные свойства микрорезонаторной наноструктуры при нанесении верхнего слоя Au:

$$\text{ГГГ} / [\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4 / \text{M1} / \text{M3} / [\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4 / \text{Au}, \quad (3.2)$$

где ГГГ – подложка гадолиний галлиевого граната кристаллографической ориентации (111), $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$ и $[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4$ – четырехпарные зеркала Брэгга, M1 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$, M3 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, Au – верхний слой золота. Было предложено нанести буферный верхний слой Au градиентной толщины с целью исследования характеристик резонансов мод Фабри-Перо и ТПП в зависимости от толщины слоя Au. Схематически наноструктура приведена на рис. 3.4. Данная наноструктура представляет интерес, так как позволяет исследовать слабосвязанное состояние мод Фабри-Перо и ТПП – резонансы мод при такой конфигурации структуры расположены в разных областях спектра.

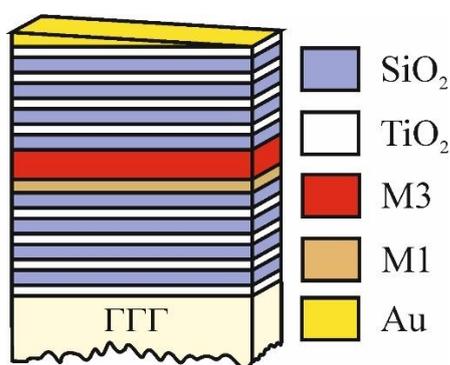


Рисунок 3.4 – Схематическое изображение исследуемой наноструктуры (3.2)

Процесс изготовления структуры включал следующие этапы:

- синтез нижнего четырехпарного зеркала Брэгга $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$ с толщинами слоев $h(\text{TiO}_2) = 79$ нм и $h(\text{SiO}_2) = 117$ нм на горячей (400°C) подложке методом электронно-лучевого распыления с оптическим контролем толщины;
- формирование двухслойной М1 / М3 пленки с толщинами $h(\text{M1}) = 66$ нм; $h(\text{M2}) = 161$ нм на зеркале Брэгга методами реактивного ионно-лучевого распыления и отжига;
- синтез верхнего четырехпарного зеркала Брэгга $[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4$ ($h(\text{SiO}_2) = 119$ нм; $h(\text{TiO}_2) = 79$ нм) на поверхности магнитной пленки методом электронно-лучевого распыления с оптическим контролем толщины;
- синтез верхнего слоя Au с градиентом толщины $h(\text{Au})$ от 0 до 100 нм (10 нм/мм) вдоль выбранного направления на поверхности верхнего зеркала Брэгга методом термического испарения; для формирования градиента толщины применялся метод «тонкой заслонки» (см. п. 1.3).

Использование уникальной методики синтеза покрытий позволило в эксперименте выбрать разные участки по градиенту толщины на образце, чтобы выявить структурные эффекты. В результате появилась возможность сравнивать теоретические и экспериментальные данные, полученные для разных параметров слоя Au. Исследование коэффициента пропускания проводили в диапазоне длин волн от 400 до 980 нм с помощью автоматизированного спектрофотометра КФК-3. Измерения МО эффекта Фарадея в диапазоне длин волн от 400 до 750 нм выполняли на автоматизированном спектрополяриметре компенсационным методом. Образец помещали в насыщающее поле более 2 кЭ для измерения эффекта Фарадея.

Экспериментальные и расчетные спектры коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения в зависимости от толщины слоя Au $h(\text{Au})$ показаны на рис. 3.5. Эксперимент хорошо коррелирует с расчетными данными. Центр фотонной запрещенной расположен на длине волны $\lambda_0 = 690$ нм, мода Фабри-Перо – на $\lambda_R = 653,5$ нм. Формирование моды ТПП у длинноволнового края ФЗЗ происходит в диапазоне длин волн от 770 до 790 нм. Резонанс моды ТПП не

наблюдается при толщинах $h(\text{Au})$ меньших 25 нм. Наиболее четкий резонанс ТПП присутствует при толщине $h(\text{Au}) = 66$ нм.

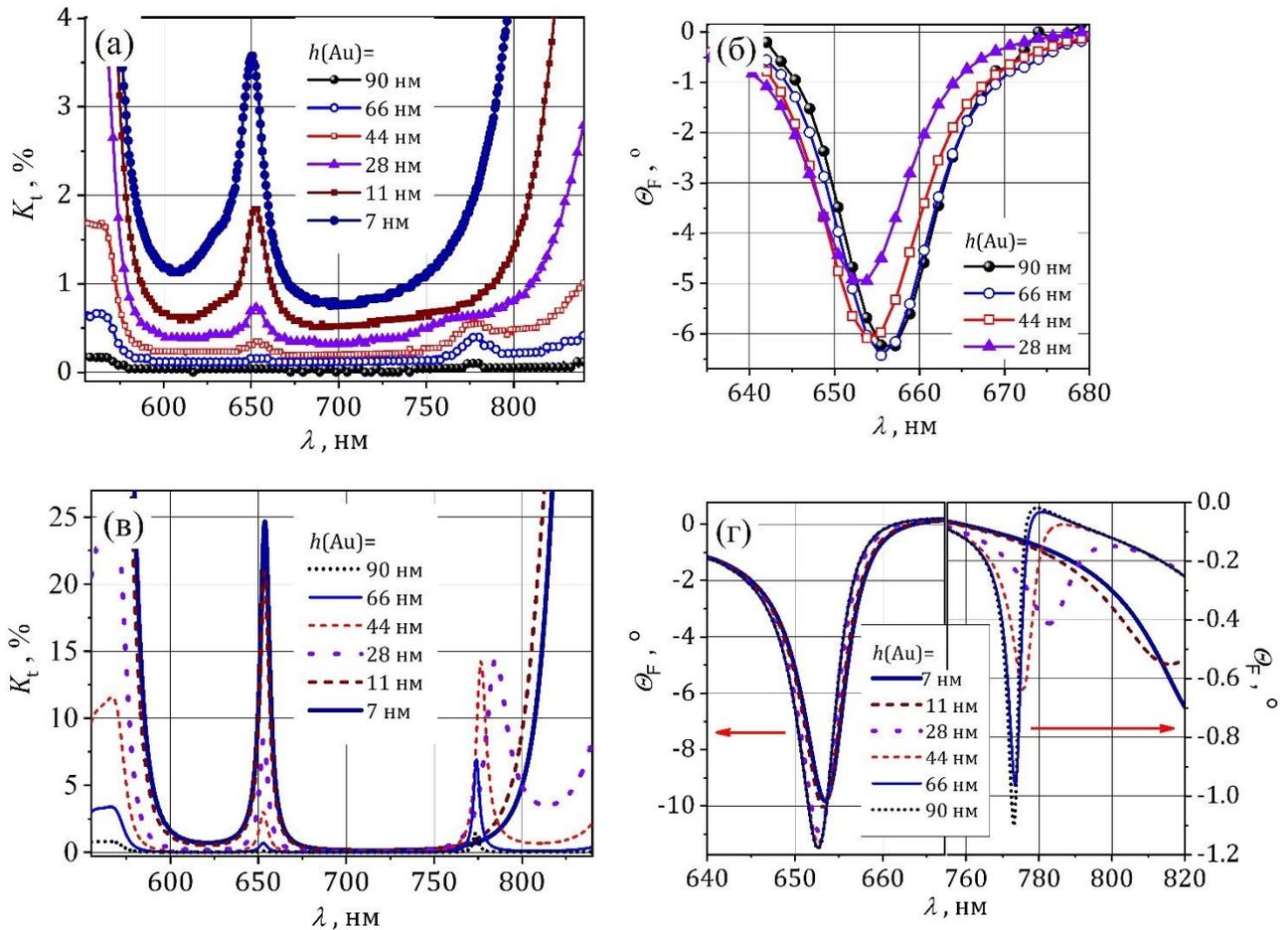


Рисунок 3.5 – Экспериментальные (а, б) и расчетные (в, г) спектры коэффициента пропускания K_t и угла фарадеевского вращения Θ_F синтезированной наноструктуры (3.2) в зависимости от толщины слоя Au $h(\text{Au})$

Резонанс ТПП более четко выражен в теоретических спектрах пропускания, поскольку в эксперименте реализовывалось более высокое поглощение используемого в расчете покрытия Au. Амплитуды резонансов мод Фабри-Перо и ТПП приведены на рис. 3.6. Резонанс ТПП характеризуется более высокими значениями коэффициента пропускания чем резонанс Фабри-Перо при толщинах $h(\text{Au}) > 35$ нм. Расчеты показали, что усиление угла фарадеевского вращения моды ТПП при $h(\text{Au}) = 90$ нм составляет 7 раз по сравнению со значением для

наноструктуры без слоя Au $h(\text{Au}) = 0$ нм. Для моды Фабри-Перо резонансное значение коэффициента пропускания резко уменьшается при увеличении толщины $h(\text{Au})$ до 90 нм. При этом угол фарадеевского вращения увеличивается на 1° в теории и на $1,5^\circ$ в эксперименте (рис. 3.5). Эти значения соответствуют коэффициенту усиления 1,15 и 1,3 раз, соответственно. Согласно рассчитанным спектрам, с увеличением толщины $h(\text{Au})$ происходит «синий» сдвиг резонансных длин волн мод. При этом смещение моды ТПП более выражено. Согласно же эксперименту в спектрах наблюдается «красный» сдвиг резонансных длин волн мод с увеличением толщины $h(\text{Au})$. Возможной причиной различия зависимостей в экспериментальных и теоретических спектрах являются структурные изменения в покрытии Au с увеличением его толщины, которые приводят к изменению оптических свойств покрытия. Поэтому, для каждой толщины необходимы поправки компонент тензора диэлектрической проницаемости слоя Au. В расчете, представленном на рис. 3.5, использовались одни и те же значения компонент для разных толщин $h(\text{Au})$.

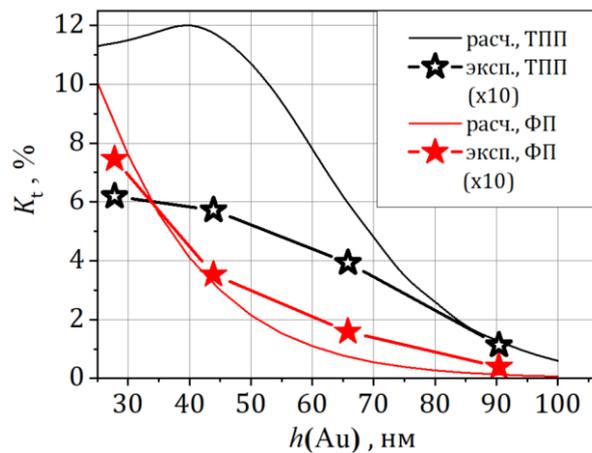


Рисунок 3.6 – Расчетные и экспериментальные зависимости резонансных значений коэффициента пропускания K_t мод ТПП (ТПП) и Фабри-Перо (ФП) наноструктуры (3.2)

На рис. 3.7 представлено расчетное пространственное распределение интенсивности света внутри конфигураций наноструктуры со слоем Au толщиной

$h(\text{Au}) = 44$ нм и без слоя Au для мод ТПП и Фабри-Перо. Распределение, представленное на рис. 3.7, является классическим для моды ТПП. Максимальная интенсивность наблюдается в слое, прилегающем к плазмонному слою Au, а внутри структуры формируется ее экспоненциальный спад. При этом все же присутствует незначительная локализация поля вблизи МО слоя. Распределение интенсивности света внутри наноструктуры для моды Фабри-Перо характеризуется асимметричной локализацией вблизи границ МО слоя и небольшим ростом значений вблизи слоя Au, что свидетельствует о слабой связи между модами.

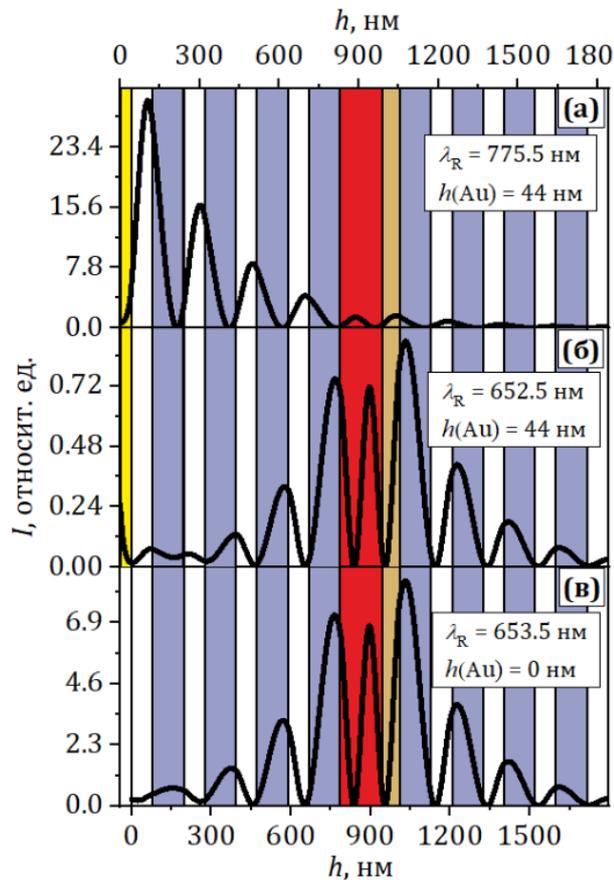


Рисунок 3.7 – Расчетное пространственное распределение интенсивности света внутри наноструктуры (3.2) со слоем Au толщиной $h(\text{Au}) = 44$ нм для мод ТПП (а) и Фабри-Перо (б) и без слоя Au ($h(\text{Au}) = 0$ нм) для моды Фабри-Перо (в)

Таким образом, численно и экспериментально были исследованы оптические и МО спектральные характеристики микрорезонаторной наноструктуры ГГГ/[TiO₂/SiO₂]⁴ / М1 / М3 / [SiO₂/TiO₂]⁴, покрытой слоем Au градиентной толщины. Показано, что мода ТПП формируется у длинноволнового края ФЗЗ. Установлено, что наличие слоя Au толщиной 90 нм приводит к усилению угла фарадеевского вращения моды ТПП и Фабри-Перо соответственно в 1,2 и 7 раз относительно значений углов структуры без слоя Au.

3.4 Таммовская наноструктура с гибридным состоянием мод таммовского плазмон-поляритона и Фабри-Перо

3.4.1 Модель структуры и ее оптимизация

На основе микрорезонаторной наноструктуры с рекордными характеристиками была предложена таммовская наноструктура с одновременным возбуждением мод ТПП и Фабри-Перо внутри ФЗЗ:

$$\text{ГГГ} / [\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m / \text{М1} / \text{М3} / [\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^m / \text{SiO}_2 / \text{Au} \quad (3.3)$$

где ГГГ – монокристаллическая подложка гадолиний галлиевого граната кристаллографической ориентации (111), М1 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$, М3 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

Схематически данная наноструктура показана на рисунке 3.8.

Подробные результаты моделирования и экспериментальных исследований свойств наноструктуры представлены в п. 3.4.2 – п. 3.4.5. В спектрах оптических и МО характеристик такой наноструктуры внутри ФЗЗ формируются два резонансных пика, соответствующих двум модам – резонаторной (Фабри-Перо) и ТПП.

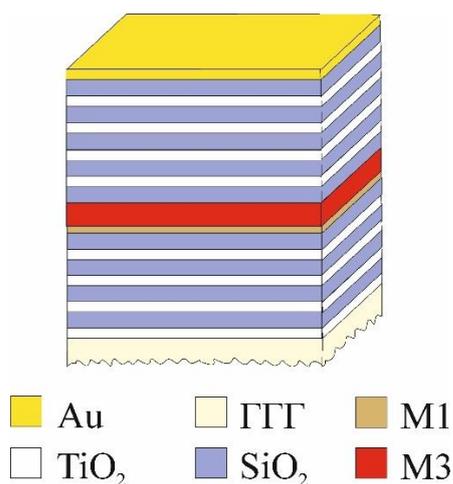


Рисунок 3.8 – Схематическое изображение предложенной и исследуемой наноструктуры (3.3). Зеркала Брэгга $[\text{TiO}_2 / \text{SiO}_2]^m$ и $[\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2]^m$ имеют количество пар слоев $m = 4$

Приведем результаты расчета МО добротности наноструктуры для случая, когда моды находятся в сильной гибридизации и занимают наиболее близкое спектральное положение. В модели учтем такие параметры наноструктуры:

- резонансная длины волны $\lambda_R = 655$ нм;
- центр ФЗЗ $\lambda_0 = 655$ нм;
- толщины слоев зеркал Брэгга $h(\text{TiO}_2) = 72$ нм и $h(\text{SiO}_2) = 112$ нм;
- толщины магнитных слоев наноструктуры $h(\text{M1}) = 64$ нм и $h(\text{M3}) = 176$ нм;
- толщина верхнего слоя оксида кремния $h_b(\text{SiO}_2) = 197$ нм.

Рассмотрим зависимости изменений коэффициента пропускания, угла фарадеевского вращения и МО добротности от количества пар слоев в зеркалах Брэгга m и толщины слоя Au $h(\text{Au})$ (рис. 3.9 и 3.10). Видно, что резонанс ТПП формируется только при определенных условиях – когда толщина слоя Au может обеспечить добротный резонанс для данного числа m . Для чисел $m \geq 7$ ТПП резонанс не формируется при толщинах $h(\text{Au}) \leq 50$ нм в виду локализации всего проходящего излучения внутри магнитных слоев микрорезонатора.

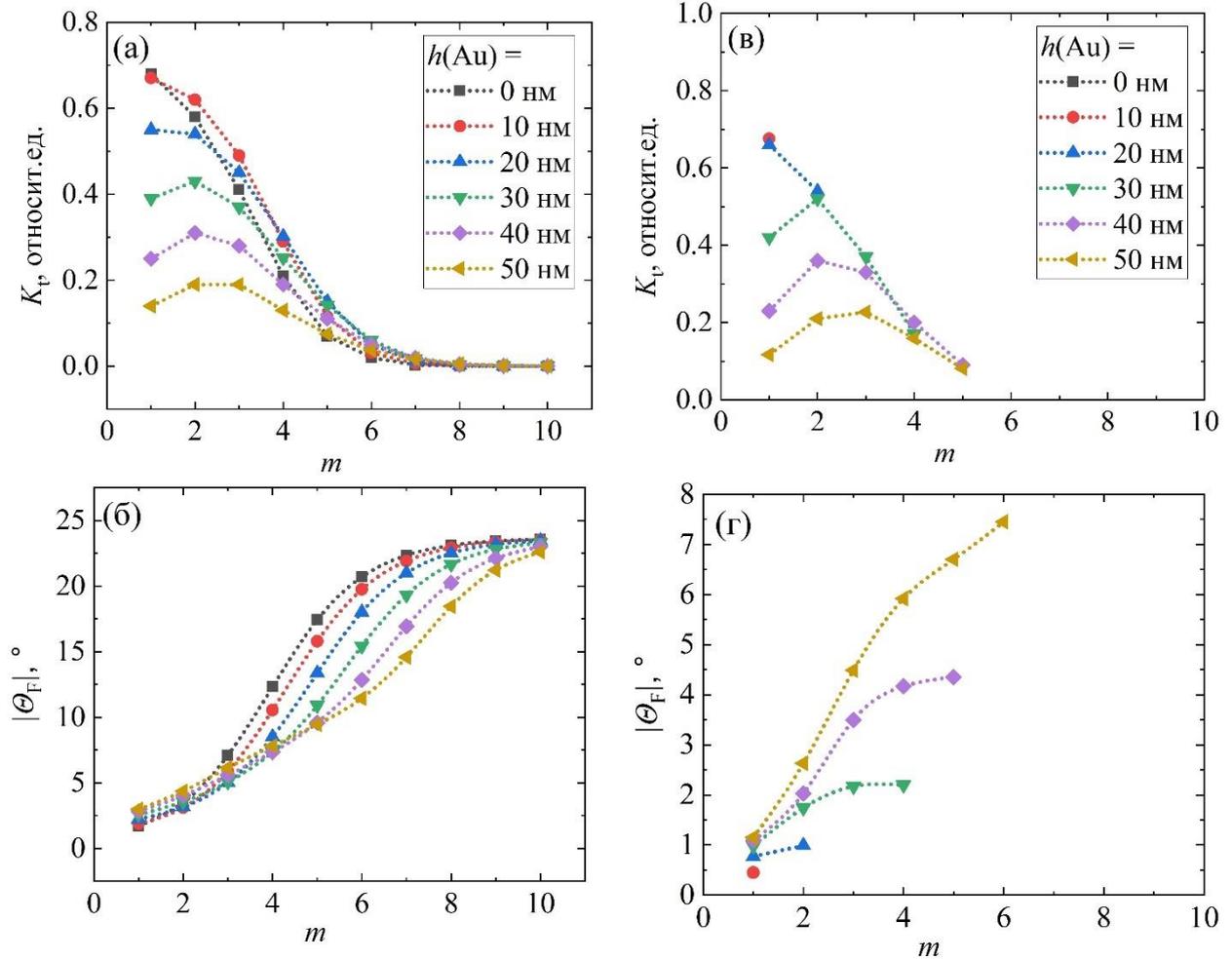


Рисунок 3.9 – Зависимости коэффициента пропускания K_T и абсолютного значения угла фарадеевского вращения $|\Theta_F|$ наноструктуры (3.3) на резонансных длинах волн мод Фабри-Перо (а, б) и ТПП (в, г) от количества пар слоев m и толщины слоя Au $h(\text{Au})$. Обозначения на вставке рисунков (а) и (в) действительны для всех рисунков (а) – (г)

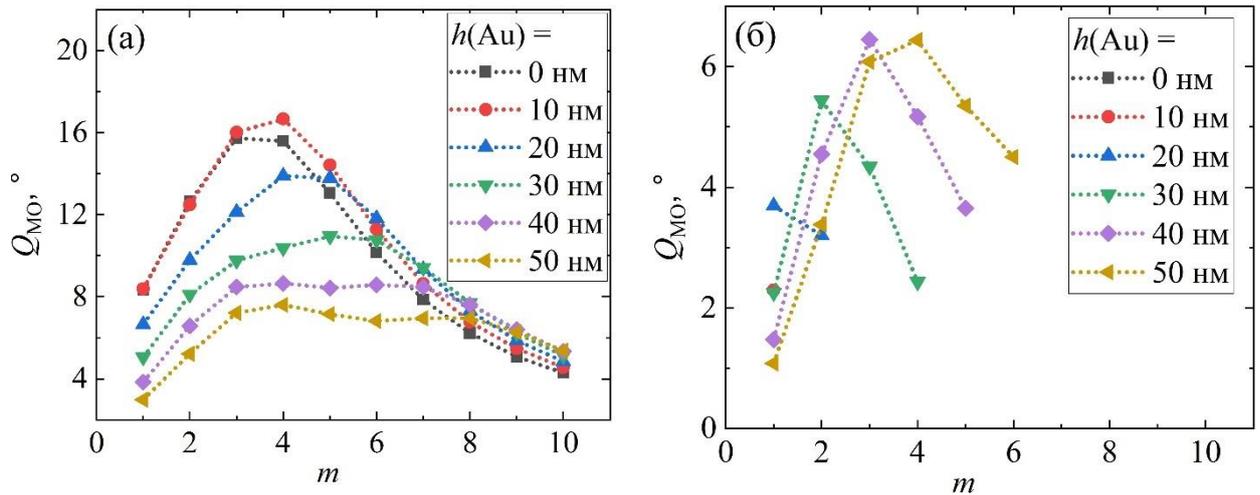


Рисунок 3.10 – Зависимости МО добротности Q_{MO} наноструктуры (3.3) на резонансных длинах волн мод Фабри-Перо (а) и ТПП (б) от количества пар слоев m и толщины слоя Au $h(Au)$

3.4.2 Синтез структуры и ее характеристика

Для экспериментальной реализации была выбрана конфигурация с $m = 4$ и $h(Au) = 40$ нм:

$$\text{ГГГ} / [\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4/\text{M1}/\text{M3}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{SiO}_2/\text{Au} \quad (3.4)$$

где ГГГ – подложка гадолиний галлиевого граната кристаллографической ориентации (111), $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$ и $[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4$ – четырехпарные зеркала Брэгга, М1 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$, М3 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, SiO_2/Au – верхние слои оксида кремния (буферный слой) и золота. Было предложено нанести буферный верхний слой SiO_2 градиентной толщины с целью исследования гибридного состояния двух мод. Согласно предварительным расчетам, такая наноструктура демонстрирует достаточно высокие значения МО добротности Q_{MO} для двух резонансов наблюдаемых мод, а толщина Au обеспечивает формирование оптически добротного резонанса ТПП (см. п. 2.2.2). Модель синтезированной структуры показана на рис. 3.11.

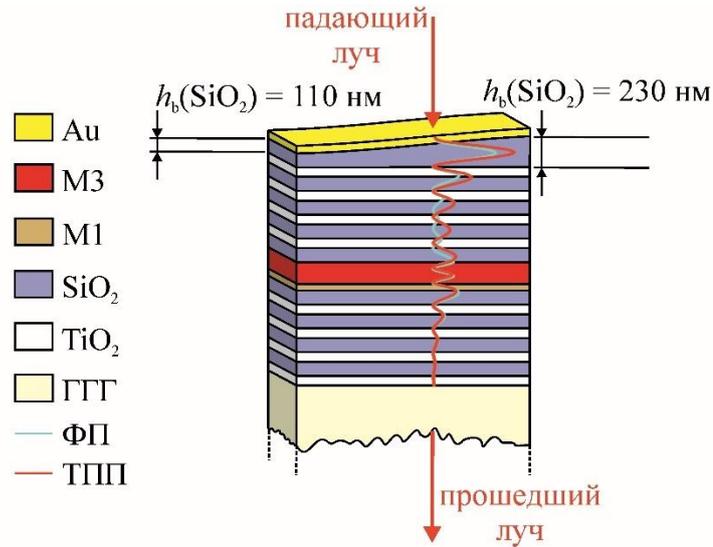


Рисунок 3.11 – Схематическое изображение рассматриваемой структуры с диаграммами хода лучей, иллюстрирующими возбуждение мод Фабри-Перо (ФП) и ТПП (ТПП)

Процесс изготовления таммовской наноструктуры (3.4) включал:

- синтез нижнего четырехпарного зеркала Брэгга $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$ с толщинами слоев $h(\text{TiO}_2) = 73$ нм и $h(\text{SiO}_2) = 115$ нм на горячей (400°C) подложке методом электронно-лучевого распыления с оптическим контролем толщины;
- формирование двухслойной М1 / М3 пленки с толщинами $h(\text{M1}) = 66$ нм и $h(\text{M3}) = 166$ нм на зеркале Брэгга методами реактивного ионно-лучевого распыления и отжига;
- синтез верхнего четырехпарного зеркала Брэгга $[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4$ ($h(\text{SiO}_2) = 115$ нм; $h(\text{TiO}_2) = 73$ нм) на поверхности магнитной пленки методом электронно-лучевого распыления с оптическим контролем толщины;
- синтез верхнего буферного слоя SiO_2 с градиентом толщины $h_b(\text{SiO}_2)$ от 120 до 230 нм (9 нм/мм) вдоль выбранного направления на поверхности верхнего зеркала Брэгга методом реактивного ионно-лучевого распыления; для формирования градиента толщины применялся метод «тонкой заслонки» (см. п. 1.3);
- синтез слоя Au толщиной $h(\text{Au}) = 40$ нм методом термического испарения.

Толщина слоев таммовской наноструктуры при синтезе контролировалась временем напыления и скоростью осаждения. Тонкие слои SiO_2 , TiO_2 , М1 и М3 были исследованы методами оптической микроинтерферометрии (МИИ-4) и атомно-силовой микроскопии (СЗМ ИНТЕГРА, НТ-МДТ). Погрешность в толщине наносимых слоев не превышала 10 %. Для исследования морфологии слоев применяли полуконтактную АСМ. Измерения проводились кантилеверами НА-НР ETALON. Спектры пропускания $K_t(\lambda)$ измеряли на автоматизированном спектрофотометре КФК-3 в диапазоне длин волн от 400 до 990 нм. Исследование спектральных зависимостей угла фарадеевского вращения Θ_F проводилось с использованием автоматизированного спектрополяриметра компенсационным методом в поле 2 кЭ, превышающем значение поля насыщения двухслойной пленки в геометрии Фарадея (1,6 кЭ). Апертура пучка и градиент толщины верхнего слоя оксида кремния $h_b(\text{SiO}_2)$ в пределах апертуры составляли 0,1 мм и 1 нм соответственно.

3.4.3 Свойства синтезированной микрорезонаторной структуры и моделирование параметров таммовской наноструктуры

На рис. 3.12 показаны спектры коэффициента пропускания и фарадеевского вращения синтезированной микрорезонаторной структуры ГГГ / $[\text{TiO}_2 / \text{SiO}_2]^4 / \text{M1} / \text{M3} / [\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2]^4$.

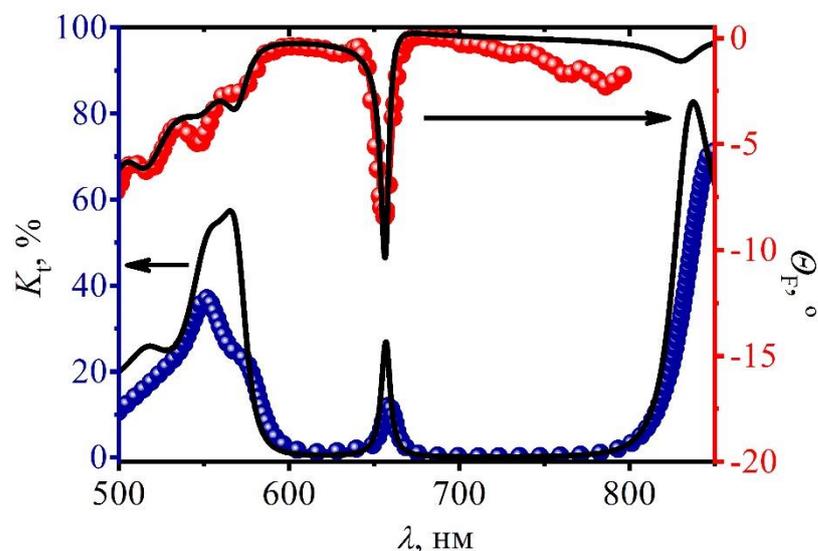


Рисунок 3.12 – Спектры коэффициента пропускания K_t и фарадеевского вращения Θ_F микрорезонаторной структуры ГГГ / $[\text{TiO}_2 / \text{SiO}_2]^4$ / М1 / М3 / $[\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2]^4$, используемой для формирования таммовской наноструктуры (3.4)

Как видно, ФЗЗ расположена между 580 и 825 нм. Резонансная длина волны моды Фабри-Перо λ_R составляет 657 нм, $Q_{MO} = 9,5^\circ$. Оптическая толщина магнитной пленки соответствует условию резонанса второго порядка и составляет λ_R .

Предварительные моделирование свойств и оптимизация таммовской наноструктуры проводились на основе параметров микрорезонаторной структуры путем изменения толщины верхних слоев – толщины буферного слоя SiO_2 $h_b(\text{SiO}_2)$ от 110 до 320 нм и толщины слоя Au $h(\text{Au})$ от 0 до 70 нм. Модельные спектры коэффициента пропускания и фарадеевского вращения в зависимости от толщин $h_b(\text{SiO}_2)$ и $h(\text{Au})$ представлены на рис. 3.13 – 3.17.

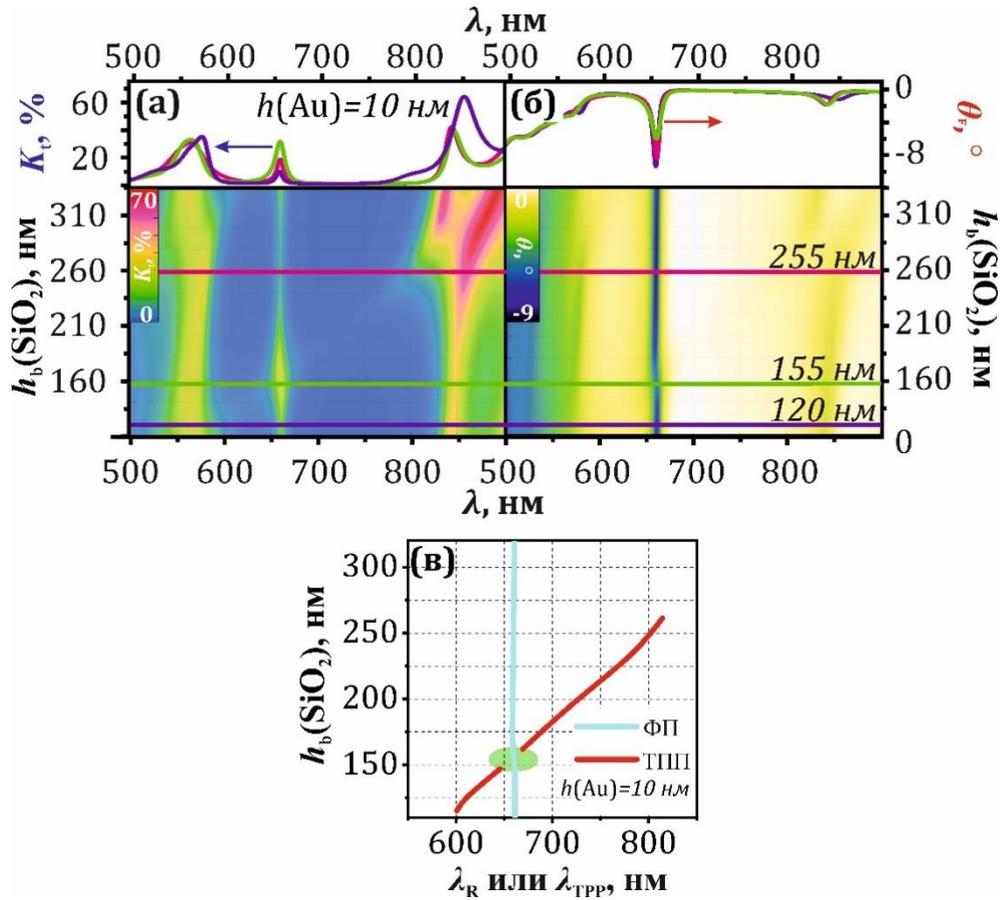


Рисунок 3.13 – Спектры коэффициента пропускания K_t (а) и угла фарадеевского вращения θ_F (б) таммовской наноструктуры (3.4) с толщиной слоя Au $h(\text{Au})$ 10 нм в зависимости от толщины буферного слоя SiO₂ $h_b(\text{SiO}_2)$. Верхние графики представляют спектры, соответствующие сечениям того же цвета. Зависимости резонансных длин волн мод Фабри-Перо λ_R и ТПП λ_{TPP} от толщины буферного слоя SiO₂ $h_b(\text{SiO}_2)$ (в)

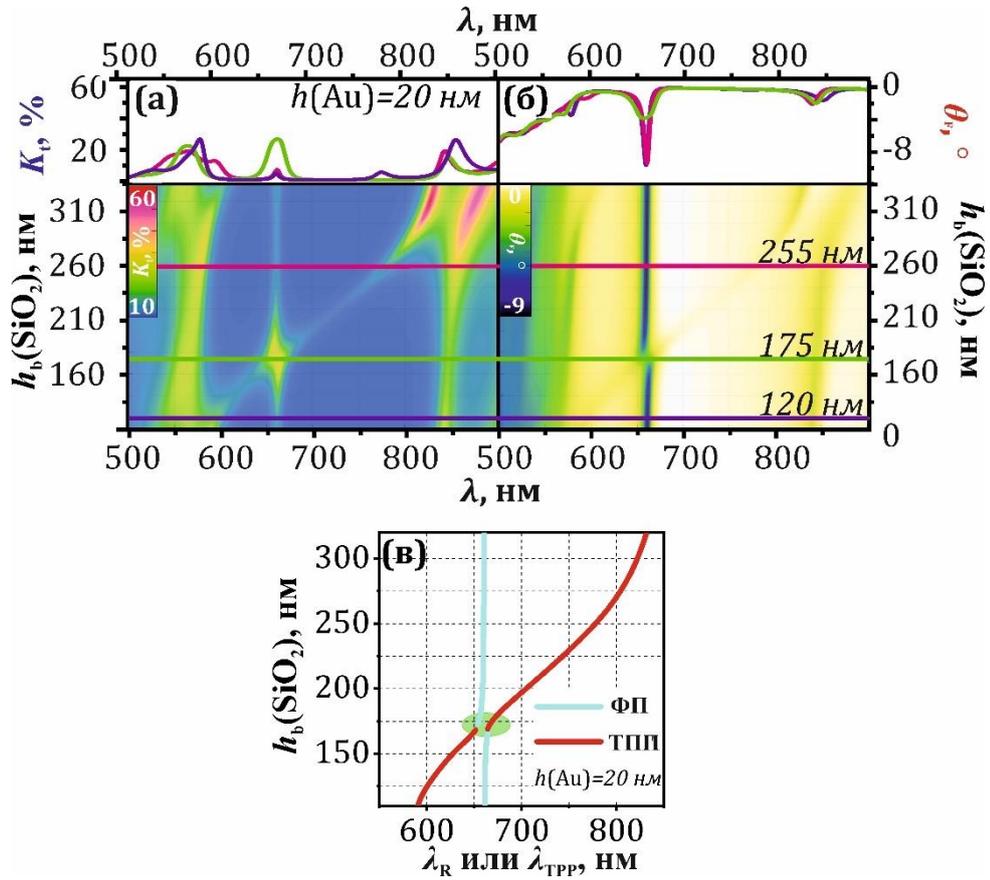


Рисунок 3.14 – Спектры коэффициента пропускания K_t (а) и угла фарадеевского вращения θ_F (б) таммовской наноструктуры (3.4) с толщиной слоя Au $h(\text{Au})$ 20 нм в зависимости от толщины буферного слоя SiO₂ $h_b(\text{SiO}_2)$. Верхние графики представляют спектры, соответствующие сечениям того же цвета. Зависимости резонансных длин волн мод Фабри-Перо λ_R и ТПП λ_{TRP} от толщины буферного слоя SiO₂ $h_b(\text{SiO}_2)$ (в)

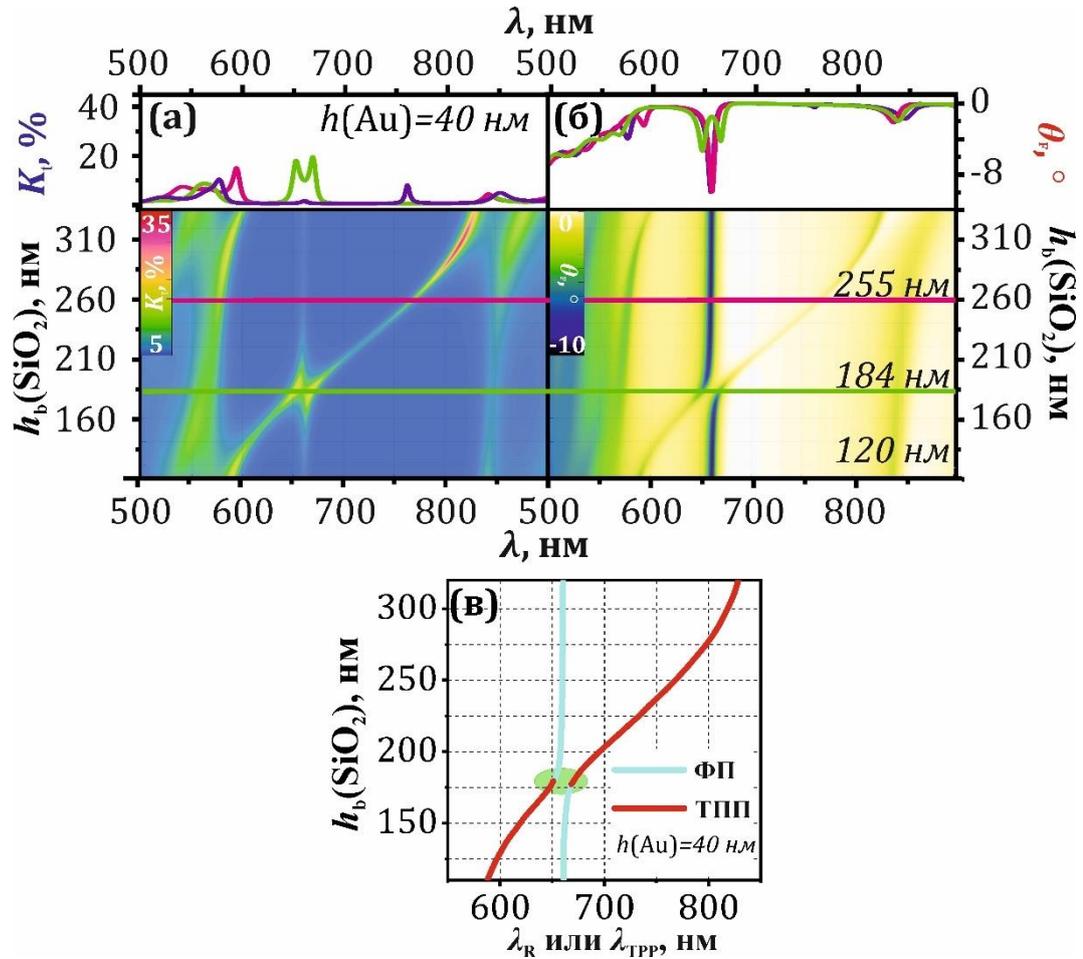


Рисунок 3.15 – Спектры коэффициента пропускания K_t (а) и угла фарадеевского вращения θ_F (б) таммовской наноструктуры (3.4) с толщиной слоя Au $h(\text{Au})$ 40 нм в зависимости от толщины буферного слоя SiO₂ $h_b(\text{SiO}_2)$. Верхние графики представляют спектры, соответствующие сечениям того же цвета. Зависимости резонансных длин волн мод Фабри-Перо λ_R и ТПП λ_{TRP} от толщины буферного слоя SiO₂ $h_b(\text{SiO}_2)$ (в)

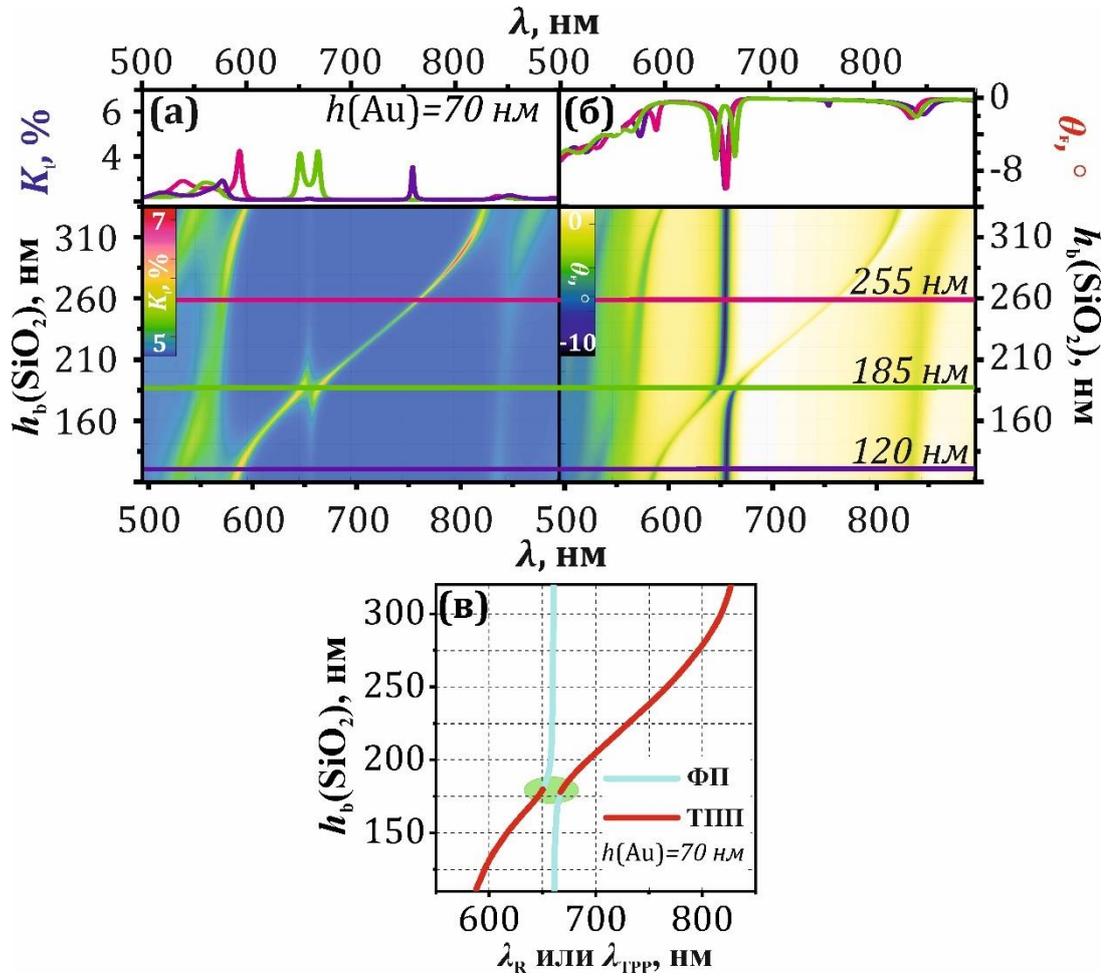


Рисунок 3.16 – Спектры коэффициента пропускания K_t (а) и угла фарадеевского вращения θ_F (б) таммовской наноструктуры (3.4) с толщиной слоя Au $h(\text{Au})$ 70 нм в зависимости от толщины буферного слоя SiO_2 $h_b(\text{SiO}_2)$. Верхние графики представляют спектры, соответствующие сечениям того же цвета. Зависимости резонансных длин волн мод Фабри-Перо λ_R и ТПП $\lambda_{\text{ТПП}}$ от толщины буферного слоя SiO_2 $h_b(\text{SiO}_2)$ (в)

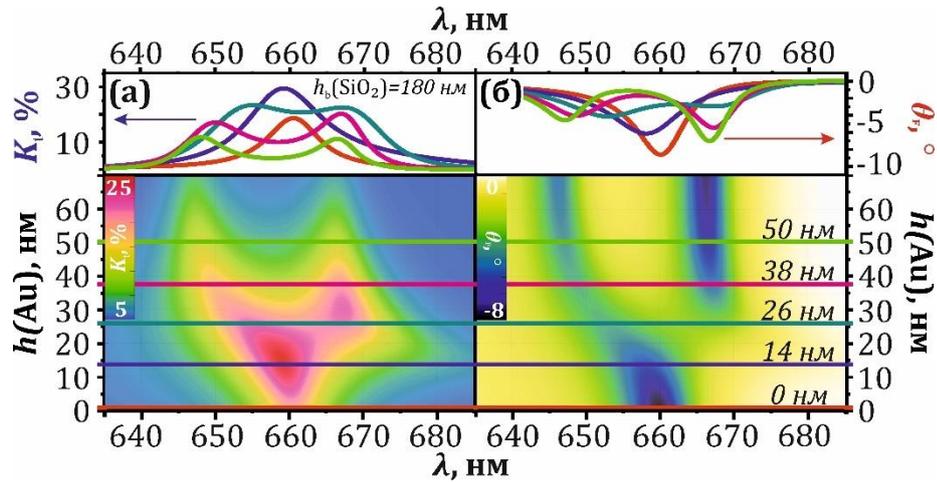


Рисунок 3.17 – Спектры коэффициента пропускания K_t и угла фарадеевского вращения θ_F таммовской наноструктуры (3.4) с $h_b(\text{SiO}_2) = 180 \text{ nm}$ в зависимости от толщины $h(\text{Au})$. Верхние графики представляют спектры, соответствующие сечениям того же цвета

Как видно из графиков, поведение амплитуд и положений резонансов Фабри-Перо и ТПП существенно видоизменено по сравнению со случаем их независимого возбуждения и зависит от взаимного расположения резонансов внутри ФЗЗ и толщин $h_b(\text{SiO}_2)$ и $h(\text{Au})$. Сдвиг моды ТПП с коротковолнового на длинноволновый край ФЗЗ обусловлен изменением толщины буферного слоя $h_b(\text{SiO}_2)$ от 110 до 330 nm. Толщина $h(\text{Au})$ сильно влияет на характеристики гибридного состояния. Наиболее связанное состояние наблюдается для конфигураций с ближайшим спектральным расположением резонансов ТПП и Фабри-Перо при $h_b(\text{SiO}_2) = 155 \text{ nm}$ ($h(\text{Au}) = 10 \text{ nm}$), $h_b(\text{SiO}_2) = 175 \text{ nm}$ ($h(\text{Au}) = 20 \text{ nm}$), $h_b(\text{SiO}_2) = 184 \text{ nm}$ ($h(\text{Au}) = 40 \text{ nm}$) и $h_b(\text{SiO}_2) = 185 \text{ nm}$ ($h(\text{Au}) = 70 \text{ nm}$). Эти конфигурации соответствуют положениям пересечения резонансов. Видно, что существует спектральное расщепление резонансов $\Delta\lambda = \lambda_R - \lambda_{\text{ТПП}}$, которое изменяется с увеличением толщины $h(\text{Au})$. Спектральное расщепление принимает значения $\Delta\lambda = 0 \text{ nm}$ для $h(\text{Au}) = 10 \text{ nm}$ и $\Delta\lambda = 17 \text{ nm}$ для $h(\text{Au}) = 40 \text{ nm}$. То есть в зависимости от толщины $h(\text{Au})$ в спектрах наблюдаются один или два резонанса. Также присутствует сдвиг резонанса Фабри-Перо при пересечении резонансов, обусловленный связью с ТПП. Согласно рис. 3.17, спектральное расщепление резонансов гибридного состояния

происходит в диапазоне толщин $h(\text{Au})$ от 20 до 30 нм и связано с увеличением оптической добротности таммовского плазмонного резонанса.

Следует отметить две особенности гибридного состояния. Во-первых, резонансное значение коэффициента пропускания K_t гибридного состояния при пересечении резонансов значительно выше резонансных значений K_t пиков ТПП или ФП без пересечения резонансов при той же толщине $h(\text{Au})$. Во-вторых, значение угла фарадеевского вращения Θ_F гибридного состояния в случае, когда ТПП резонанс «совмещается» с резонансом Фабри-Перо, в два раза меньше по сравнению со значениями Θ_F в других случаях.

3.4.4 Свойства таммовской наноструктуры

На основе моделирования была синтезирована структура с толщиной слоя Au $h(\text{Au}) = 40$ нм и измерены спектры структуры при различных положениях градиента толщины верхнего слоя SiO₂.

Измеренные и рассчитанные оптические и МО спектры показаны на рис. 3.18 и 3.19.

В экспериментальных спектрах заметно уширение резонансных пиков, а коэффициент пропускания мод ТПП и Фабри-Перо значительно меньше по отношению к модельным значениям (более чем в 5 раз). Частично несовпадение экспериментальных и модельных спектров могут быть связаны с зернистостью, шероховатостью и аномальной дисперсией оптических констант пленок ВЗФГ в коротковолновой области спектра. Эти факторы трудно учесть в теории. В расчетах учитывалось монотонное изменение компонент тензора диэлектрической проницаемости, которые дали хорошее согласие с экспериментальными данными для микрорезонаторной структуры в диапазоне длин волн выше 580 нм (рис. 3.12). В этом диапазоне происходит формирование резонансов в спектрах таммовской наноструктуры.

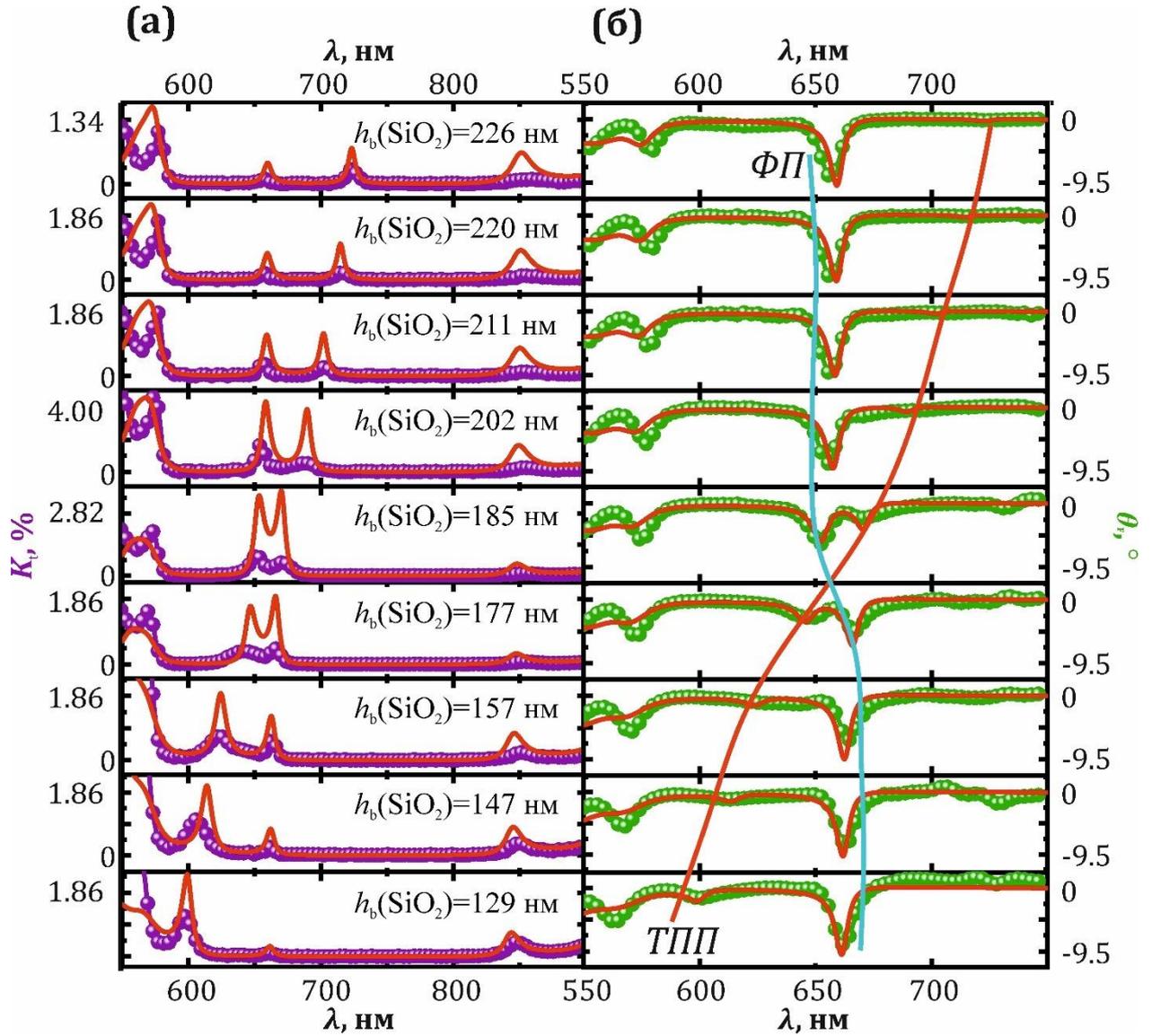


Рисунок 3.18 – Измеренные (символы) и рассчитанные (линии) спектры коэффициента пропускания K_t и угла фарадеевского вращения θ_F синтезированной таммовской наноструктуры (3.4) с толщиной слоя Au $h(\text{Au}) = 40$ нм в зависимости от толщины буферного слоя $h_b(\text{SiO}_2)$. Значения K_t для расчетных спектров уменьшены в 5 раз. Значения $h_b(\text{SiO}_2)$ одинаковы для графиков (а) и (б). ФП и ТПП обозначают резонансы мод Фабри-Перо и ТПП, соответственно

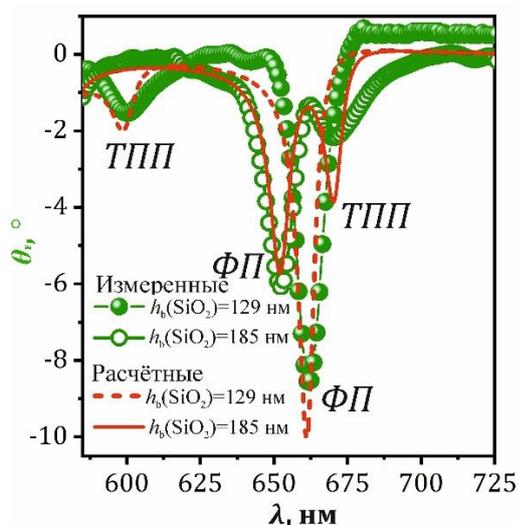


Рисунок 3.19 – Сравнение измеренных и расчетных спектров угла фарадеевского вращения Θ_F конфигураций структуры (3.4) с толщинами $h_b(\text{SiO}_2)$ 129 и 185 нм

Согласно исследованиям методами атомно-силовой микроскопии, микроструктура двухслойной пленки М1 / М3 является поликристаллической со средним размером зерна $AGS = 125$ нм и среднеквадратичной шероховатостью поверхности $RMS = 7$ нм. Для однослойной пленки М1 те же параметры $AGS = 90$ нм и $RMS = 5,5$ нм. Таким образом, дополнительное поглощение и рассеяние от дефектов реальной структуры и шероховатости поверхностей может существенно повлиять на интерференционные эффекты внутри структуры. Кроме того, в экспериментальных спектрах ТПП резонанс значительно уширен, а его амплитуда уменьшена относительно расчетных значений. Этот факт связан с наличием градиента толщины слоя SiO_2 $h_b(\text{SiO}_2)$ в апертуре пучка при измерениях и шероховатостью двухслойной пленки М1 / М3 и верхних буферных слоев SiO_2 и Au. Слои TiO_2 и SiO_2 имеют гладкую поверхность со среднеквадратичной шероховатостью AGS менее 4 нм. Подобно пленкам граната, слой Au является поликристаллическим с $AGS = 85$ нм и $RMS = 4$ нм. Это может быть основной причиной уширения ТПП резонанса и значительного снижения коэффициента пропускания относительно модельных спектров, так как качество металлического покрытия сильно влияет на возбуждение ТПП на границе слоев. Тем не менее, все перечисленные факторы не повлияли на экспериментальное наблюдение основных

особенностей взаимодействия мод. Изменения резонансных значений коэффициента пропускания K_t и угла фарадеевского значения Θ_F и спектрального положения мод подтверждаются экспериментальными данными. Фарадеевское вращение Θ_F резонанса Фабри-Перо таммовской наноструктуры выше аналогичного значения для микрорезонаторной структуры более чем на 10%. Это усиление эффекта также связано с гибридизацией мод, присутствующих во всех конфигурациях предложенной таммовской наноструктуры. Следует отметить, что результаты по усилению фарадеевского вращения для этой структуры ниже, чем предположенной ранее таммовской наноструктуры (см. Главу 2). Тем не менее, усиление эффекта Фарадея порядка 8 – 17,5 раз в зависимости от $h_b(\text{SiO}_2)$ имеет место по отношению к случаю отдельной двухслойной пленки М1 / М3. Кроме того, преимуществом данной структуры является то, что возможно управление и усиление угла фарадеевского вращения не только внешним магнитным полем, но и углом падения, например. При наклонном падении также будут происходить сдвиг резонансных длин волн и изменение их параметров (см. Главу 4).

Чтобы прояснить поведение гибридной моды было проведено численное моделирование пространственного распределения интенсивности света внутри структуры для резонансных длин волн мод Фабри-Перо и ТПП. Результаты представлены на рис. 3.20. Распределение действительной части диагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости внутри структуры также представлено вверху каждого графика. Предполагалось, что свет падает перпендикулярно поверхности структуры со стороны слоя Au. Подложка при расчете не учитывалась.

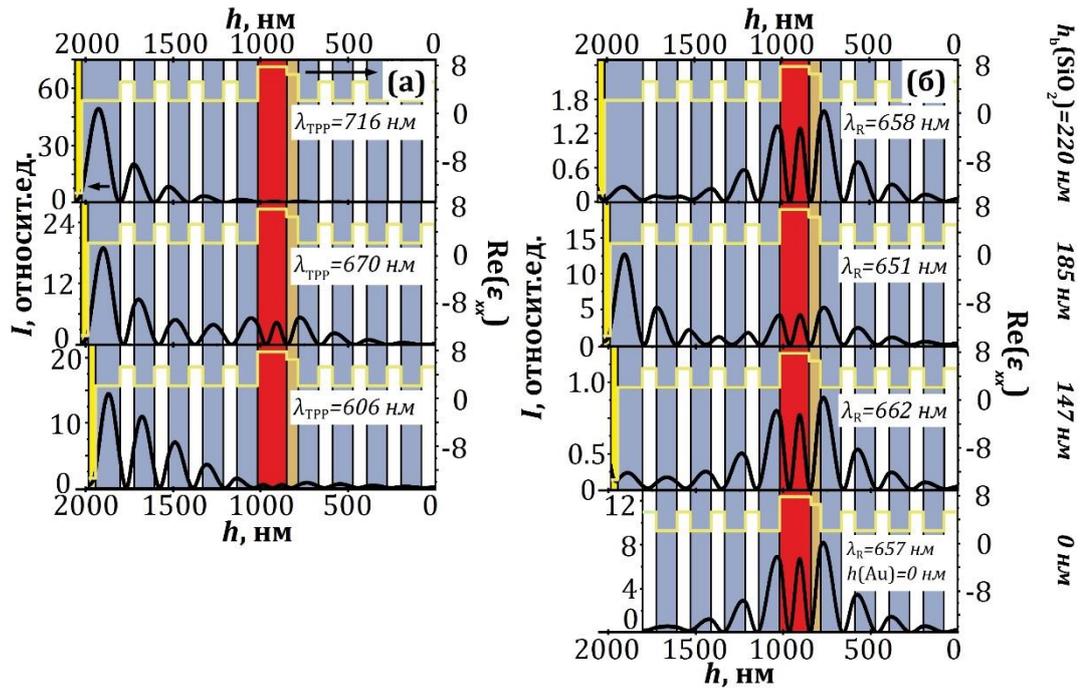


Рисунок 3.20 – Расчётное пространственное распределение интенсивности света I на резонансных длинах волн мод ТПП (а) и Фабри-Перо (б) внутри таммовской наноструктуры с толщиной слоя Au $h(\text{Au}) = 40$ нм и с толщинами буферного слоя SiO_2 $h_b(\text{SiO}_2) = 220$ нм; 185 нм и 147 нм. На нижнем графике рисунка (б) показано распределение внутри микрорезонаторной наноструктуры. Значения $h_b(\text{SiO}_2)$ одинаковы для рисунков (а) и (б), расположенных на одном и том же уровне

Гибридизация двух разных состояний предполагает образование смешанного состояния, обладающего одновременно характеристиками, присущими каждому из состояний в отдельности. Интенсивность для моды ТПП резко возрастает к границе раздела «верхний буферный слой SiO_2 — слой Au» и достигает максимума внутри слоя SiO_2 . (Рис. 3.20, а; $h_b(\text{SiO}_2) = 220$ нм). Мода Фабри-Перо характеризуется локализацией электрического поля вблизи границ раздела или внутри магнитных слоев (Рис. 3.20, б; $h_b(\text{SiO}_2) = 220$ нм). Для конфигурации с $h_b(\text{SiO}_2) = 185$ нм распределение интенсивности для обеих мод похоже и свидетельствует о наиболее сильной гибридизации (Рис. 3.20, а и б). Электрическое поле локализовано в окрестности магнитного слоя и внутри верхнего слоя SiO_2 одновременно, а максимум интенсивности света находится внутри слоя, примыкающего к слою Au.

Электромагнитная волна локализована в двух разных областях кристалла одновременно. Поэтому, в спектрах резонансы проявляют «отталкивающее» поведение (рис. 3.13 – 3.19), а ТПП резонанс не может совместиться на одной длине волны с резонансом Фабри-Перо в тех случаях, когда ТПП резонанс усиливается за счет утолщения металлического слоя (при $h(\text{Au})$ более 20 нм). Согласно расчетам, несмотря на то, что два пика в спектрах разделены, их характеристики идентичны (распределение интенсивности в структуре, коэффициент пропускания, угол фарадеевского вращения) при пересечении.

Любое изменение в структуре приводит к изменению оптической добротности состояний, т.е. к перераспределению максимумов интенсивности. Так, в случае увеличения оптической добротности ТПП резонанса с ростом толщины слоя Au локализация света в верхнем слое SiO_2 увеличивается, а в двухслойной пленке М1 / М3 уменьшается. Это приводит к изменению условий резонанса многократно отраженных внутри структуры лучей и, как следствие, к изменению положения резонансов при их пересечении (рис. 3.18). Мода Фабри-Перо становится более управляемой за счет возбуждения ТПП. С другой стороны, когда мы меняем положение ТПП резонанса, варьируя толщину верхнего слоя SiO_2 , происходит перераспределение интенсивности световой волны внутри кристалла. Следует отметить, что отличительной чертой обсуждаемой структуры является изменение значений углов фарадеевского вращения Θ_F резонансов, отношение которых можно рассматривать (только в нашем случае) как меру гибридизации:

$$r = \frac{\Theta_F(\text{ТПП})}{\Theta_F(\text{ФП})}. \quad (3.5)$$

где $\Theta_F(\text{ТПП})$ и $\Theta_F(\text{ФП})$ – углы фарадеевского вращения мод ТПП и Фабри-Перо, соответственно.

Максимальный вклад в значение угла фарадеевского вращения Θ_F дает активный МО слой, в котором происходит наибольшее усиление электромагнитного поля световой волны. Когда резонансы пересекаются, происходит перераспределение интенсивности – ее рост в области верхнего слоя SiO_2 , что приводит к уменьшению угла Θ_F резонанса Фабри-Перо. При этом по

мере пересечения резонансов значения Θ_F для резонанса ТПП возрастают. Это объясняется тем, что при достижении условий резонанса по толщине двухслойной пленки происходит формирование максимальной интенсивности светового поля за счет возбуждения ТПП и многократного отражения лучей от слоя Au. Так, для конфигураций с $h_b(\text{SiO}_2) = 185$ нм и $h_b(\text{SiO}_2) = 220$ нм коэффициент гибридизации r составляет 0,68 и 0,025, соответственно.

Как видно из рисунка 3.21 гибридизация влияет на значения МО добротностей Q_{MO} резонансов. Полученные значения МО добротности Q_{MO} выше, чем у первой магнитофотонной таммовской структуры $[\text{SiO}_2/\text{ВЗФГ}]^5/\text{Au}$ ($Q_{MO} = 0,58^\circ$) [1, 7]. Однако, значения Q_{MO} ниже МО добротности таммовской структуры (2.2) (Q_{MO} изменяется от 0,55 до 5° при изменении толщины слоя Au от 0 до 65 нм). МО добротность магнитофотонной таммовской наноструктуры с гибридным состоянием может быть значительно выше. Для оптимизации оптических и МО параметров структуры можно варьировать и другие параметры, влияние которых в исследовании не обсуждалось, такие как: число пар слоев в зеркалах Брэгга m ; толщина двухслойной пленки М1 / М3; симметрия расположения двухслойной пленки в фотонном кристалле (несимметричный микрорезонатор).

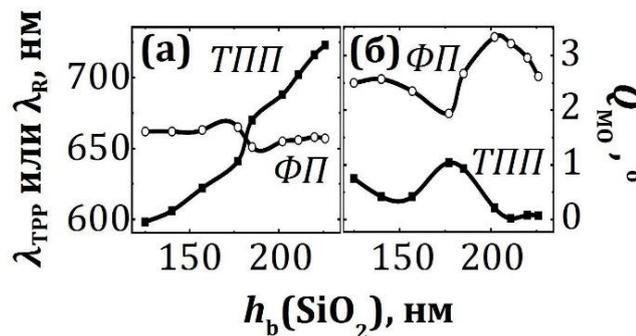


Рисунок 3.21 – Резонансные длины волн (а) и МО добротность (б) резонансов мод ТПП (ТПП) и Фабри-Перо (ФП) для структуры в зависимости от $h_b(\text{SiO}_2)$

3.4.5 Моделирование оптических и магнитооптических спектров наноструктуры в геометрии на отражение

С целью исследования особенностей формирования спектров коэффициента отражения K_r и угла вращения Θ_K при полярном эффекте Керра гибридного состояния мод ТПП и Фабри-Перо рассмотрим наноструктуру

$$\text{KU-1} / [\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m / \text{M1} / \text{M3} / [\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^m / \text{SiO}_2 / \text{Au}, \quad (3.6)$$

где KU-1 – подложка из плавленого кварца, $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m$ и $[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^m$ – зеркала Брэгга с количеством пар слоев m ; M1 / M3 – двухслойная пленка ВЗФГ состава $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12} / \text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, SiO_2/Au – верхние слои оксида кремния (буферный слой) и золота. Толщины слоев составляют: для M1 $h(\text{M1}) = 68$ нм, для SiO_2 и TiO_2 $h(\text{SiO}_2) = 116$ нм и $h(\text{TiO}_2) = 75$ нм, соответственно. Толщины слоя M3 $h(\text{M3})$, слоя Au $h(\text{Au})$ и буферного слоя SiO_2 $h_b(\text{SiO}_2)$ и количество пар слоев m варьировались.

Для начала рассчитаем характеристики модельной микрорезонаторной структуры

$$\text{KU-1} / [\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m / \text{M1} / \text{M3} / [\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^m \quad (3.7)$$

на резонансной длине волны. Рисунок 3.22 демонстрирует спектральное смещение резонансных пиков соответствующих I, II и III модам Фабри-Перо, возникающим при увеличении толщины магнитных слоев. В данном случае толщина магнитных слоев изменяется за счет увеличения толщины $h(\text{M3})$. Для структур с оптической толщиной $l(\text{M1}/\text{M3})$ $(\lambda_0/2)$, $(1,5 \cdot \lambda_0/2)$, (λ_0) , $(2,5 \cdot \lambda_0/2)$ и $(3 \cdot \lambda_0/2)$ значения $h(\text{M3})$ составляют 64, 126, 193, 244 и 315 нм, соответственно. Изменений формы резонансных пиков углов вращения Керра не происходит.

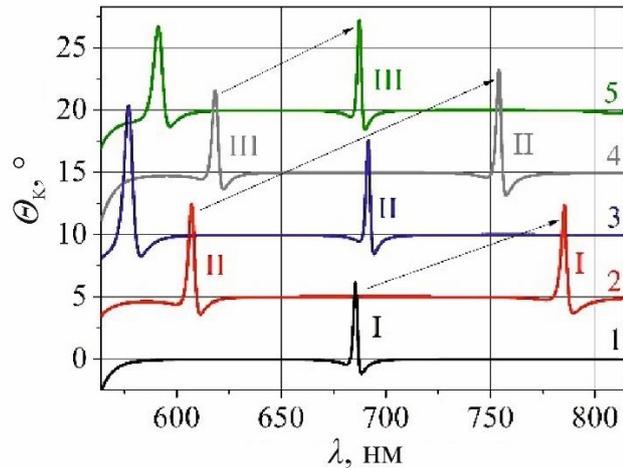


Рисунок 3.22 – Спектры угла вращения Керра Θ_K модельной микрорезонаторной наноструктуры (3.7) KU-1 / $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m$ / M1 / M3 / $[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^m$ с магнитной пленкой оптической толщины $(\lambda_0/2)$ -, $(1,5 \cdot \lambda_0/2)$ -, (λ_0) -, $(2,5 \cdot \lambda_0/2)$ - и $(3 \cdot \lambda_0/2)$ (кривые 1, 2, 3, 4 и 5, соответственно). Количество пар слоев – $m = 4$. Стрелками указано смещение моды Фабри-Перо. Кривые смещены на 5° относительно друг друга по шкале угла вращения Керра

Зависимости угла вращения Керра от числа m для I моды Фабри-Перо, представленные на рисунке 3.23 (а), демонстрируют максимальные значения при оптимальном числе пар слоев $m_{\text{opt}} = 4$. Это обусловлено нарастающим влиянием значительного поглощения пленок ВЗФГ с высоким содержанием Вi при усилении локализации света внутри магнитной пленки с увеличением числа m . Это видно из зависимостей коэффициентов пропускания и отражения. Оптимальное значение m_{opt} различно для каждой резонансной моды и изменяется при смещении резонансной длины волны моды внутри ФЗЗ. На рис. 3.23 (б) показана зависимость угла вращения Керра в зависимости от числа m для I и II мод Фабри-Перо. Увеличить угол вращения можно сдвигом моды Фабри-Перо от центра ФЗЗ в длинноволновую сторону с увеличением m_{opt} (кривые 2 и 3) или изменением моды Фабри-Перо на центральной длине волны ФЗЗ с увеличением $h(\text{M3})$ и уменьшением m_{opt} (кривые 1 и 4).

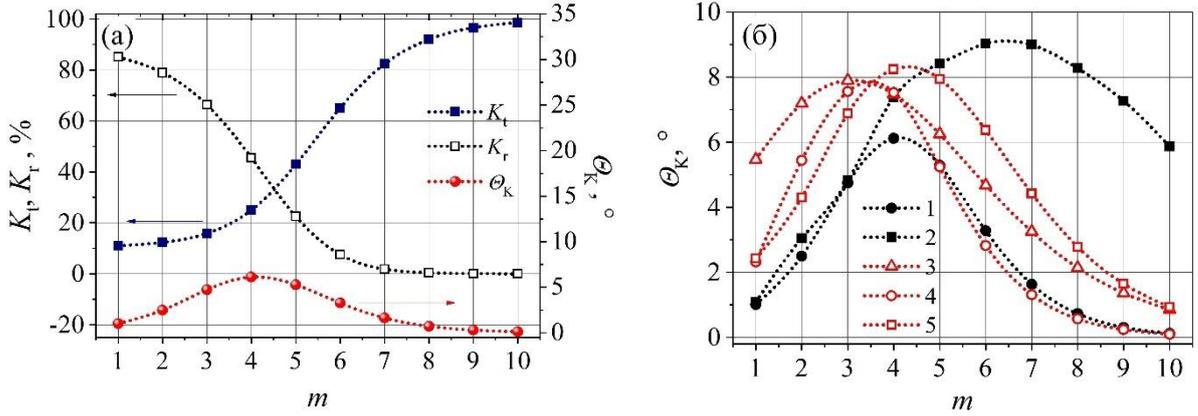


Рисунок 3.23 – (а) Коэффициент отражения K_r , коэффициент пропускания K_t и угол вращения Керра Θ_K в зависимости от числа m модельной наноструктуры (3.7) $KU-1 / [TiO_2/SiO_2]^m / M1 / M3 / [SiO_2/TiO_2]^m$ с магнитной пленкой оптической толщины $(\lambda_0/2)$. (б) Угол вращения Керра Θ_K в зависимости от числа m для I микрорезонаторной моды модельной наноструктуры (3.6) с магнитоактивным слоем оптической толщины $(\lambda_0/2)$ и $(1,5 \cdot \lambda_0/2)$ (кривые 1 и 2, соответственно) и для II микрорезонаторной моды наноструктуры (3.6) с магнитоактивным слоем оптической толщины $(1,5 \cdot \lambda_0/2)$, (λ_0) и $(2,5 \cdot \lambda_0/2)$ (кривые 3, 4 и 5, соответственно)

Для наноструктуры с верхним слоем золота:

$$KU-1 / [TiO_2/SiO_2]^m / M1 / M3 / [SiO_2/TiO_2]^m / Au \quad (3.8)$$

происходит изменение спектральной формы-линии зависимости полярного эффекта Керра моды Фабри-Перо. ТПП мода наблюдается в диапазоне длин волн от 740 до 850 нм и ее поведение будет рассмотрено дальше. Инверсия пика керровского вращения моды Фабри-Перо происходит для наноструктуры (3.8) с $m = 4$ при увеличении толщины слоя золота $h(Au)$ от 0 до 200 нм, как показано на рис. 3.24. Для наноструктур с $m < 4$ форма и знак резонансов моды Фабри-Перо аналогичны форме и знаку пиков фарадеевского вращения. Для структур с $m > 4$ форма линии пика керровского вращения аналогична показанной на рис. 3.22 для микрорезонаторной наноструктуры без верхнего слоя золота. Спектральное положение резонансного пика сильно зависит от числа m . Максимальное керровское вращение наблюдается в «инверсном регионе» для $m = 4$ $\Theta_K = -17,7^\circ$ и $m = 5$ $\Theta_K = 21,3^\circ$. Так, для структур с $m = 5$ наличие верхнего слоя золота

увеличивает керровское вращение в 4 раза при сохранении формы резонансного пика. Инверсия пика керровского вращения обусловлена конкуренцией «проходящего» (поглощаемого) и «отражаемого» магнитными слоями вкладов в угол поворота поляризации.

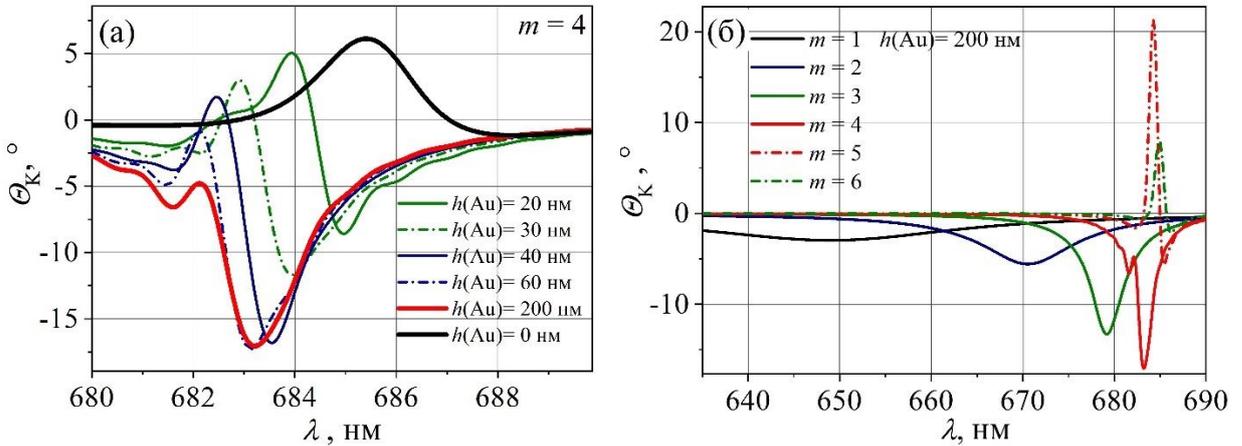


Рисунок 3.24 – Спектры вращения Керра Θ_K модельной наноструктуры (3.8) с магнитной пленкой оптической толщины $(\lambda_0/2)$ для I микрорезонаторной моды в зависимости от толщины $h(\text{Au})$ при $m = 4$ (а) и в зависимости от числа m при неизменной толщине $h(\text{Au}) = 200$ нм (б)

Спектральное положение и форма линии ТПП моды зависят от введения в структуру буферного слоя перед верхним слоем золота (3.6). Для уменьшения поглощения используемых материалов в качестве буферного слоя был выбран слой SiO_2 , но может применяться и магнитоактивный слой.

На рис. 3.25 представлена модификация спектров керровского вращения рассматриваемой наноструктуры (3.6) с неизменной толщиной верхнего слоя золота $h(\text{Au}) = 200$ нм в зависимости от числа m и толщины $h_b(\text{SiO}_2)$, которая варьировалась от 174 до 232 нм. При отсутствии буферного слоя спектральное положение ТПП моды соответствует длинноволновому краю ФЗЗ, аналогично показанному на рис. 3.25 (д) и (е). Когда m меняет свое спектральное положение, меняется и форма линии. Пик S-образной формы наблюдается для структур с $m > 4$. При наличии буферного слоя в некотором диапазоне толщин буфера ТПП

возникает на коротковолновом крае (рис. 3.25, а, б) и смещается к длинноволновому краю ФЗЗ. При этом совмещения мод Фабри-Перо и ТПП не происходит. Но при самом близком расположении в случае наиболее сильной гибридизации, моды имеют одинаковую форму линии зависимостей эффекта Керра, которая одинаково ведет себя при изменении m . При $m = 4$ для обоих режимов происходит инверсия знаков пиков (рис. 3.25, в, г).

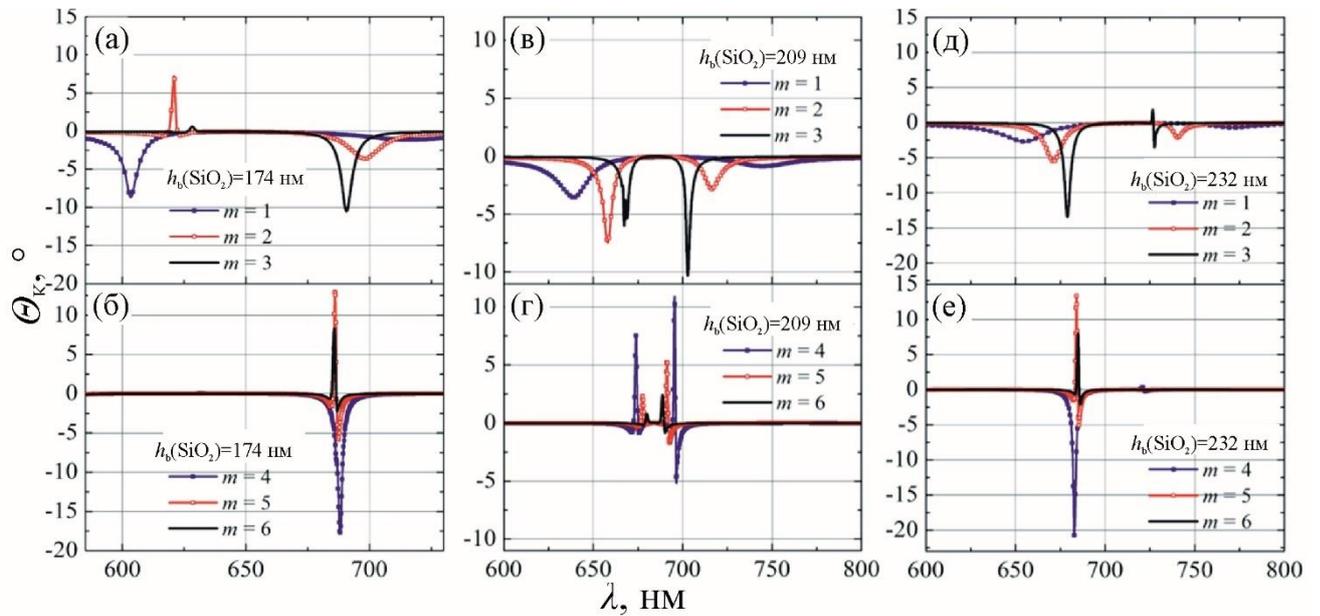


Рисунок 3.25 – Спектры вращения Керра Θ_K модельной наноструктуры (3.6) с магнитоактивным слоем оптической толщины $(\lambda_0/2)$ для I моды Фабри-Перо и контролируемой толщиной $h_b(\text{SiO}_2)$ моды ТПП в зависимости от числа m при неизменной толщине $h(\text{Au}) = 200$ нм

3.5 Заключение

Предложены и исследованы оригинальные магнитофотонные таммовские наноструктуры с гибридным состоянием мод ТПП и Фабри-Перо. Наноструктуры сформированы на основе двухслойной феррит-гранатовой пленки состава $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12} / \text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, помещенной между зеркалами Брэгга, и плазмонного слоя Au.

Показано, что в случае отсутствия буферного слоя SiO_2 между верхним зеркалом Брэгга структуры и слоем Au мода ТПП формируется у длинноволнового края ФЗЗ. Установлено, что наличие слоя Au толщиной 90 нм приводит к усилению угла фарадеевского вращения мод ТПП и Фабри-Перо соответственно в 1,2 и 7 раз относительно значений углов структуры без слоя Au.

Для структуры с буферным слоем SiO_2 показано, что гибридное состояние мод ТПП и Фабри-Перо демонстрирует спектральное расталкивание резонансов. При этом спектральное расщепление резонансов зависит от толщины слоя $h(\text{Au})$. Расщепление не происходит в случае, когда толщина $h(\text{Au})$ не обеспечивает формирование оптически добротного ТПП резонанса (при $h(\text{Au}) \leq 25$ нм).

Моделирование и экспериментальные исследования структуры с высокой степенью гибридизации (при пересечении резонансов мод ТПП и Фабри-Перо), показали, что коэффициент пропускания K_t гибридной моды увеличивается по крайней мере в 4-6 раз по сравнению с другими случаями (конфигурациями структур). При этом угол фарадеевского вращения Θ_F резонанса Фабри-Перо уменьшается в 1,5-2 раза, и возникает спектральный сдвиг длины волны резонанса Фабри-Перо. Максимальный сдвиг составляет 14 нм при толщине $h(\text{Au}) > 30$ нм.

Наличие гибридного состояния мод ТПП и Фабри-Перо позволяет управлять МО добротностью и другими параметрами резонансов толщиной буферного слоя SiO_2 . Эти особенности предлагаемой структуры могут быть учтены при разработке перестраиваемых МО устройств и оптических датчиков.

Моделирование спектров угла керровского вращения таммовской наноструктуры демонстрирует сильную зависимость форм спектральных линий мод Фабри-Перо и ТПП от количества пар слоев m . Вблизи $m = 4$ или $m = 5$ знаки пиков обеих мод инвертируются по мере приближения мод друг к другу. Аналогичное происходит только для одной моды Фабри-Перо, если моды спектрально разделены. Для усиления МО отклика в геометрии отражения лучше использовать только один верхний слой Au без буферного слоя. Максимум керровского вращения $\Theta_K = 21,3^\circ$ имеют структуры с $m = 5$ и эффект усиления в 4 раза по сравнению со структурой без золота.

Результаты исследований представлены в работах [А1, А4 – А13, А31, А32, Б7 – Б20].

ГЛАВА 4

ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НАНОСТРУКТУРАХ ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ

4.1 Введение

Данная Глава посвящена исследованию оптических и МО эффектов при наклонном падении света в таммовских и микрорезонаторных наноструктурах.

Таммовские наноструктуры позволяют усилить величину амплитуды электромагнитной волны в активном слое, размещённом между фотонным кристаллом и благородным металлом и возбудить ППП, распространяющийся на дальнее расстояние [89, 90]. Такие наноструктуры являются привлекательными для оптических сенсоров, так как резонансы в их оптических спектрах испытывают изменения амплитуды и спектрального положения при малом изменении показателя преломления среды смежной со слоем металла.

Уникальные оптические свойства микрорезонаторных наноструктур при наклонном падении, а именно различие оптической добротности резонансных состояний с s- и p-поляризациями, могут быть использованы для искусственного создания неэквивалентности двух линейных (s + p) состояний поляризаций, испытывающих МО вращение в противоположных направлениях. В результате возникают два новых эффекта: асимметричный и интенсивностный эффекты Фарадея. При асимметричном эффекте Фарадея углы фарадеевского вращения двух противоположных магнитных состояний различаются не только по знаку, но и по абсолютной величине. То есть величина угла фарадеевского вращения благодаря наноструктурированию и использованию линейной (s + p) поляризации приобретает квадратичную зависимость от намагниченности. Интенсивностный эффект Фарадея заключается в изменении коэффициентов пропускания при перемагничивании наноструктуры. Модуляция коэффициента пропускания при интенсивностном эффекте имеет линейный характер в зависимости от намагниченности.

4.2 Наноструктуры с таммовским плазмон-поляритоном

Рассмотрим, как будут изменяться оптические и МО характеристики наноструктур с одиночным возбуждением ТПП внутри ФЗЗ в геометрии эффекта Фарадея при наклонном падении:

$$[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^7 / \text{M1} / \text{SiO}_2 / \text{Au}, \quad (4.1)$$

$$[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^7 / \text{M1} / \text{M2} / \text{SiO}_2 / \text{Au}, \quad (4.2)$$

где M1 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$ и M2 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$. Данные наноструктуры – это аналоги наноструктур (2.1) и (2.2), показанных на рис. 2.1, без наличия подложки ГГГ. В данном разделе мы будем рассматривать свойства наноструктур без влияния подложки. Для выполнения модельных расчетов были выбраны конфигурации наноструктур со следующими параметрами, совпадающими с экспериментально реализованными в п. 2.2:

– толщины слоев оксида титана и кремния фотонного кристалла $h(\text{TiO}_2) = 73$ нм и $h(\text{SiO}_2) = 115$ нм, соответственно,

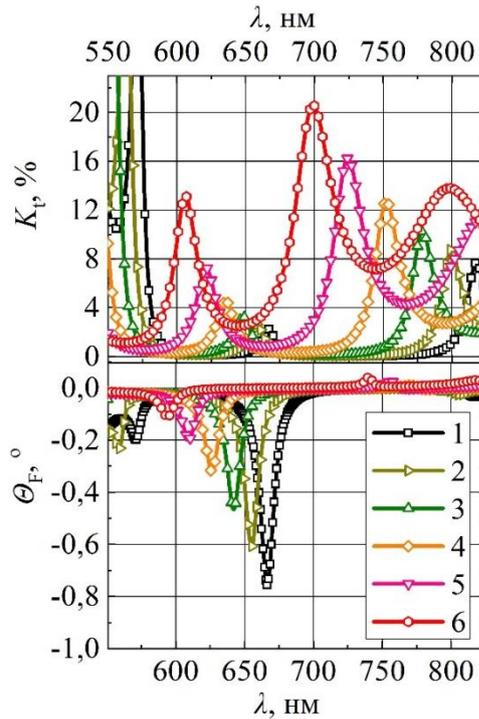
– толщины магнитной пленки M1 и верхнего буферного слоя SiO_2 в наноструктуре (4.1) $h(\text{M1}) = 108$ нм и $h_b(\text{SiO}_2) = 140$ нм, соответственно,

– толщины магнитных и буферного слоев в наноструктуре (4.2) $h(\text{M1}) = 55$ нм, $h(\text{M2}) = 178$ нм и $h_b(\text{SiO}_2) = 80$ нм, соответственно,

– толщина плазмонного слоя $h(\text{Au}) = 28$ нм.

Расчет спектральных характеристик был выполнен численным решением уравнений Максвелла методом матриц переноса (см. п. 1.2) для случая наклонного падения света на многослойную структуру. Угол падения в расчетах варьировался от 0 до 60°. Были рассмотрены модели с р- и s-поляризацией падающего луча. Компоненты тензора диэлектрической проницаемости, приведенные в п. 1.4, были использованы для слоев рассматриваемых наноструктур. Показатель преломления окружающей среды был принят равным единице.

Как было показано в Главе 2, при нормальном падении световой волны с р-поляризацией в центре ФЗЗ наноструктур расположен один резонанс ТПП на $\lambda_{\text{ТРР}}$ 666 и 648 нм, соответственно. На рис. 4.1 показаны изменения спектров коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения наноструктуры (4.1) в зависимости от угла падения света с р-поляризацией.



1 – $\theta = 0^\circ$; 2 – $\theta = 20^\circ$; 3 – $\theta = 30^\circ$; 4 – $\theta = 40^\circ$; 5 – $\theta = 50^\circ$; 6 – $\theta = 60^\circ$

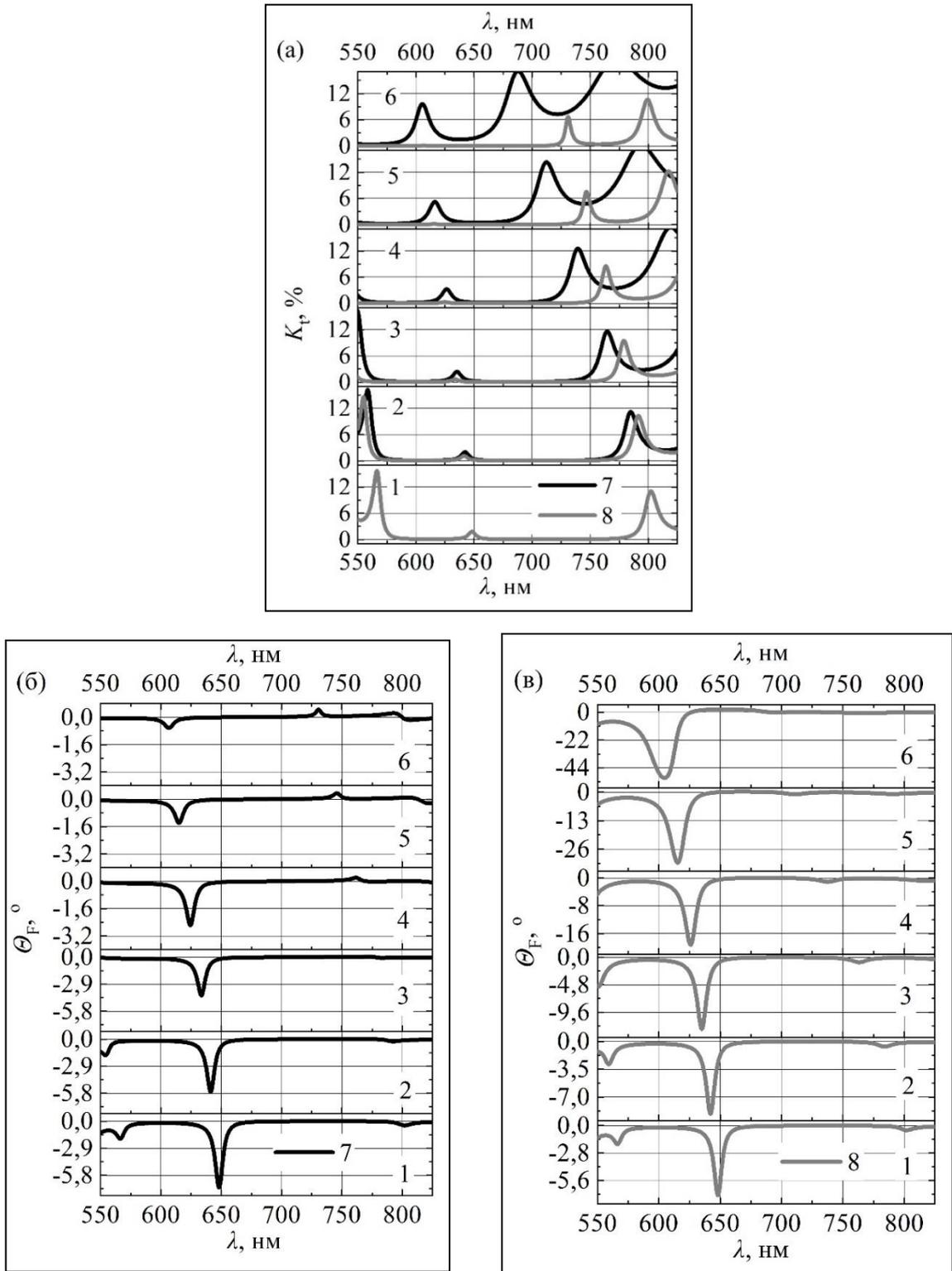
Рисунок 4.1 – Расчётные зависимости спектров коэффициента пропускания K_t и угла фарадеевского вращения Θ_F наноструктуры (4.1) от угла падения θ р-поляризованной световой волны

Увеличение угла падения света приводит к «синему сдвигу» спектральных зависимостей и смещению $\lambda_{\text{ТРР}}$ на 61 нм с 666 до 606 нм для зависимостей коэффициента пропускания и на 72 нм с 666 до 594 нм для зависимостей угла фарадеевского вращения. Резонансы в спектрах угла фарадеевского вращения и коэффициента пропускания не совпадают по длине волны при наклонном падении. Ширина ФЗЗ уменьшается, при этом длинноволновый край ФЗЗ смещается наиболее сильно – на 120 нм (от 818 до 698 нм). Коэффициент пропускания K_t на

длинноволновом краю ФЗЗ увеличивается от 7 до 21 %. Коэффициент пропускания на $\lambda_{\text{ТРР}}$ увеличивается от 2,1 до 13 %, а угол фарадеевского вращения уменьшается по абсолютному значению от 0,75 до 0,11°.

Аналогично с увеличением угла падения изменяются спектральные характеристики р-поляризованного света наноструктуры (4.2), приведенные на рисунке 4.2 (а). Однако, расхождение в резонансных длинах волн для спектров р- и s-поляризованного света и для спектров угла фарадеевского вращения и коэффициента пропускания при наклонном падении составляет не более 2 нм, поэтому можно говорить об идентичности значений $\lambda_{\text{ТРР}}$. Резонансная длина волны $\lambda_{\text{ТРР}}$ смещается на 43 нм (от 648 до 605 нм), K_t на $\lambda_{\text{ТРР}}$ увеличивается от 1,9 до 9 %, а Θ_F уменьшается по абсолютному значению от 7,07 до 0,73°. Длинноволновый край ФЗЗ смещается на 115 нм (от 802 до 687 нм), K_t на длинноволновом краю ФЗЗ увеличивается от 11 до 18 %.

Сравним угловые зависимости спектров р- и s-поляризованного света наноструктуры (4.2), отличающейся более значительным МО откликом. На рис. 4.2 (а) показаны зависимости спектров коэффициента пропускания для р- и s-поляризованного излучения в одинаковом масштабе, а на рис. 4.2 (б) и (в) – зависимости спектров угла фарадеевского вращения для р- и s-поляризаций, соответственно, в разных масштабах. При нормальном падении спектры K_t и Θ_F для р- и s-поляризаций совпадают. С изменением угла падения от 0 до 60° смещение $\lambda_{\text{ТРР}}$ для s-поляризации такое же, как и для р-поляризации, K_t на $\lambda_{\text{ТРР}}$ уменьшается от 1,9 до 0,3 %, а Θ_F увеличивается по абсолютному значению от 7,07 до 51,5°. «Синий сдвиг» длинноволнового края ФЗЗ составляет 72 нм от 802 до 730 нм. При этом K_t на длинноволновом краю ФЗЗ уменьшается от 11 до 6 %. Таким образом, с увеличением угла падения можно добиться значительного увеличения Θ_F для s-поляризации в таммовских структурах, однако значения K_t при этом будут очень низкие.



1 – $\theta = 0^\circ$; 2 – $\theta = 20^\circ$; 3 – $\theta = 30^\circ$; 4 – $\theta = 40^\circ$; 5 – $\theta = 50^\circ$; 6 – $\theta = 60^\circ$;

7 – p-поляризация; 8 – s-поляризация

Рисунок 4.2 – Расчетные зависимости спектров коэффициента пропускания K_t (а) и угла фарадеевского вращения θ_F (б, в) наноструктуры (4.2) от угла падения θ и поляризации световой волны

Возникающее различие фарадеевского вращения при наклонном падении света связано с различием оптических добротностей мод ТПП р- и s-поляризаций. Как и в случае микрорезонаторной наноструктуры (п. 4.5), s-поляризованный свет эффективнее отражается от фотонного кристалла и локализуется внутри таммовской структуры, что приводит к уменьшению коэффициента пропускания и увеличению угла фарадеевского вращения. На рис. 4.3 продемонстрированы угловые зависимости МО добротности резонанса ТПП и распределение интенсивности р- и s-поляризованного света внутри структуры при угле падения $\theta = 60^\circ$.

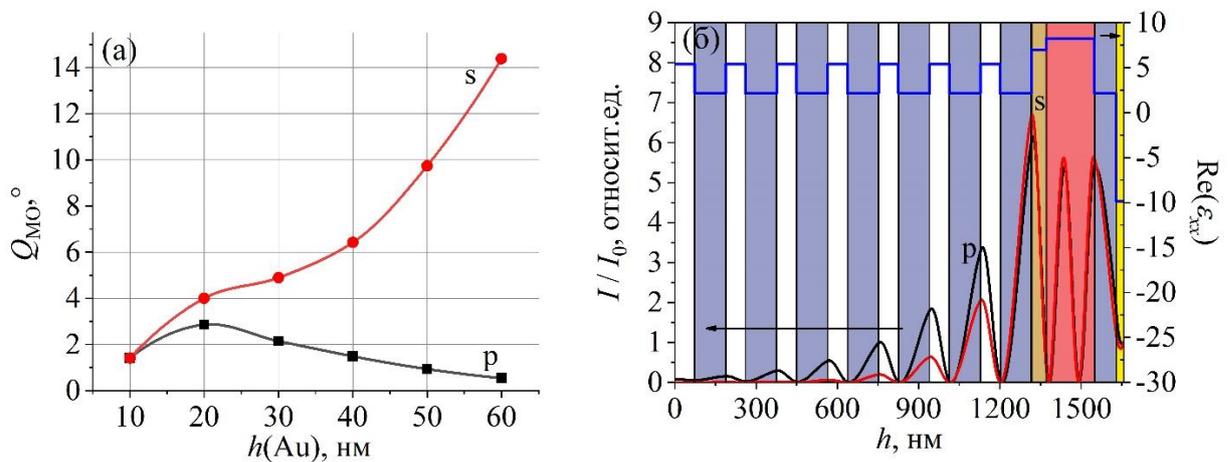


Рисунок 4.3 – Расчетные зависимости МО добротности Q_{MO} (а) моды ТПП для р- и s-поляризованного света от угла падения θ и распределение интенсивности света I р- и s-поляризованного света (б) внутри наноструктуры (4.2) при угле падения $\theta = 60^\circ$. Значения интенсивности нормировано на начальное значение интенсивности I_0

4.3 Наноструктуры с гибридным состоянием мод таммовского плазмон-поляритона и Фабри-Перо

С целью исследования влияния угла падения и поляризации световой волны на оптические и МО спектры наноструктур с гибридным состоянием мод ТПП и

Фабри-Перо в геометрии эффекта Фарадея были выбраны две конфигурации наноструктуры (3.4):

$$[\text{TiO}_2 / \text{SiO}_2]^4 / \text{M1} / \text{M3} / [\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2]^4 / \text{SiO}_2 / \text{Au}, \quad (4.3)$$

где $[\text{TiO}_2 / \text{SiO}_2]^4$ и $[\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2]^4$ – четырехпарные зеркала Брэгга, М1 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$, М3 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, SiO_2 / Au – верхние слои оксида кремния (буферный слой) и золота.

Две конфигурации отличаются толщиной верхнего буферного слоя $h_b(\text{SiO}_2)$ и имеют следующие параметры:

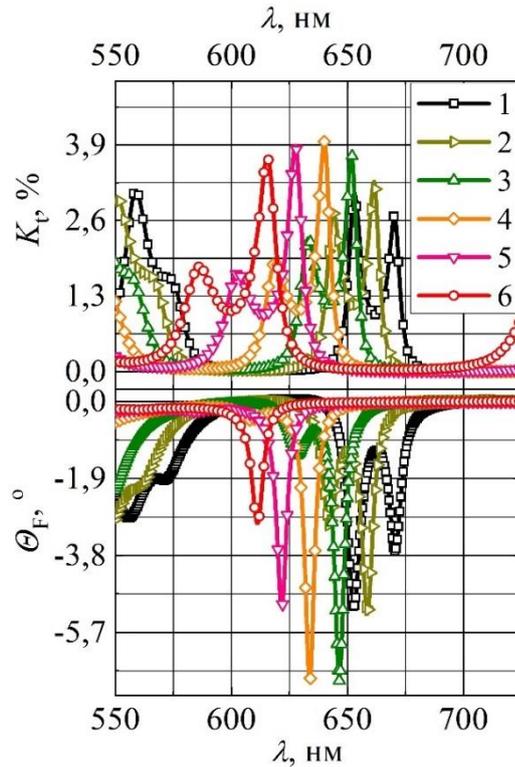
- $h(\text{TiO}_2) = 79$ нм и $h(\text{SiO}_2) = 117$ нм,
- $h(\text{M1}) = 66$ нм и $h(\text{M3}) = 166$ нм,
- $h_b(\text{SiO}_2) = 185$ нм или $h_b(\text{SiO}_2) = 220$ нм,
- $h(\text{Au}) = 40$ нм.

Расчет спектральных характеристик был выполнен численным решением уравнений Максвелла методом матриц переноса для случаев с углами падения света на наноструктуру от 0 до 60°. В расчетах были использованы р- и s-поляризации падающего луча. Оптические свойства слоев описывались компонентами тензоров диэлектрических проницаемостей, приведенными в п. 1.4. Расчеты были проведены для структуры без подложки. Показатель преломления окружающей среды был принят за 1.

Как было показано теоретически и экспериментально в Главе 3, гибридное состояние мод ТПП и Фабри-Перо проявляется в виде двух резонансов, которые являются расталкивающимися и не могут быть совмещены на одной длине волны путем изменения толщины буферного слоя $h_b(\text{SiO}_2)$ при толщине слоя золота $h(\text{Au}) = 40$ нм. При $h_b(\text{SiO}_2) = 185$ нм расстояние в спектрах K_t и Θ_F между резонансами ТПП и Фабри-Перо $\Delta\lambda$ минимально и составляет около 20 нм. Данная конфигурация отличается наиболее сильной гибридизацией, при этом Θ_F на λ_R моды Фабри-Перо в 1,5-2 раза меньше значений Θ_F на λ_R моды Фабри-Перо для конфигураций с меньшей степенью гибридизации и большим расстоянием между резонансами $\Delta\lambda$, например, для наноструктуры (3.4) с $h_b(\text{SiO}_2) = 220$ нм.

Расчетные зависимости спектров K_t и Θ_F наноструктуры (4.3) с $h_b(\text{SiO}_2) = 185$ нм от угла падения р- и s-поляризованной волны приведены на рис. 4.4. Для наглядности значения K_t уменьшены в 6 раз. Наличие гибридизации мод ТПП и Фабри-Перо влияет на угловые зависимости резонансных значений и спектральное положение резонансов. При нормальном падении света резонансы ТПП и Фабри-Перо в спектрах K_t и Θ_F расположены на длинах волн 653 и 670 нм, соответственно. При увеличении угла падения света в спектрах K_t наблюдается «синий сдвиг» мод: ТПП на 84 нм от 670 до 586 нм и Фабри-Перо на 37 нм от 653 до 616 нм. При этом расстояние между модами $\Delta\lambda$ увеличивается от 17 до 30 нм. Резонансные длины волн мод при одном и том же угле падения различны для спектров K_t и Θ_F . Несовпадение резонансных длин волн в спектрах K_t и Θ_F при одном и том же угле падения возникает вследствие гибридизации моды Фабри-Перо и ТПП и изменения оптической добротности резонансов для р- и s-поляризованного излучения. При нормальном падении резонанс Фабри-Перо ориентирован слева, ТПП – справа. Об этом свидетельствуют резонансные значения пиков зависимости угла фарадеевского вращения. При $\theta = 20^\circ$ положение резонансов уже инверсное. При этом в спектрах угла фарадеевского вращения при $\theta = 40^\circ$ остается различимым только резонанс Фабри-Перо, усиление эффекта Фарадея на резонансной длине волны моды ТПП уже не происходит. Гибридизация мод изменяет угловые зависимости коэффициента пропускания моды Фабри-Перо – при больших углах падения коэффициент пропускания снижается, в противоположность случаю структуры без слоя золота.

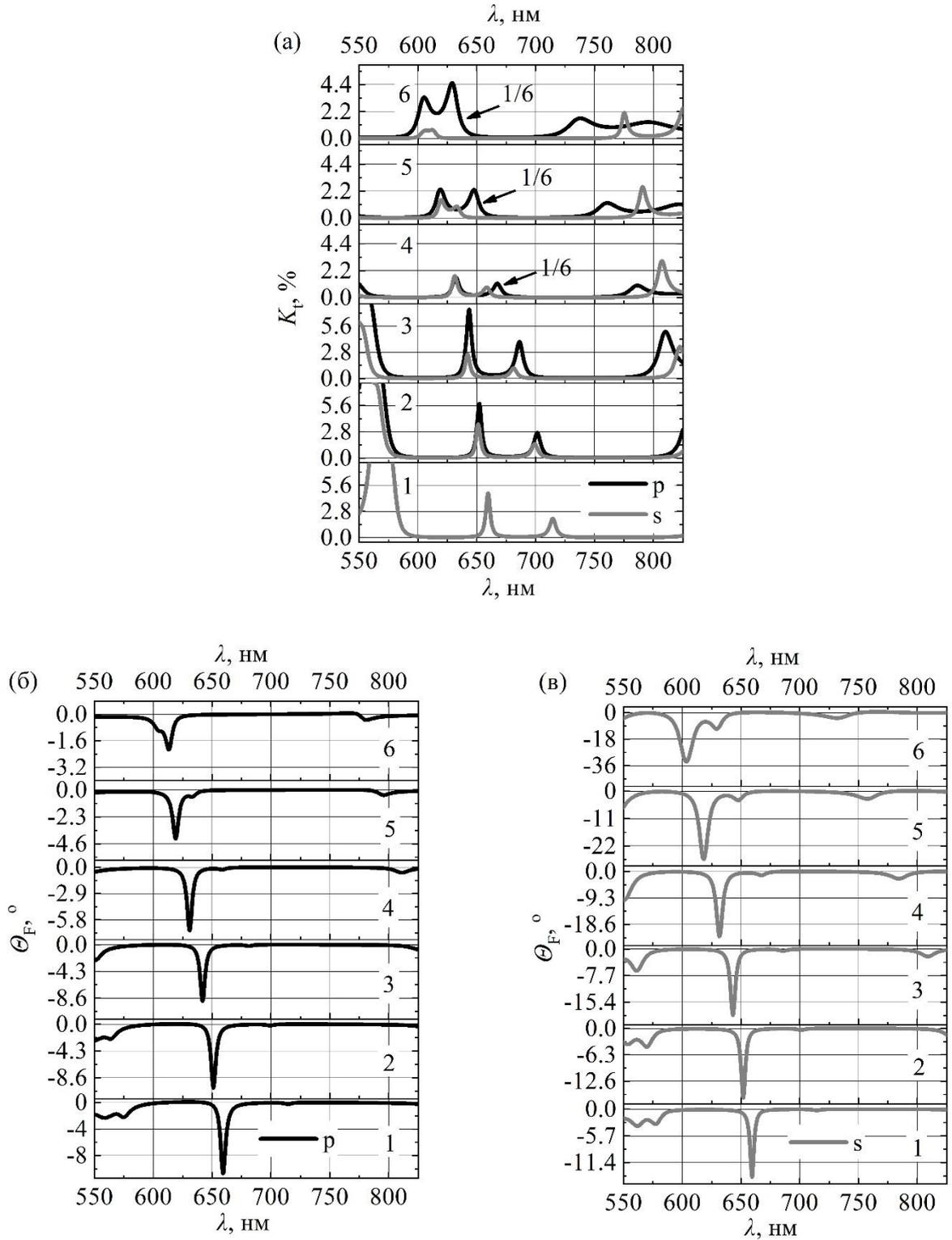
Спектры пропускания и угла фарадеевского вращения s-поляризованного света данной конфигурации не приведены здесь, так как изменения резонансных значений в спектрах монотонное – с увеличением угла падения коэффициент пропускания уменьшается, а угол фарадеевского вращения растет для обеих мод.



1 – $\theta = 0^\circ$; 2 – $\theta = 20^\circ$; 3 – $\theta = 30^\circ$; 4 – $\theta = 40^\circ$; 5 – $\theta = 50^\circ$; 6 – $\theta = 60^\circ$

Рисунок 4.4 – Расчётные зависимости спектров коэффициента пропускания K_t и угла фарадеевского вращения θ_F наноструктуры (4.3) с $h_b(\text{SiO}_2) = 185$ нм от угла падения θ р-поляризованной световой волны. Значения K_t уменьшены в 6 раз

Рассмотрим конфигурацию с $h_b(\text{SiO}_2) = 220$ нм. Такая конфигурация интересна с той точки зрения, что сдвиг резонансов с увеличением угла падения будет происходить по-разному для мод ТПП и Фабри-Перо, что приведет к их пересечению при больших углах падения, при θ более 50° . При этом будет изменяться добротность резонансов мод ТПП и Фабри-Перо и взаимодействие резонансов (расталкивание мод). Зависимости коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения от угла падения р- и s-поляризованного света наноструктуры (4.3) с $h_b(\text{SiO}_2) = 220$ нм приведены на рис. 4.5. Для наглядности значения K_t некоторых спектров уменьшены в 6 раз (показано на рис. 4.5).



1 – $\theta = 0^\circ$; 2 – $\theta = 20^\circ$; 3 – $\theta = 30^\circ$; 4 – $\theta = 40^\circ$; 5 – $\theta = 50^\circ$; 6 – $\theta = 60^\circ$

Рисунок 4.5 – Расчетные зависимости спектров K_t и θ_F наноструктуры (4.3) с $h_b(\text{SiO}_2) = 220$ нм от угла падения θ и поляризации световой волны

При нормальном падении света зависимости коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения для р- и s-поляризованного света не отличаются и резонансные длины волн мод ТПП и Фабри-Перо одинаковы для р- и s-поляризаций и составляют 715 и 659 нм, соответственно. При этом положения резонансов на зависимостях коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения совпадают.

Рассмотрим угловые изменения спектров для р-поляризации в диапазоне углов падения от 0 до 60°. Резонансный пик ТПП в спектрах K_t испытывает «синий сдвиг» $\lambda_{\text{ТРР}}$ на 86 нм от 715 до 629 нм (рис. 4.6). В спектрах Θ_F $\lambda_{\text{ТРР}}$ изменяется на 110 нм от 715 до 605 нм. Для моды Фабри-Перо «синий сдвиг» λ_R в спектрах K_t составляет 55 нм от 660 до 605 нм, в спектрах Θ_F – 47 нм от 660 до 613 нм. Т.е. для р-поляризации в спектрах коэффициента пропускания резонанс ТПП всегда находится в длинноволновой области (справа) от резонанса Фабри-Перо, а в спектрах угла фарадеевского вращения пик ТПП переходит через резонанс моды Фабри-Перо из длинноволновой области в коротковолновую область (влево от резонанса Фабри-Перо) при углах падения более 50°.

Для угловых зависимостей спектров коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения s-поляризации несовпадение резонансных длин волн также наблюдается. В спектрах K_t резонансная длина волны $\lambda_{\text{ТРР}}$ сдвигается на 110 нм от 715 до 605 нм (рис. 4.6), в спектрах Θ_F – на 86 нм от 715 до 629 нм. Для моды Фабри-Перо в спектрах K_t спектральный сдвиг составляет 47 нм от 660 до 613 нм (рис. 4.6), в спектрах Θ_F – 56 нм от 659 до 603 нм. Для s-поляризации в спектрах коэффициента пропускания резонанс ТПП «проходит» через резонанс Фабри-Перо из длинноволновой области в коротковолновую область, в то время как в спектрах угла фарадеевского вращения при любом угле падения остается справа.

Таким образом, резонансные положения на спектре коэффициента пропускания р-поляризации соответствуют резонансным положениям на спектре угла фарадеевского вращения s-поляризации, и наоборот, резонансные положения на спектре коэффициента пропускания s-поляризации соответствуют резонансным

положениям на спектре угла фарадеевского вращения р-поляризации. Данный феномен связан с тем, что добротности мод ТПП и Фабри-Перо различны для р- и s- поляризованного света. Добротность моды Фабри-Перо выше для s-поляризации, при этом она остается высокой и по сравнению с добротностью моды ТПП – в результате, они пересекаются и расталкиваются на более меньшее расстояние, чем в случае с р-поляризацией.

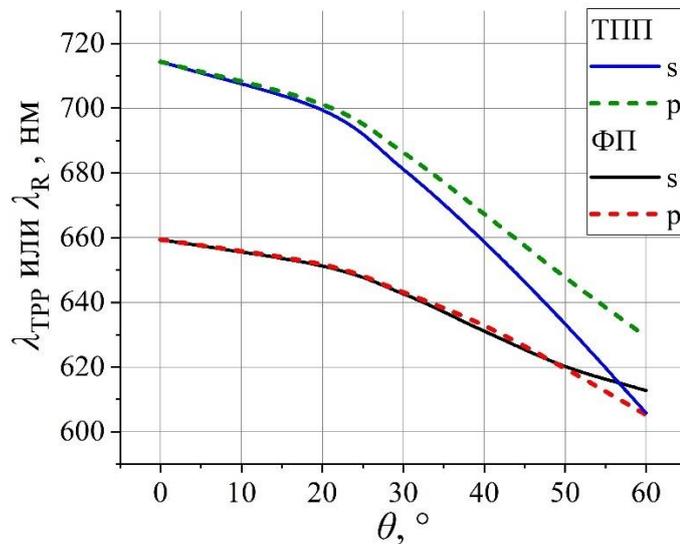


Рисунок 4.6 – Расчетные зависимости резонансных длин волн мод ТПП $\lambda_{\text{ТПП}}$ и Фабри-Перо $\lambda_{\text{Р}}$ в спектрах коэффициента пропускания K_t наноструктуры (4.3) с $h_b(\text{SiO}_2) = 220$ нм от угла падения θ

Рассмотренные эффекты сдвига резонансов гибридного состояния мод ТПП и Фабри-Перо зависят от параметров структуры (4.3), в частности от толщины буферного слоя SiO_2 .

4.4 Наноструктуры с гибридным состоянием таммовских плазмон-поляритонов и поверхностных плазмон-поляритонов

4.4.1 Наноструктуры с гибридным состоянием таммовских плазмон-поляритонов и поверхностных плазмон-поляритонов в геометрии Кречмана (обзор результатов)

Гибридизация мод позволяет получить лучшее разрешение при регистрации незначительных изменений показателя преломления анализируемого вещества, а также при детектировании биомолекулярных реакций. В данном подразделе представлены результаты моделирования свойств таммовских наноструктур с гибридными состояниями мод ТПП и ППП в геометрии Кречмана, которая чаще всего используется в сенсорах изменений показателя преломления [158].

Первые модельные и экспериментальные исследования наноструктур с гибридным состоянием ТПП и ППП в геометрии Кречмана было представлено в работах [89, 90, 7].

Было показано, что в частотно-угловых спектрах коэффициента отражения ТПП и ППП моды гибридного состояния проявляются в виде двух расталкивающихся резонансов, которые соответствуют возбуждению поверхностных оптических состояний на границах раздела металл-воздух (ППП) и металл-диэлектрик (ТПП) [89]. Авторы продемонстрировали, что величину расталкивания резонансов гибридного состояния можно контролируемо изменять, варьируя толщину металлического слоя. При металлическом слое толще, чем 70 нм, дисперсионные кривые мод перестают расталкиваться и начинают пересекаться, что свидетельствует о том, что ТПП и ППП перестают «чувствовать» друг друга.

На рис. 4.7 представлены расчетные угловые зависимости спектра коэффициента отражения наноструктуры

$$[\text{TiO}_2 / \text{SiO}_2]^6 / \text{TiO}_2 / \text{SiO}_2 / \text{Au}, \quad (4.4)$$

при разных толщинах слоя Au, демонстрирующие поведение гибридного состояния ТПП и ППП.

В расчетах учтено, что электромагнитная волна падает со стороны связанной с образцом призмы с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 2,31$. Толщины слоев составили $h(\text{SiO}_2) = 145$ нм для слоя SiO_2 , $h(\text{TiO}_2) = 100$ нм для слоя TiO_2 и $h_b(\text{SiO}_2) = 50$ нм для верхнего буферного слоя SiO_2 . Для слоя Au было выбрано две толщины с целью сравнения: $h(\text{Au}) = 30$ нм и $h(\text{Au}) = 90$ нм. Эффект рассталкивания мод наблюдается в диапазоне длин волн от 600 до 800 нм. Для толщины $h(\text{Au}) = 30$ нм дисперсионные кривые мод расходятся, а для толщины $h(\text{Au}) = 90$ нм – уже пересекаются.

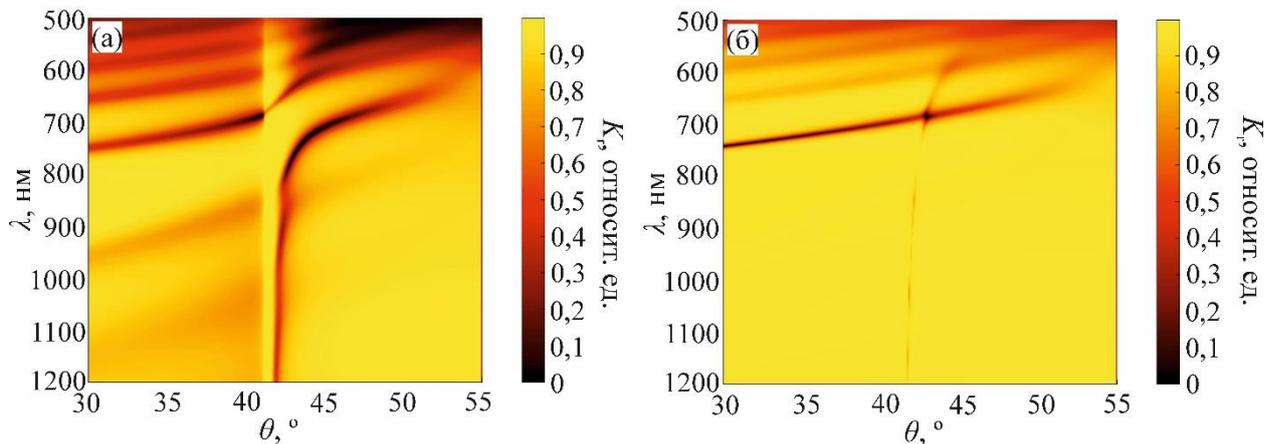


Рисунок 4.7 – Расчётные угловые зависимости спектра коэффициента отражения K_r р-поляризованного света наноструктуры (4.4) при толщинах слоя Au $h(\text{Au}) = 30$ нм (а) и $h(\text{Au}) = 90$ нм (б)

Дополнительную возможность регистрации МО параметров и усиление чувствительности при регистрации предоставляют наноструктуры с магнитными слоями. В работе [90] было продемонстрировано одновременное возбуждение ТПП и ППП в магнитофотонной структуре. При этом наблюдалась смена знака полярного эффекта Керра. Эффект был обнаружен на структуре МФК $(\text{SiO}_2/\text{ВЗФГ})^5/\text{Au}$ с толщинами слоев 125 нм (SiO_2), 85 нм (ВЗФГ) и 40 нм (Au).

Рассмотрим, как изменяется полярный эффект Керра на примере модельной наноструктуры:

$$[\text{SiO}_2 / \text{M1}]^5 / \text{Au}, \quad (4.5)$$

в которой M1 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$, а толщины слоев принимают значения: $h(\text{SiO}_2) = 100$ нм и $h(\text{M1}) = 70$ нм. Для сравнения поведения ветвей ТПП и ППП для слоя Au взяты две толщины: $h(\text{Au}) = 40$ нм и $h(\text{Au}) = 90$ нм. На рис. 4.8 представлена схема одновременного возбуждения ТПП и ППП для структуры (4.5). Спектральные зависимости коэффициента отражения K_r и угла вращения Керра θ_K для данного случая представлены на рис. 4.9 и 4.10, соответственно.

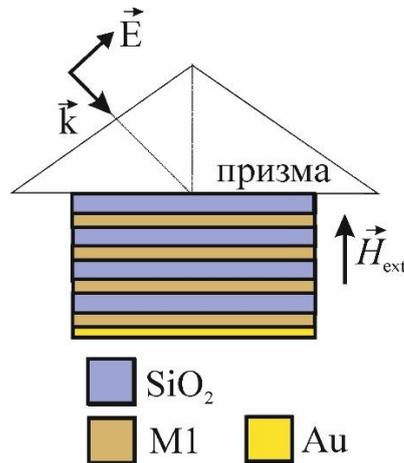


Рисунок 4.8 – Конфигурация Кречмана с наноструктурой (4.5)

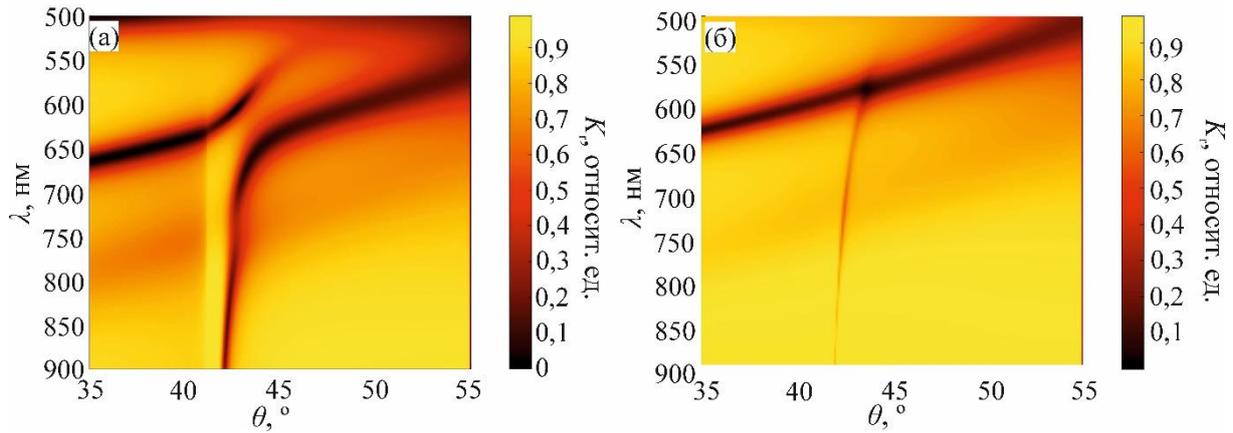


Рисунок 4.9 – Расчётные частотно-угловые спектры коэффициента отражения K_r р-поляризованного света наноструктуры (4.5) при толщинах слоя Au $h(\text{Au}) = 40$ нм (а) и $h(\text{Au}) = 90$ нм (б)

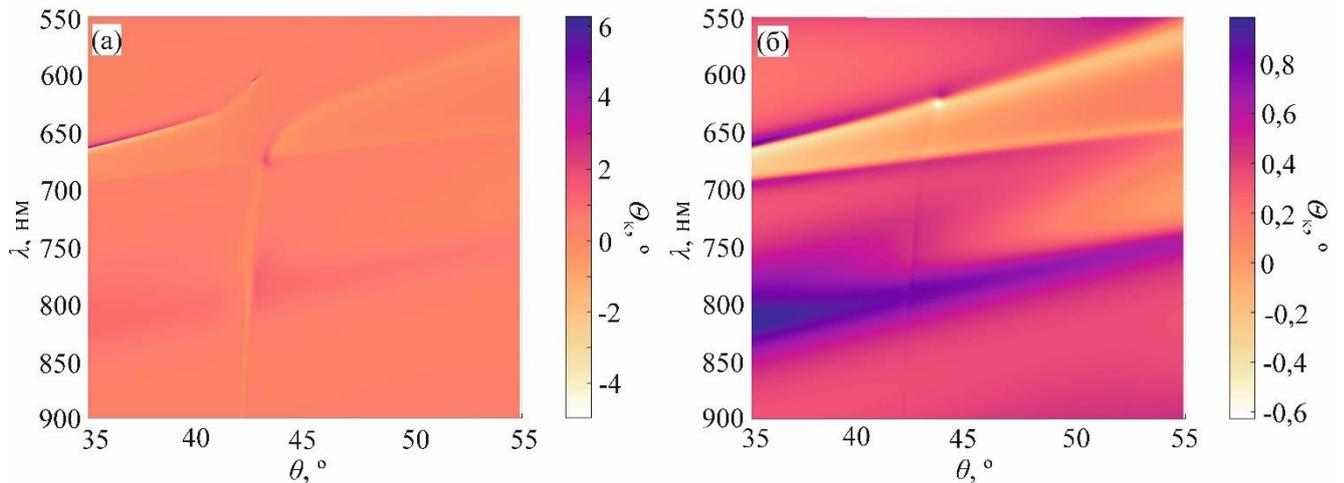


Рисунок 4.10 – Расчётные частотно-угловые спектры угла вращения при полярном эффекте Керра Θ_K р-поляризованной электромагнитной волны наноструктуры (4.5) при толщинах слоя Au $h(\text{Au}) = 40$ нм (а) и $h(\text{Au}) = 90$ нм (б)

В зависимости от того, какой резонанс обладает наибольшей оптической добротностью поведение спектров различается. Так, для случая $h(\text{Au}) = 40$ нм, наиболее добротным является резонанс на ППП, ветвь ППП является доминирующей в спектрах и в точке близости резонансов наблюдается пик вращения с положительной амплитудой $\Theta_K = 1,47^\circ$ (рис. 4.10, а). Для случая

$h(\text{Au}) = 90$ нм, наибольшей добротностью уже обладает ТПП и в точке пересечения ветвей ППП и ТПП наблюдается резонанс с изменением знака вращения: угол Θ_K изменяется от минус $0,1$ до $0,46^\circ$ (рис. 4.10, б).

Для наноструктур с магнитными слоями в качестве сигнала, по которому определяется изменение показателя преломления, возможно выбрать, как оптический, так и МО отклик [7, 153]. На рис. 4.11 представлены изменения спектров коэффициента отражения (а) и угла вращения при полярном эффекте Керра (б) при изменении показателя преломления окружающей среды для структуры (4.5), соответственно. Угол падения в данном случае составил $\theta = 43,6^\circ$. Толщина слоя Au – $h(\text{Au}) = 40$ нм. Для сравнения приведены спектры коэффициента отражения слоя Au толщиной $h(\text{Au}) = 40$ нм (в).

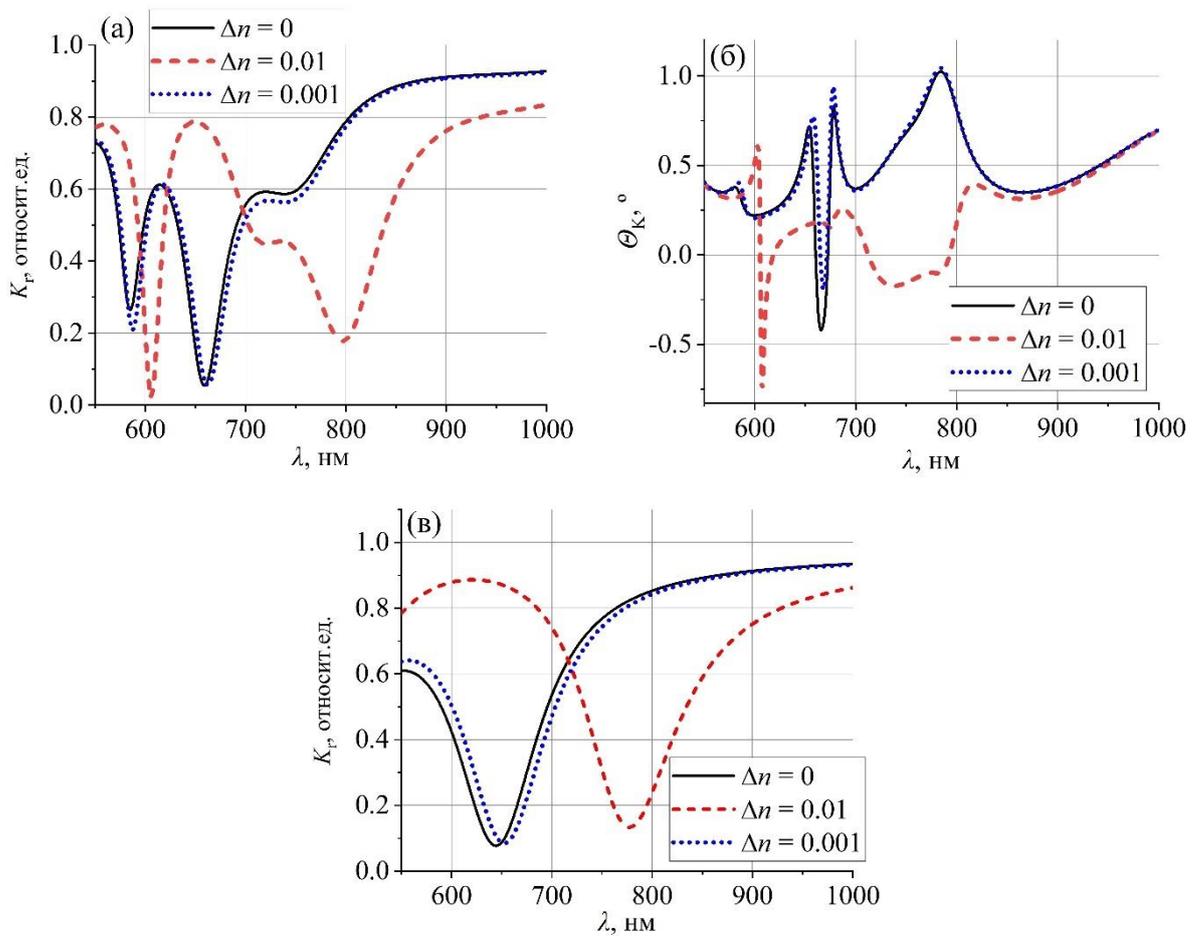


Рисунок 4.11 – Зависимость спектров коэффициента отражения K_r (а) и угла вращения при полярном эффекте Керра Θ_K (б) от показателя преломления окружающей среды для наноструктуры (4.5) (а, б) и слоя Au (в)

На рис. 4.12 представлены зависимости коэффициента отражения и угла вращения при полярном эффекте Керра от изменения показателя преломления окружающей среды наноструктуры (4.5) и слоя Au при фиксированных длинах волн. Изменения показателя преломления ТПП считаются от показателя преломления воздуха (вакуума) 1,000. Данные зависимости характеризуют чувствительность структур в качестве сенсоров.

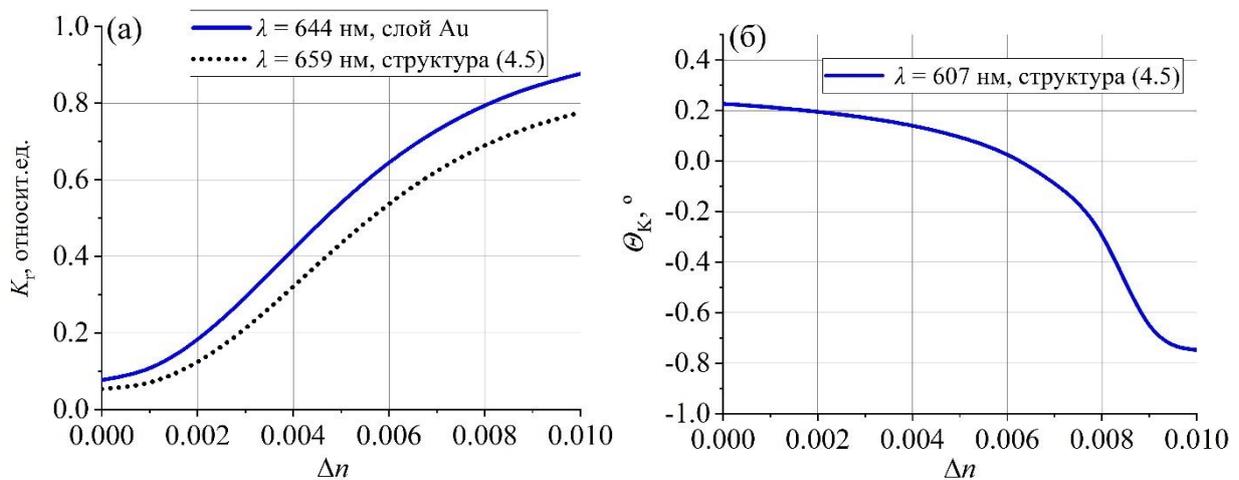


Рисунок 4.12 – Зависимости коэффициента отражения K_r (а) и угла вращения при полярном эффекте Керра θ_K (б) от изменения показателя преломления Δn окружающей среды наноструктуры (4.5) и слоя Au при фиксированных длинах волн. Угол падения составил $\theta = 43,6^\circ$

Одной из распространенных методик регистрации изменений показателя преломления является отслеживание изменений угловых зависимостей характеристик структур при ППП резонансе [153] на фиксированной длине волне. Тогда чувствительность структур в качестве сенсоров определяется исходя из выражений:

$$S_{SPR} = \frac{K_r(I) - K_r(II)}{K_r(I)_\alpha} \cdot 100 / \Delta n, [\%/\text{RIU}] \quad (4.6)$$

$$S_{MOSPR} = \frac{\Delta K_r(I) - \Delta K_r(II)}{\Delta K_r(I)_\alpha} \cdot 100 / \Delta n, [\%/\text{RIU}] \quad (4.7)$$

где I и II обозначают две среды с разными показателями преломления; $K_r(I)_\alpha$ — величина коэффициента отражения под углом падения θ , θ — это угол, при котором первая производная $[(dK_r(\theta)/d\theta)]$ максимальна, $\Delta K_r(I)$ и $\Delta K_r(II)$ — изменения коэффициента отражения при модуляции магнитного поля H ($H \rightarrow -H$) для сред I и II , соответственно (или другого МО отклика, например, угла вращения при полярном эффекте Керра Θ_K); $\Delta K_r(I)_\alpha$ — значение, соответствующее углу с максимальным значением первой производной $[(d\Delta K_r(\theta)/d\theta)]$; Δn — разница показателей преломления между средами I и II ; RIU — единицы измерения показателя преломления.

Соответственно, для нашего случая полярного эффекта Керра выражение (4.7) примет вид:

$$S_{MOSPR} = \frac{\Theta_K(I) - \Theta_K(II)}{\Theta_K(I)_\alpha} \cdot 100 / \Delta n, [\%/RIU]. \quad (4.8)$$

На рис. 4.13 представлены изменения угловых зависимостей коэффициента отражения и угла вращения при полярном эффекте Керра для длины волны $\lambda = 659$ нм наноструктуры (4.5) с толщиной слоя Au $h(\text{Au}) = 40$ нм при изменении показателя преломления внешней среды n от 1,000 до 1,003. Принимая во внимание (4.6) и (4.8), можно сравнить чувствительность оптического и МО отклика наноструктуры (4.5) (рис. 4.14). Как видно, измерения МО отклика позволяют на порядок усилить чувствительность детектирования изменений показателя преломления среды. Так, для оптического параметра коэффициента отражения K_r наибольшая чувствительность $S_{SPR} = -2,8 \cdot 10^4$ %/RIU наблюдается для угла падения $\theta = 43,4^\circ$, а для МО параметра угла вращения при полярном эффекте Керра Θ_K $S_{MOSPR} = -2,3 \cdot 10^5$ %/RIU при $\theta = 43,6^\circ$.

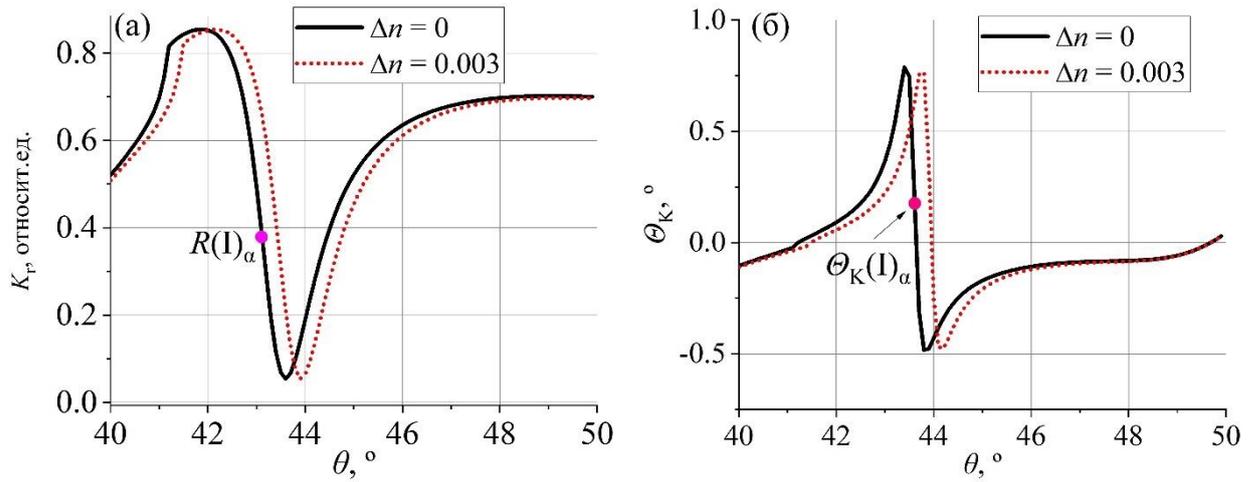


Рисунок 4.13 – Угловые зависимости коэффициента отражения K_r (а) и угла вращения при полярном эффекте Керра Θ_K (б) для длины волны $\lambda = 659$ нм наноструктуры (4.5)

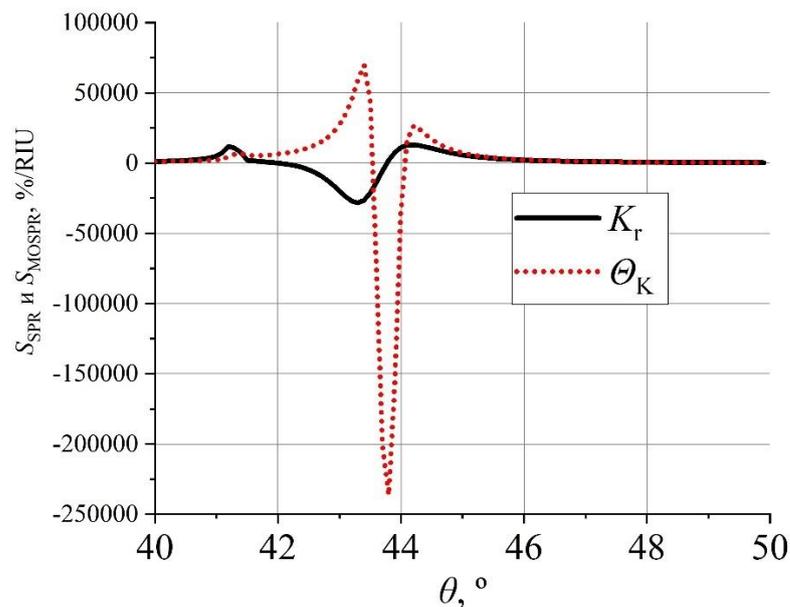


Рисунок 4.14 – Расчётные угловые зависимости чувствительности регистрации коэффициента отражения S_{SPR} и угла вращения при полярном эффекте Керра S_{MOSPR}

4.4.2 Модели наноструктур – сравнение наноструктур с таммовским плазмон-поляритоном и с гибридным состоянием мод таммовских плазмон-поляритонов и Фабри-Перо

Как было показано в предыдущем подразделе, исследование одновременного возбуждения спектрально узких интерференционных резонансов (ТПП, Фабри-Перо резонанса) и резонансов, связанных с поверхностными и локализованными плазмонами, является актуальным с точки зрения улучшения разрешения при детектировании незначительных изменений показателя преломления анализируемой среды. В данном подразделе представлены результаты моделирования свойств и оптимизации оригинальных фотонно-кристаллических наноструктур с МО слоями ферритов-гранатов и слоя Au. Рассмотрим две наноструктуры с гибридным состоянием мод ТПП и Фабри-Перо

$$[\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2]^m / [\text{SiO}_2]^2 / [\text{TiO}_2 / \text{SiO}_2]^m / \text{M1} / \text{M3} / \text{SiO}_2 / \text{Au} \quad (4.9)$$

и единичной модой ТПП

$$[\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2]^{2m} / \text{SiO}_2 / \text{M1} / \text{M3} / \text{SiO}_2 / \text{Au}, \quad (4.10)$$

где $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m$ и $[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^m$ – зеркала Брэгга; m – количество пар слоёв; M1 / M3 – двухслойная пленка ВЗФГ состава $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12} / \text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, SiO_2/Au – верхние слои оксида кремния (буферный слой) и золота.

Схематически наноструктуры представлены на рис. 4.15.

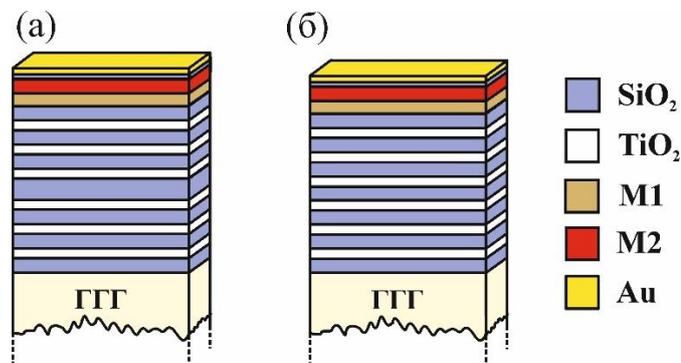


Рисунок 4.15 – Схематическое изображение предложенных и исследуемых наноструктур (4.9) (а) и (4.10) (б), $m = 3$

Моделирование свойств проводилось численно с использованием метода матриц переноса. Подложка ГГГ кристаллографической ориентации (111) была учтена в расчётах. Конфигурации наноструктур (4.9) и (4.10) были выбраны таким образом, чтобы резонансные длины волн и центр ФЗЗ при нормальном падении находились в окрестности 700 нм. В соответствии с этим условием, толщины слоев наноструктуры TiO_2 , SiO_2 и M1 принимают значения: $h(\text{TiO}_2) = 77$ нм, $h(\text{SiO}_2) = 120$ нм и $h(\text{M1}) = 70$ нм. Толщина основного магнитоактивного слоя $h(\text{M3})$ варьировалась в диапазоне от 44 до 144 нм с целью изменения резонансной длины волны ТПП внутри ФЗЗ. Толщина буферного слоя SiO_2 была фиксирована $h(\text{SiO}_2) = 30$ нм. Данный слой необходим для снижения шероховатости границы раздела со слоем Au. Толщина слоя золота $h(\text{Au})$ и число m варьировались в пределах от 0 до 50 нм и от 1 до 10, соответственно, с целью определения оптимальной конфигурации.

Согласно моделированию, наноструктура (4.10) имеет одну резонансную длину волны внутри фотонной запрещённой зоны. Структура (4.9) отличается присутствием двух резонансов, относящихся к модам Фабри-Перо и ТПП. Следует отметить, что оба резонанса в структуре (4.9) имеют практически одинаковые ненулевые значения угла фарадеевского вращения, хотя центральный дефектный слой в конфигурации немагнитный. Это указывает на наличие сильной гибридизации между резонансами. На рис. 4.15 показано сравнение зависимостей спектров коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения от толщины магнитного слоя M3 $h(\text{M3})$ наноструктур (4.9) и (4.10) при неизменных других параметрах: $m = 4$ и $h(\text{Au}) = 40$ нм.

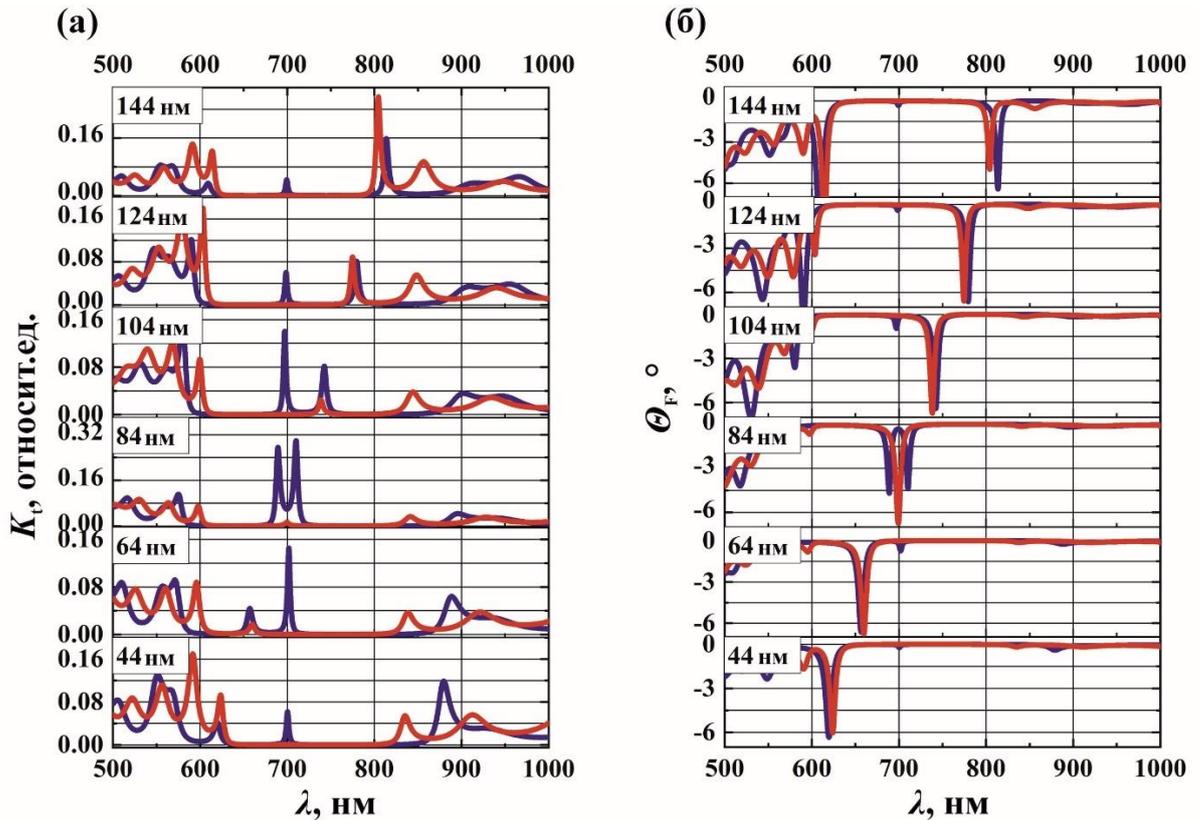


Рисунок 4.16 – Оптические и МО спектры наноструктур (4.9) (синие кривые) и (4.10) (красные кривые) с $m = 4$ и $h(\text{Au}) = 40$ нм при $\theta = 0^\circ$ в зависимости от толщины магнитного слоя МЗ $h(\text{МЗ})$: (а) – коэффициент пропускания; (б) – угол фарадеевского вращения

Видно, что функциональные свойства структуры с гибридным состоянием лучше за счёт увеличения коэффициента пропускания в 15 раз.

На рис. 4.17 представлено сравнение зависимости МО добротностей от числа пар слоев m на резонансных длинах волн гибридной моды структуры (4.9) и моды ТПП структуры (4.10). В данном случае в расчётах было принято, что толщина $h(\text{МЗ}) = 84$ нм. Зависимости структуры (4.10) являются куполообразными и асимптотически стремятся к нулю при увеличении числа m . Для структуры (4.9) показаны только те конфигурации, для которых резонансы мод различимы в спектрах, то есть отделены друг от друга четко.

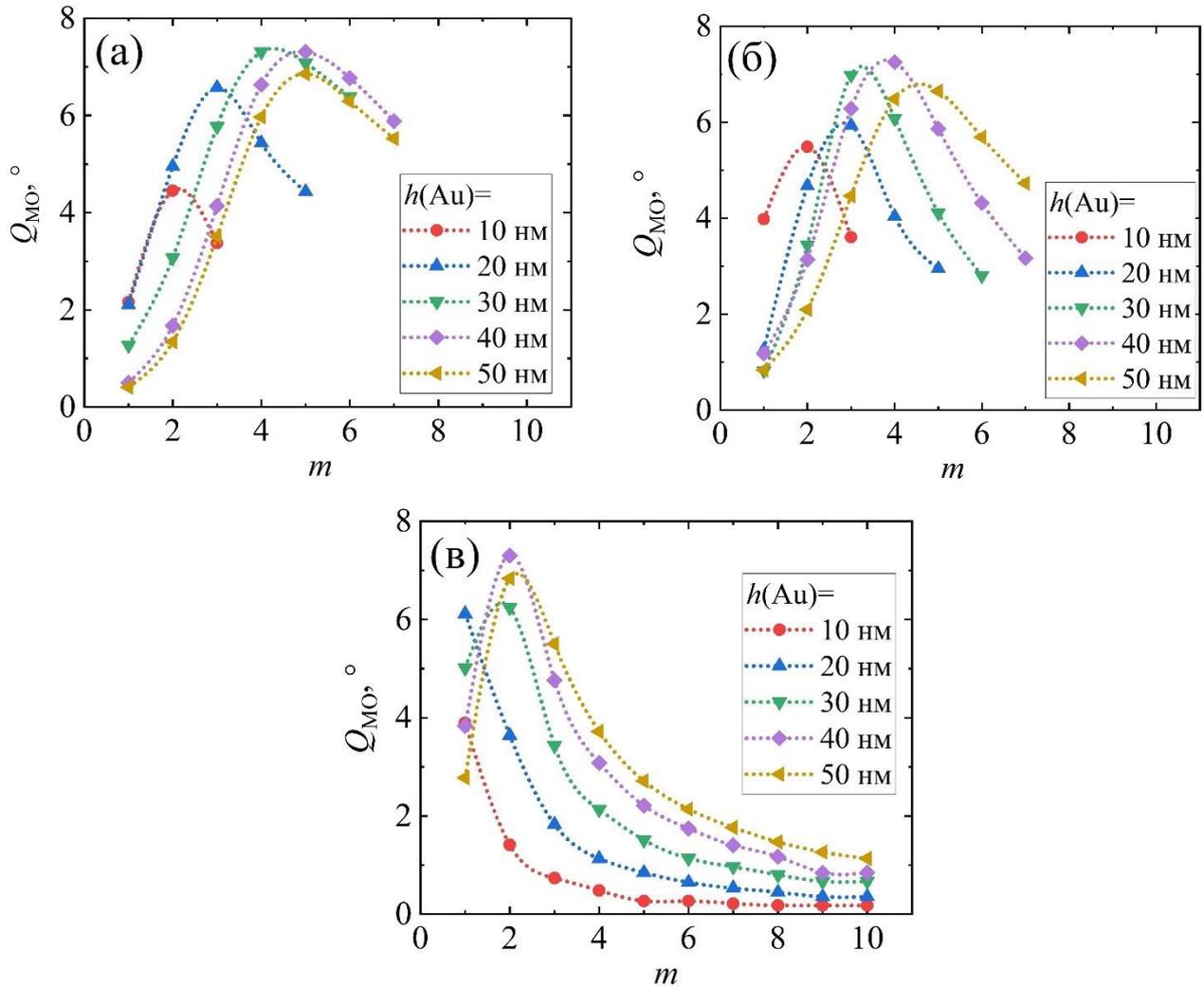


Рисунок 4.17 – МО добротности Q_{MO} на резонансных длинах волн гибридного состояния мод Фабри-Перо и ТПП (а, б) структуры (4.9) и моды ТПП (в) структуры (4.10)

Для отсутствующих конфигураций в спектрах коэффициента пропускания наблюдается только один резонанс Фабри-Перо, так как его добротность с повышением числа m растет. Пик ТПП с увеличением числа m становится шире и исчезает. При этом пик ТПП остается на зависимостях угла фарадеевского вращения, а резонанс, соответствующий моде Фабри-Перо, проявляется в виде углубления в широком резонансном пике моды ТПП (рис. 4.18). Сравнивая конфигурации структур (4.9) и (4.10) и расчетные результаты к ним, видно, что гибридизация мод и введение в структуру немагнитного дефектного слоя приводит к увеличению МО добротности структур с m в диапазоне от 3 до 6.

В результате расчета МО добротности были определены следующие оптимальные конфигурации:

- (4.9) со средними значениями $Q = 6,9^\circ$ для двух резонансов $m = 4$ и $h(\text{Au}) = 40$ нм;
- (4.10) с $Q = 7,3^\circ$ $m = 2$ и $h(\text{Au}) = 40$ нм.

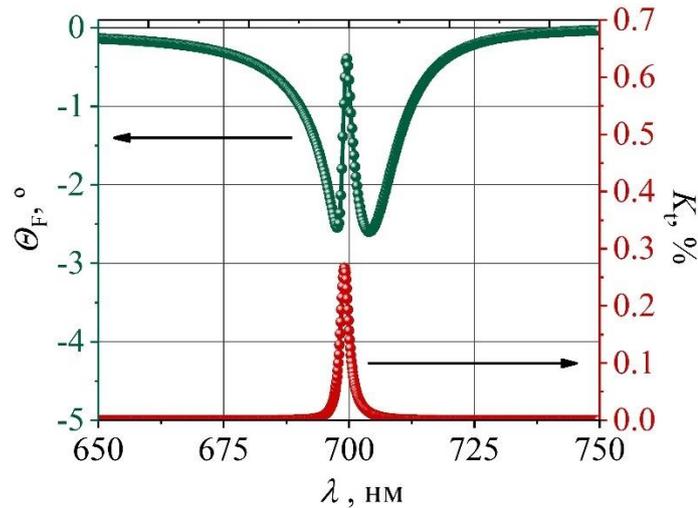


Рисунок 4.18 – Спектры коэффициента пропускания K_t и угла фарадеевского вращения Θ_F в окрестности резонансных длин волн гибридного состояния Фабри-Перо и ТПП структуры (4.9) с параметрами $m = 7$ и $h(\text{Au}) = 20$ нм

4.4.3 Характеристики наноструктур в геометрии Кречмана – сравнение наноструктур с таммовским плазмон-поляритоном и с гибридным состоянием мод таммовского плазмон-поляритона и Фабри-Перо

Для предложенных структур рассмотрим случай полного внутреннего отражения в геометрии Кречмана с целью возбуждения ТПП и образования гибридного состояния мод ТПП и ППП. Результаты расчётов свойств структур (4.9) и (4.10) при возбуждении ППП приведены на рис. 4.19. При этом показатель преломления призмы был принят равным показателю преломления подложки ГГГ. Параметры слоёв наноструктур (4.9) и (4.10) – $m = 5$, $h(\text{M3}) = 84$ нм и $h(\text{Au}) = 50$ нм. Видно, что при увеличении угла падения света из призмы θ

происходит смещение резонансной длины волны ППП в сторону коротких длин волн, при этом ветви ППП и ТПП не пересекаются при данной толщине слоя Au. Резонансная длина волны ТПП также испытывает «синий сдвиг». Однако в области сближения резонансов ППП и ТПП резонанс ТПП исчезает из спектральных зависимостей (рис. 4.20). Данные изменения спектральных зависимостей возможно использовать для регистрации изменений показателя преломления прилегающей к слою Au среды.

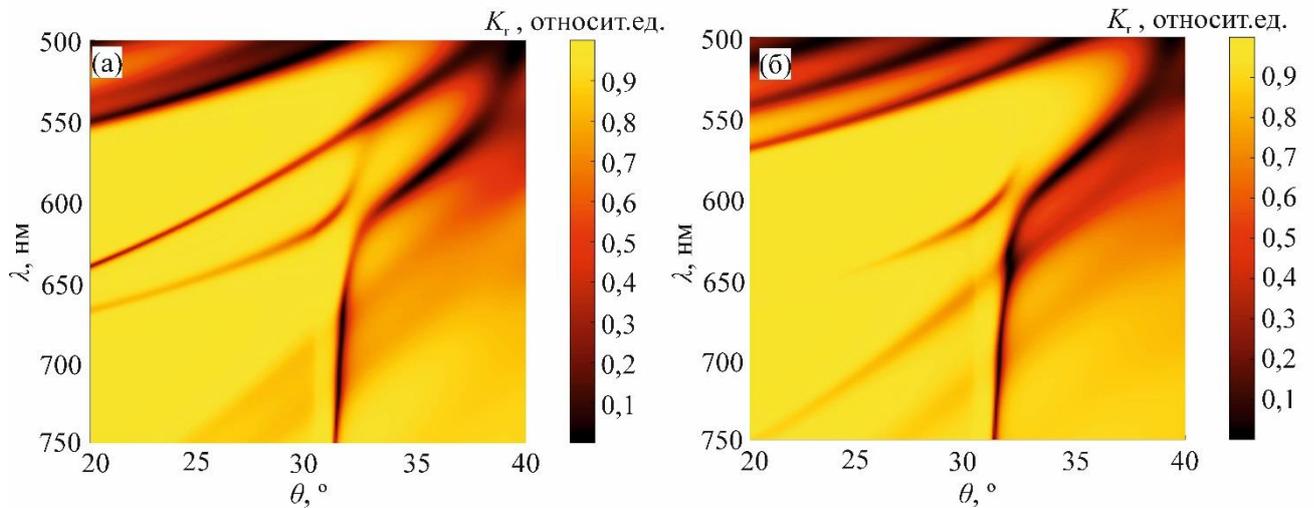


Рисунок 4.19 – Расчётные угловые зависимости спектра коэффициента отражения K_r р-поляризованного света для наноструктур (4.9) (а) и (4.10) (б)

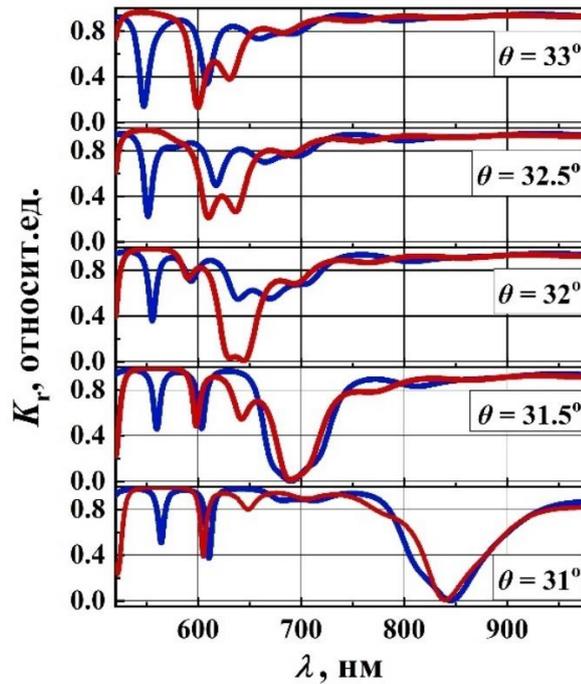


Рисунок 4.20 – Сравнение спектров коэффициента отражения K_r р-поляризованного света для наноструктур (4.9) (синие линии) и (4.10) (красные линии) при разных значениях угла θ

Сравнение чувствительности спектров структур (4.9) и (4.10) к изменению показателя преломления среды (Δn) представлено на рис. 4.21 и 4.22. Изменения коэффициента отражения при $\Delta n = 0,01$ в окрестности длины волны ТПП и ППП ($\lambda = 600-610$ нм) для структур (4.9) и (4.10) при $\theta = 33^\circ$ составляют 6,6% и 5,6%, соответственно. Однако, всегда возможно подобрать параметры среды и угол падения на структуры таким образом, чтобы детектировать изменения коэффициента отражения именно моды ТПП, которая в данном случае не накладывается на другие резонансы и является более добротной. На рис. 4.22 (а) и (б) показаны зависимости коэффициента отражения моды ТПП при смещении ППП в длинноволновую область в результате изменения показателя преломления среды.

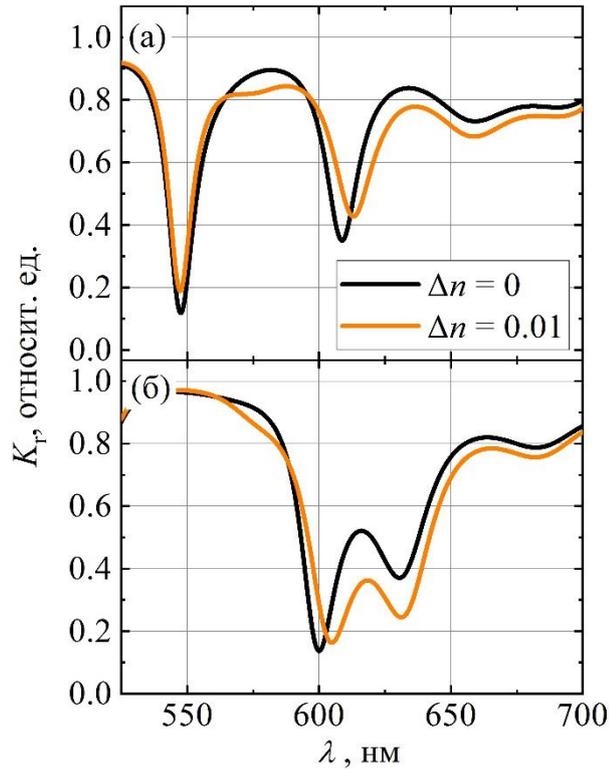


Рисунок 4.21 – Спектры коэффициента отражения K_r наноструктур (4.9) (а) и (4.10) (б) в зависимости от изменения показателя преломления окружающей среды Δn при $\theta = 33^\circ$

Кроме этого, мы можем использовать стандартный подход – регистрировать изменения угловых зависимостей при изменении показателя преломления среды на длине волны, при которой резонансы ТПП и ППП расположены наиболее близко друг к другу ($\lambda = 605$ нм). На рис. 4.23 продемонстрированы угловые зависимости коэффициента пропускания и угла вращения при полярном эффекте Керра при $n = 1$ и изменений этих величин при $\Delta n = 10^{-3}$. Наличие моды Фабри-Перо приводит к увеличению чувствительности резонанса ТПП к изменению показателя преломления среды.

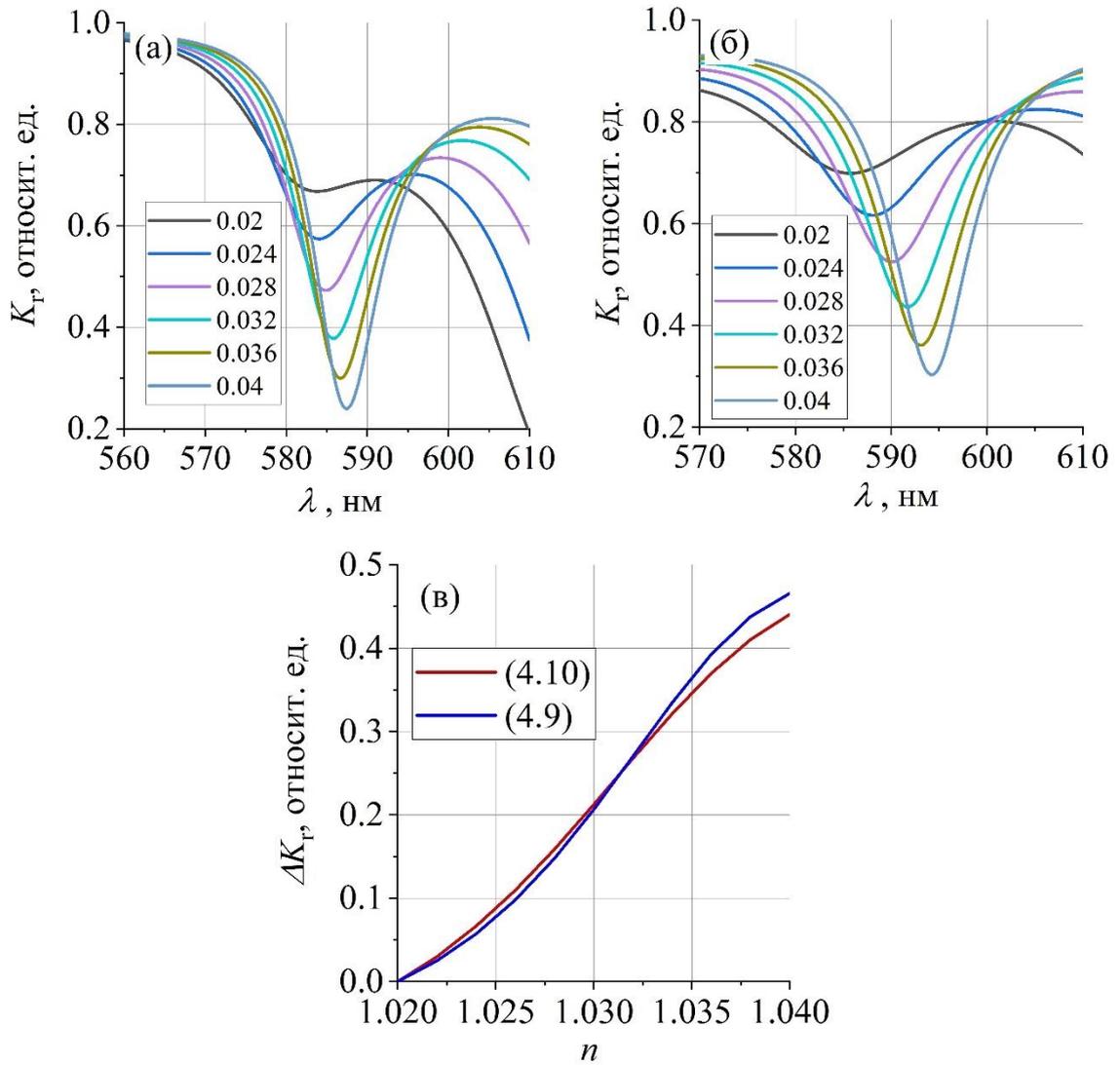


Рисунок 4.22 – Спектры коэффициента отражения K_r наноструктур (4.9) (а) и (4.10) (б) в окрестности резонанса ТПП в зависимости от изменения показателя преломления окружающей среды Δn при $\theta = 33^\circ$; изменения коэффициента отражения ΔK_r наноструктур (4.9) и (4.10) (в) в зависимости от показателя преломления окружающей среды n

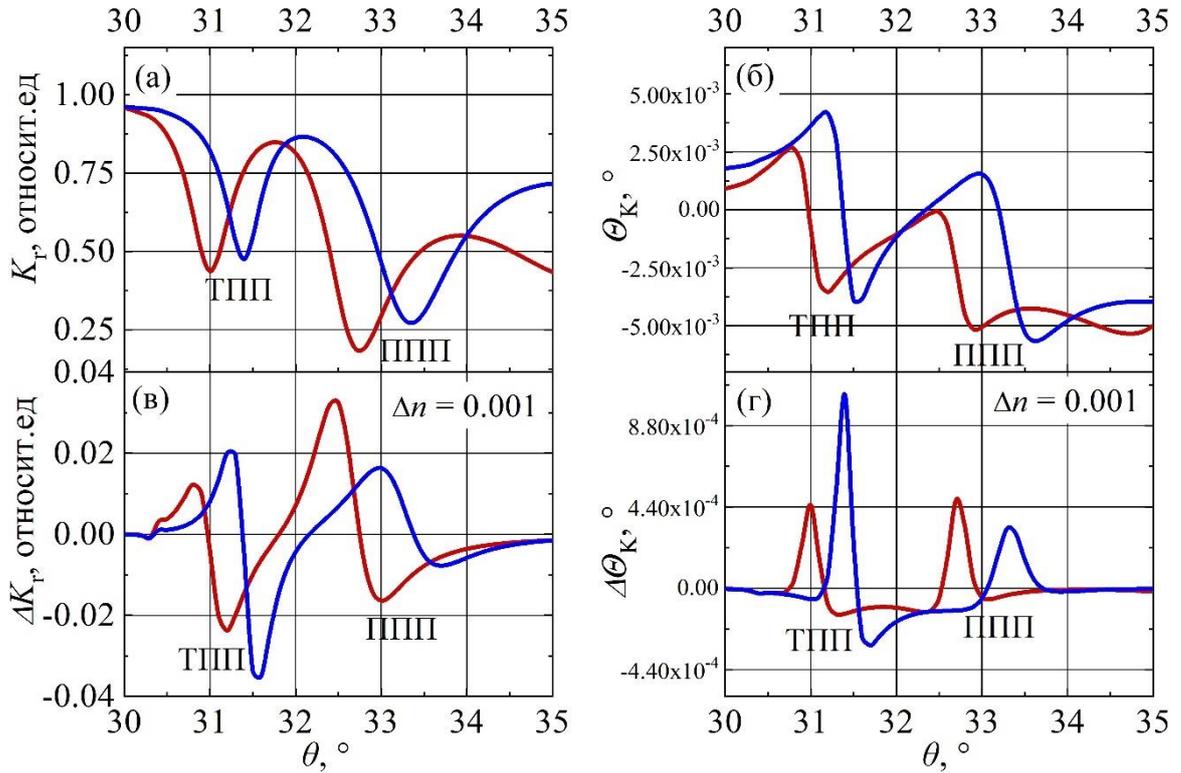


Рисунок 4.23 – Угловые зависимости коэффициента отражения K_r (а) и угла вращения при полярном эффекте Керра θ_K (б) наноструктур (4.9) (синие линии) и (4.10) (красные линии) при $\lambda = 605$ нм и их изменения ΔK_r (в) и $\Delta \theta_K$ (г) при $\Delta n = 10^{-3}$

4.5 Микрорезонаторные наноструктуры

4.5.1 Конфигурация микрорезонаторной наноструктуры

Исследования эффектов, возникающих при наклонном падении линейной (s + p) поляризации, асимметричного и интенсивностного эффекта Фарадея, были выполнены для наноструктуры, сформированной на основе гранатовых слоев. Наноструктура и используемые в расчете и в эксперименте конфигурации эффектов схематично показаны на рис. 4.24.

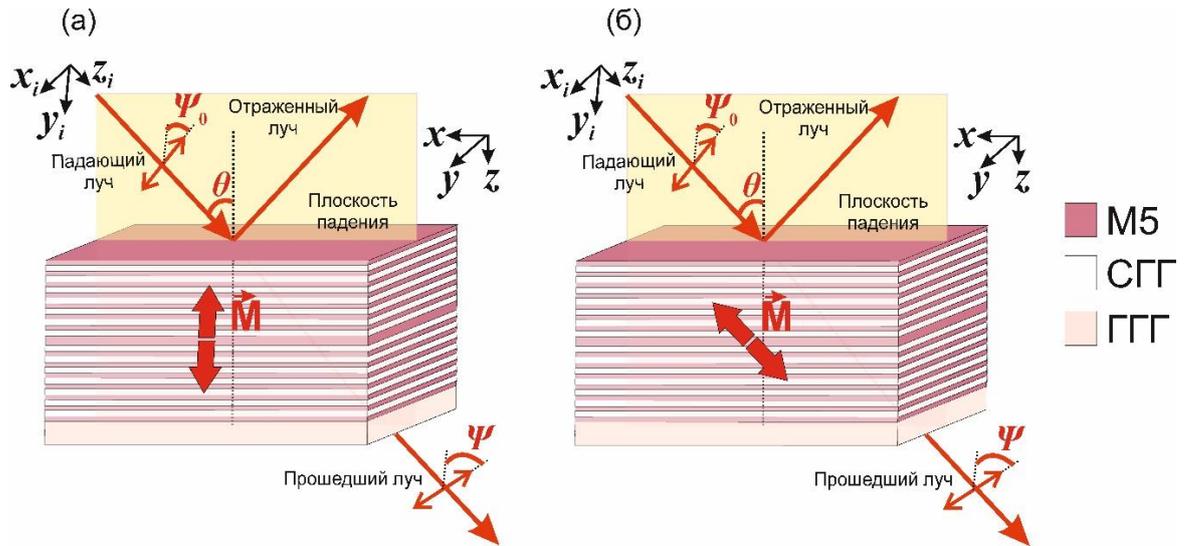


Рисунок 4.24 – Схематическое изображение исследуемой наноструктуры (4.11) на подложке ГГГ в двух геометриях наблюдения эффектов: асимметричный эффект Фарадея, $\theta = 63^\circ$ (а) и интенсивный эффект Фарадея, $\theta = 60^\circ$ (б)

Наноструктуру возможно описать формулой:

$$\text{ГГГ}/[\text{M5}/\text{СГГ}]^6/2\text{M5}/[\text{СГГ}/\text{M5}]^6, \quad (4.11)$$

где СГГ – это самарий галлиевый гранат $\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ и М5 – слой ВЗФГ состава $\text{Bi}_{2,97}\text{Er}_{0,03}\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{O}_{12}$.

Толщины слоев зеркал Брэгга были выбраны в соответствии с оптической толщиной ($\lambda_0/4$): $h(\text{M5}) = 75$ нм и $h(\text{СГГ}) = 100$ нм. Между зеркалами Брэгга расположена магнитная пленка М5 с удвоенной оптической толщиной ($\lambda_0/2$). Наноструктура синтезирована методом радиочастотного магнетронного распыления на подложке ГГГ с кристаллографической ориентацией (111) [54, 55].

При нормальном падении световой волны мода Фабри-Перо наноструктуры наблюдается на длине волны $\lambda_R = 775$ нм (рис. 4.25 и 4.26).

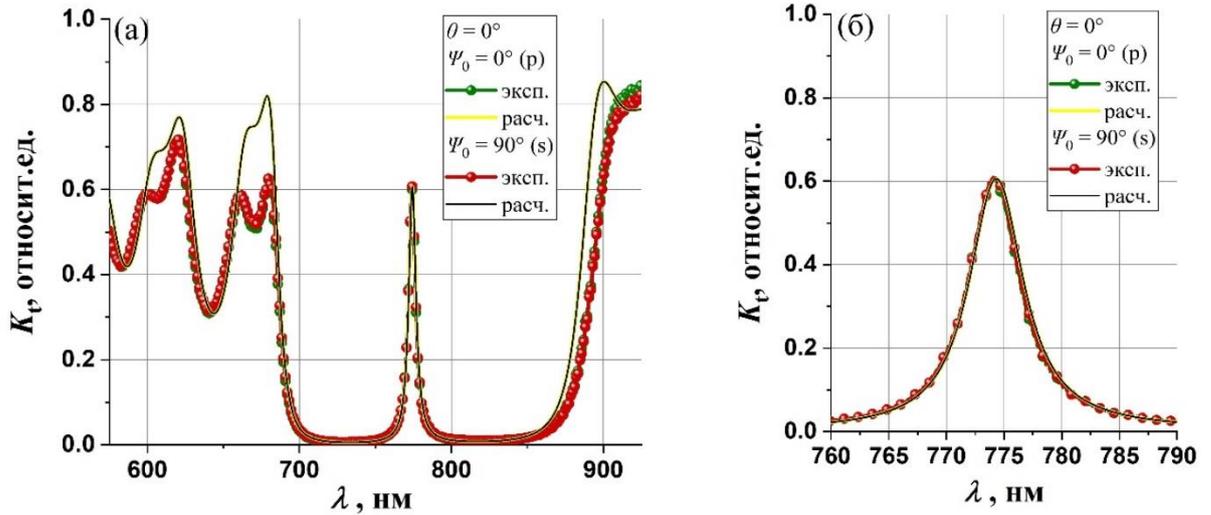


Рисунок 4.25 – Спектры коэффициента пропускания K_t при нормальном падении $\theta = 0^\circ$ р- и s-поляризованного света в различных диапазонах: (а) в широком спектральном диапазоне от 575 до 925 нм, иллюстрирующем ФЗЗ наноструктуры, и (б) в окрестности резонансной длины волны моды Фабри-Перо от 760 до 790 нм

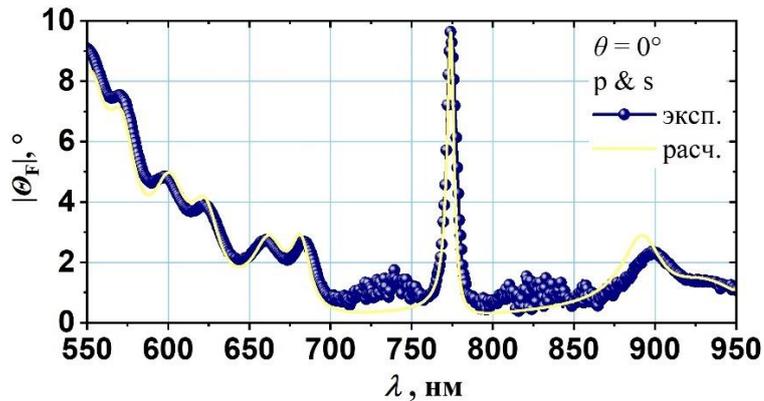


Рисунок 4.26 – Спектры угла фарадеевского вращения θ_F при нормальном падении $\theta = 0^\circ$ р- и s-поляризованного света

4.5.2 Асимметричный эффект Фарадея

Асимметричный эффект Фарадея может быть охарактеризован углом асимметричного фарадеевского вращения:

$$\Delta\theta_F = \theta_{F(+M_z)} - (-\theta_{F(-M_z)}), \quad (4.12)$$

где $\Theta_F(+M_z)$ и $\Theta_F(-M_z)$ – углы фарадеевского вращения для противоположных направлений намагниченности относительно оси z . При расчете значений Θ_F оптическое вращение было исключено вычетом из значений углов вращения в присутствии намагниченности $\Theta(+M_z)$ и $\Theta(-M_z)$ значений углов вращения при отсутствии намагниченности $\Theta(M_z = 0)$.

Для расчетов были взяты следующие резонансные значения компонент тензора диэлектрической проницаемости (1.1) слоя М5:

$$\varepsilon_{xx} = 6,8729 + 0,0139 \cdot i, \quad g = 0,0172 - 0,0017 \cdot i \quad (4.13)$$

для $\lambda_R = 717$ нм ($\theta = 63^\circ$) и

$$\varepsilon_{xx} = 6,6820 + 0,0101 \cdot i, \quad g = 0,0143 - 0,0014 \cdot i, \quad (4.14)$$

для $\lambda_R = 775$ нм ($\theta = 0^\circ$).

Тензор диэлектрической проницаемости слоя СГГ вследствие приближения изотропности свойств слоя имеет только ненулевые диагональные компоненты $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz}$. Для $\lambda_R = 717$ нм $\varepsilon_{xx} = 3,8405$, для $\lambda_R = 775$ нм $\varepsilon_{xx} = 3,8271$.

Для реализации экспериментального наблюдения асимметричного эффекта Фарадея был выбран угол падения $\theta = 63^\circ$.

Угол фарадеевского вращения экспериментально был измерен по традиционной схеме, в которой детектируется интенсивность прошедшего света I при скрещенных под углом 45° поляризаторе и анализаторе:

$$\Theta_F = \frac{1}{2} \cdot \arcsin 2 \frac{I(\pm M_z) - I(M_z = 0)}{I(\pm M_z) + I(M_z = 0)}, \quad (4.15)$$

где $I(\pm M_z)$ – интенсивность света в случае намагничивания образца вдоль (против) оси z (рис. 4.24, а), $I(M_z = 0)$ – интенсивность света в случае конфигурации Фохта с намагниченностью, перпендикулярной плоскости падения света $\mathbf{M} = \{0, M_y, 0\}$.

Если рассуждать более строго, формула (4.15) неверна при наличии эллиптичности света, проходящего через образец. Но в эксперименте наблюдается хорошее согласие с расчетными данными, так как эллиптичность, возникающая в окрестности резонансной длины волны микрорезонаторной наноструктуры, исчезает на самой резонансной длине волны. И эксперимент, и численные расчеты, выполненные матричным методом (см. п. 1.2), показали, что при наклонном

падении для $\theta = 63^\circ$ мода Фабри-Перо наблюдается на длине волны $\lambda_R = 716$ нм (рис. 4.27, а). Резонанс моды Фабри-Перо для фиксированной поляризации с $\Psi_0 = 70^\circ$ сопровождается ярко выраженным пиком в спектрах угла фарадеевского вращения с максимальным резонансным значением $\Theta_F \sim 20^\circ$ (рис. 4.27, б), которое обеспечивает высокие значения МО добротности $Q_{MO} = 42,6^\circ$ [102].

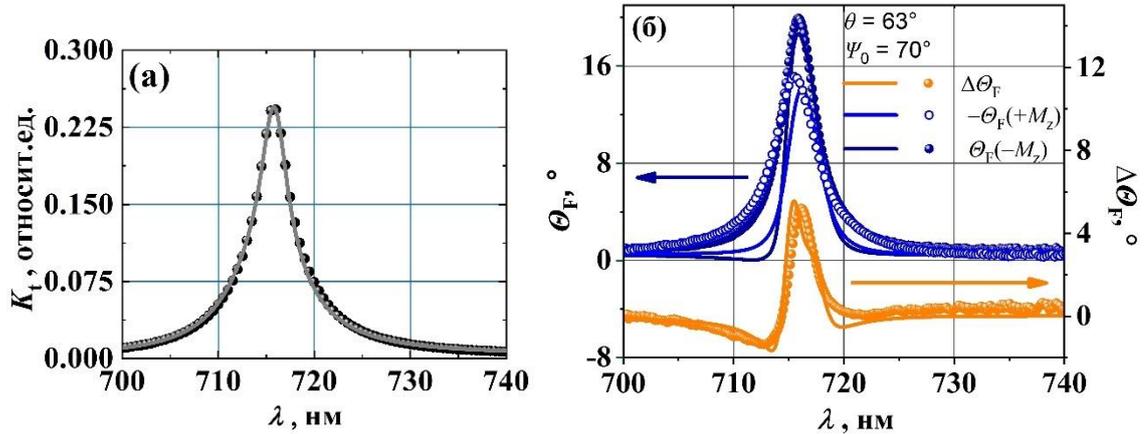


Рисунок 4.27 – Спектры коэффициента пропускания K_t и углов фарадеевского вращения Θ_F и асимметричного фарадеевского вращения $\Delta\Theta_F$ микрорезонаторной наноструктуры (4.11) при наклонном падении световой волны $\theta = 63^\circ$ и поляризации с $\Psi_0 = 70^\circ$. Экспериментальные данные представлены символами, расчетные – линией

Для данной поляризации значительное асимметричное фарадеевское вращение $\Delta\Theta_F = 5,5^\circ$ возникает в окрестности резонансной длины волны моды Фабри-Перо (рис. 4.27, а, б). Таким образом, угол асимметричного фарадеевского вращения составляет 30% от абсолютного значения самого угла фарадеевского вращения Θ_F . Несмотря на то, что угол асимметричного фарадеевского вращения наблюдается и для других поляризаций (рис. 4.28), его значения существенно зависят от поляризации Ψ_0 и наибольший эффект для данного угла падения $\theta = 63^\circ$ будет иметь место при $\Psi_0 = 80^\circ$ $\Delta\Theta_F = 7,5^\circ$ (рис. 4.29). Спектральная линия асимметричного эффекта Фарадея имеет знакопеременную форму с двумя отрицательными боковыми пиками и одним положительным центральным пиком.

Сравнивая спектры углов фарадеевского вращения для противоположных направлений намагниченности (см. символы на рис. 4.28, 4.29), можно видеть, что различие между ними обусловлено двумя факторами: (i) разной шириной резонансов и (ii) разными значениями на резонансной длине волны. Разница в ширине резонансов приводит к формированию боковых отрицательных пиков, а разные резонансные значения – к формированию центрального положительного пика зависимости.

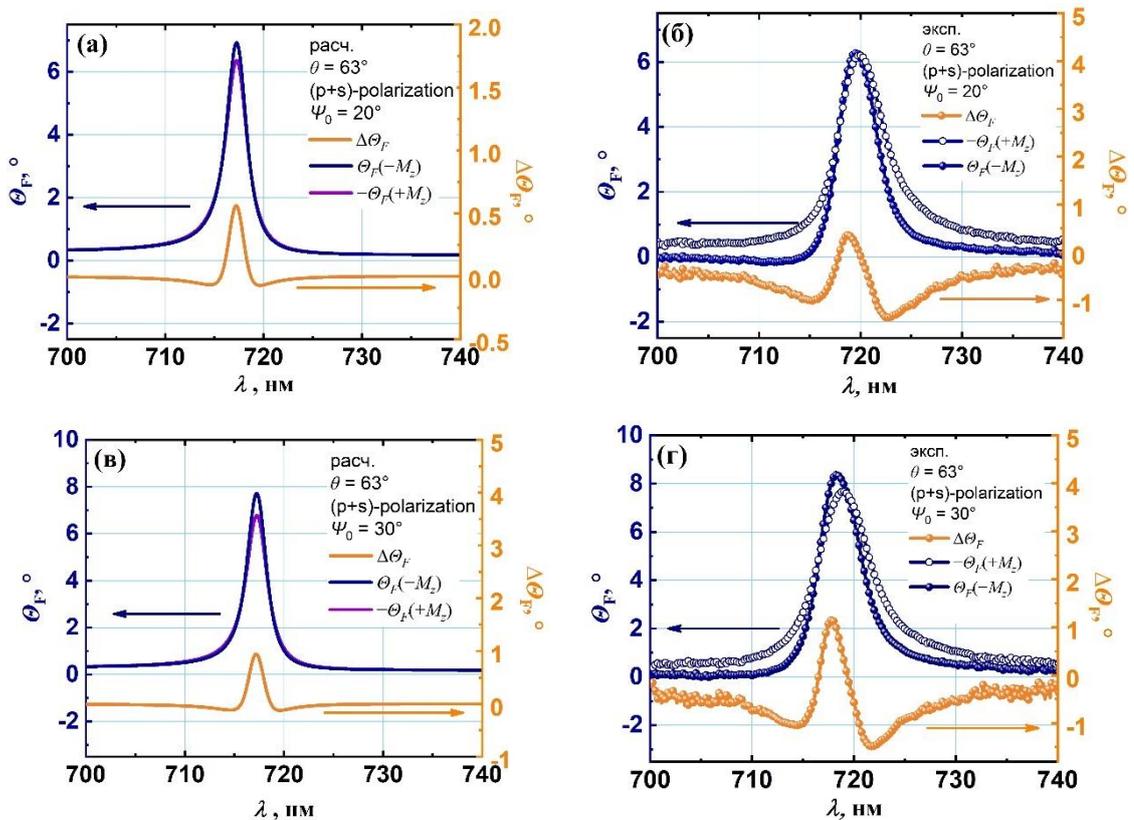


Рисунок 4.28 – Спектры углов фарадеевского вращения при противоположных направлениях намагниченности $\theta_F(\pm M_z)$ и угла асимметричного фарадеевского вращения $\Delta\theta_F$ микрорезонаторной наноструктуры при наклонном падении $\theta = 63^\circ$ поляризованного света с $\psi_0 = 20^\circ$ и 30° : (а, в) – расчетные кривые; (б, г) – экспериментальные значения

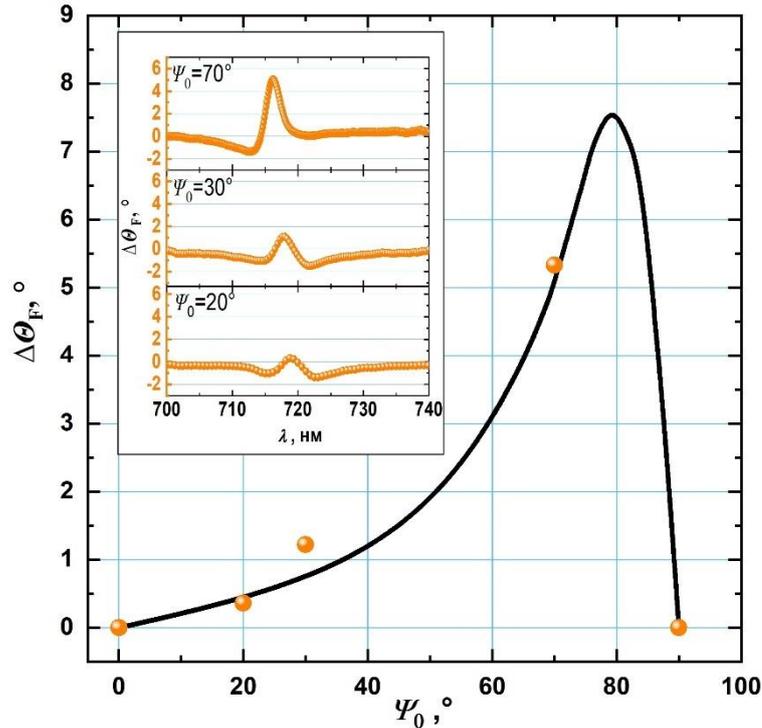


Рисунок 4.29 – Поляризационная зависимость угла асимметричного фарадеевского вращения $\Delta\Theta_F$ на резонансной длине волны λ_R для наклонного падения световой волны $\theta = 63^\circ$. Экспериментальные данные представлены цветными сферами, расчетные – черной линией

В общем, разница между $\Theta_F(+M_z)$ и $\Theta_F(-M_z)$ для произвольной линейной поляризации Ψ_0 возникает по нескольким причинам. Первым механизмом эффекта является различие коэффициентов Френеля для разных состояний поляризации, которое присутствует, как в микрорезонаторной наноструктуре, так и в тонких пленках. Р-поляризованная компонента ($\Psi_0 = 0^\circ$) световой волны проходит через границы с магнитной пленкой более лучше, чем s-поляризованная компонента ($\Psi_0 = 90^\circ$). Данный процесс приводит к уменьшению положительных значений угла фарадеевского вращения Θ_F и увеличению отрицательных. Для гладкой пленки М5 на подложке ГГГ толщиной $h(M5) = 1043$ нм, равной суммарной толщине всех слоев М5 в микрорезонаторной наноструктуре, и для тех же параметров световой волны ($\lambda = 716$ нм, $\theta = 63^\circ$, $\Psi_0 = 70^\circ$) значения угла асимметричного фарадеевского вращения составляют $\Delta\Theta_F = 0,04^\circ$ при значении угла фарадеевского вращения $\Theta_F = 2,2^\circ$. То есть, в данном случае значения асимметричного фарадеевского

вращения не превышают 2% от абсолютного значения угла фарадеевского вращения.

Второй механизм эффекта доминирует в микрорезонаторных наноструктурах и пренебрежимо мал для тонких одиночных пленок: при наклонном падении коэффициент отражения зеркал Брэгга, окружающих слой резонатора, существенно различается для р- и s-поляризованного света. Это приводит к зависимости спектров коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения от поляризации света (рис. 4.30). Для р-поляризованного света по мере того, как увеличивается угол падения и зеркала, окружающие резонатор, становятся более прозрачными, резонансный пик в спектрах уширяется, и его оптическая добротность Q_0 уменьшается. При этом резонансное значение коэффициента пропускания увеличивается (рис. 4.30, а). Для s-поляризации, наоборот, с увеличением угла падения резонанс сужается, и коэффициент пропускания уменьшается (рис. 4.30, б), резонансные значения угла фарадеевского вращения увеличиваются. Поскольку величина угла фарадеевского вращения пропорциональна добротности резонанса [11], угол поворота Θ_F для s-поляризованного света в пять раз больше угла поворота Θ_F р-поляризации (рис. 4.30 (в) – (е)). Поэтому, если плоскость поляризации света с промежуточной начальной поляризацией Ψ_0 испытывает МО поворот в сторону s-поляризованного состояния, то фарадеевское вращение дополнительно усиливается за счет увеличения добротности резонанса Фабри-Перо, а МО вращение в противоположном направлении приводит к уменьшению вращения. В отличие от механизма, основанного на различии коэффициентов Френеля, этот резонансный механизм обеспечивает значительное увеличение асимметричного фарадеевского вращения в микрорезонаторной наноструктуре до 30% от значений угла Θ_F .

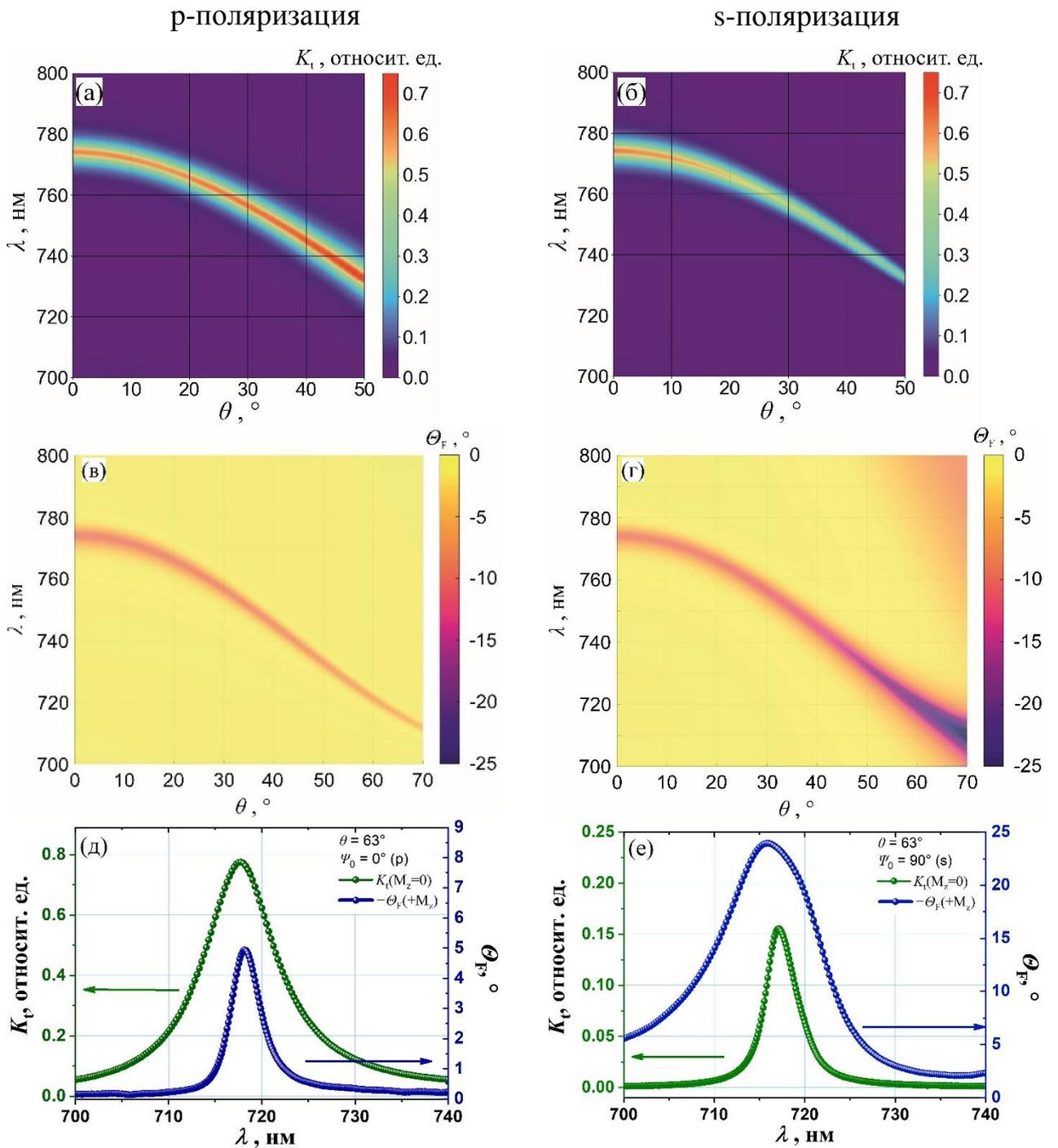


Рисунок 4.30 – Спектры коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения р- (справа) и s-поляризованного (слева) света: (а),(б) спектры коэффициента пропускания в зависимости от угла падения (эксперимент); (в),(г) спектры угла фарадеевского вращения $\theta_F(+M_z)$ (расчет); (д),(е) спектры коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения для (д) р- и (е) s-поляризованного света (эксперимент)

Такое необычное асимметричное поведение фарадеевского вращения можно интерпретировать как появление четных по намагниченности членов, описывающих угол фарадеевского вращения:

$$\Theta_F = \phi_1 \frac{M_z}{M_{z0}} + \phi_2 \left(\frac{M_z}{M_{z0}} \right)^2 + \dots, \quad (4.16)$$

где M_{z0} – намагниченность насыщения и ϕ_j – коэффициенты пропорциональности. В обычных конфигурациях нормального падения или наклонного падения р- или s-поляризованного света, которые используются в основном в МО экспериментах

$$\phi_2 = \phi_{2n} = 0, \quad (4.17)$$

где n – это целое число. Для одиночной пленки, в которой механизм различия коэффициентов Френеля является базовым, квадратичный вклад пренебрежимо мал: $\phi_2/\phi_1 = 0,009$. Для микрорезонаторной наноструктуры, в которой резонансный механизм является доминирующим, квадратичный вклад возрастает: $\phi_2/\phi_1 = 0,19$. Это открывает уникальные возможности для МО визуализации и сенсорики.

Эффект Фарадея обычно используется для МО исследований магнитных материалов и распределения намагниченности. Однако, очевидные трудности возникают, если распределение намагниченности неравномерно, так что результирующая намагниченность в области, освещаемой зондирующим лучом, равна нулю. Такая ситуация имеет место, например, в случае макроскопических статических субволновых доменных структур [154] и динамических колебаний намагниченности M_z в ультракоротких спиновых волнах [155, 156] и спин-волновых резонансах [61]. Такая же проблема возникает на микроуровне в коллинеарных антиферромагнетиках [157], имеющих две подрешетки с противоположной намагниченностью. В этом случае M_z следует понимать как намагниченность отдельных подрешеток. Хотя в каждой пространственной точке материала имеется намагниченность, фарадеевское вращение отсутствует из-за нулевого среднего $\langle M_z \rangle$ в освещенной области. Ситуация меняется, если рассматриваемая микрорезонаторная наноструктура используется для создания

асимметричного эффекта Фарадея. Даже если результирующая намагниченность равна нулю, асимметричный эффект Фарадея позволит измерить вращение поляризации, возникающее из-за ненулевого $\langle M_z^2 \rangle$. Это открывает уникальную возможность для изучения различных типов материалов с неоднородным статическим или динамическим пространственным распределением намагниченности.

4.5.3 Интенсивностный магнитооптический эффект Фарадея

Поляризационно-зависимая добротность микрорезонаторной структуры при наклонном падении приводит еще к одному интересному эффекту – интенсивностному МО эффекту Фарадея. Эффект проявляется в модуляции коэффициента пропускания при перемагничивании наноструктуры в геометрии эффекта Фарадея и связан с различием эффективного поглощения наноструктуры двух линейно-поляризованных (s + p) лучей, испытывающих МО вращения в противоположных направлениях (МО линейный дихроизм). Величина, описывающая эффект, определена как относительное изменение коэффициентов пропускания $K_t(+M_{z_i})$ и $K_t(-M_{z_i})$ для двух противоположных ориентаций вектора намагниченности, параллельных волновому вектору света:

$$\delta_T = \frac{2 \cdot (K_t(+M_{z_i}) - K_t(-M_{z_i}))}{K_t(+M_{z_i}) + K_t(-M_{z_i})} \cdot 100\%. \quad (4.18)$$

Для предварительных расчетов эффекта были использованы следующие значения компонент тензора диэлектрической проницаемости (1.1) слоя М5 для $\lambda_R = 721$ нм ($\theta = 60^\circ$):

$$\varepsilon_{xx} = 6,858 + 0,014 \cdot i, \quad g = 0,021 - 0,0002 \cdot i. \quad (4.19)$$

Компонента тензора диэлектрической проницаемости слоя СГГ принимала значения: $\varepsilon_{xx} = 3,865$.

Экспериментальные измерения проводились на автоматизированной магнитооптической установке НО-A216FR/KR-ORMSC2 (Индия). Образец

располагался в зазоре электромагнита на специальном держателе под углом 60° к углу падения света. Для каждого значения входной поляризации регистрировались две спектральные зависимости коэффициента пропускания в положительном $K_t(+M_{z_i})$ и отрицательном $K_t(-M_{z_i})$ насыщающем магнитном поле (3,5 кЭ) по отношению к направлению распространения света.

Рис. 4.31 демонстрирует расчетную зависимость спектров пропускания от состояния поляризации света при наклонном падении $\theta = 60^\circ$. Мода Фабри-Перо наблюдается по центру ФЗЗ как узкий пик пропускания для любой поляризации и имеет резонансную длину волны $\lambda_R = 721$ нм. При этом, резонансное значение коэффициента пропускания существенно зависит от поляризации и плавно изменяется в 4 раза от $K_t \sim 82\%$ при $\Psi_0 = 0^\circ$ до $K_t \sim 17\%$ при $\Psi_0 = 90^\circ$.

Эффект возникает из-за различия добротностей р- и s-поляризованных мод Фабри-Перо. S-поляризация захватывается и локализуется внутри наноструктуры сильнее, чем р-поляризация, что видно из распределения оптического поля внутри наноструктуры (рис. 4.32).

Хорошо известно, что в конфигурации Фарадея свет испытывает магнитооптическое вращение поляризации в магнитной среде в направлении, определяемом направлением намагниченности. Поскольку добротность Q_0 и коэффициент пропускания в рассматриваемой наноструктуре при наклонном падении зависят от состояния поляризации, повороты по часовой стрелке и против часовой стрелки переводят свет в состояния с разными значениями добротности и коэффициента пропускания. Так как в наноструктуре с модой Фабри-Перо фарадеевское вращение усиливается до значений $\sim 5^\circ$, а разница между коэффициентами пропускания р- и s- поляризаций составляет 4 раза ($Q_0(s) / Q_0(p) = 1,7$), это приводит к достаточно большой разнице коэффициентов пропускания для двух противоположных направлений намагниченности $+M_{z_i}$ и $-M_{z_i}$ (см. уравнение (4.18)). В результате возникает интенсивный МО эффект Фарадея, см. рис. 4.33.

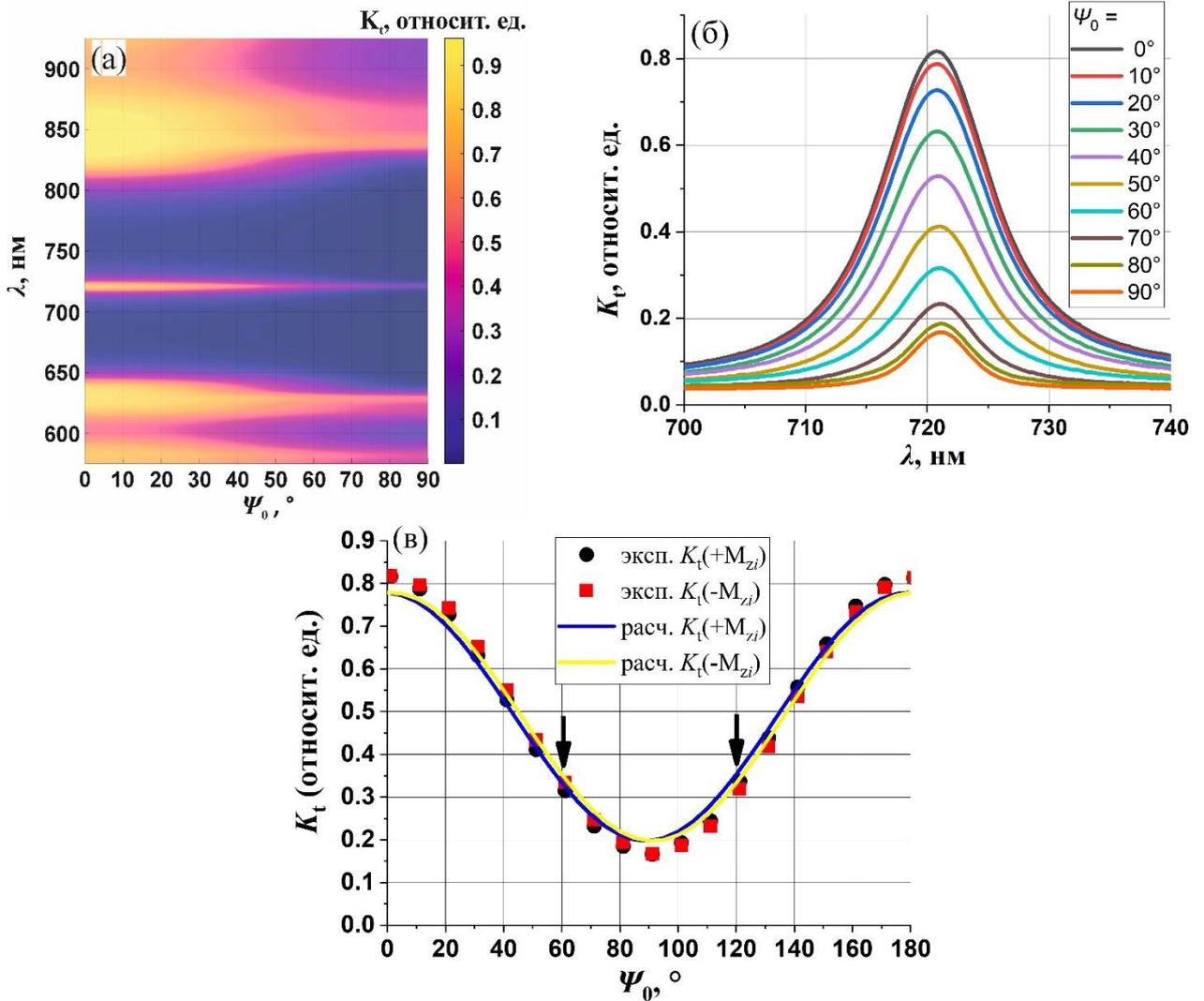


Рисунок 4.31 – Расчетные зависимости спектров коэффициента пропускания структуры (4.11) с положительной ориентацией намагниченности $K_t(+M_{z_i})$ для

различных углов поляризации Ψ_0 линейно поляризованного света (а).

Экспериментальные спектры пропускания структуры (4.11) с положительной ориентацией намагниченности $K_t(+M_{z_i})$ в зависимости от Ψ_0 (б).

Экспериментальные (символы) и расчетные (линии) поляризационные зависимости коэффициентов пропускания структуры (4.11) в конфигурациях с противоположными ориентациями намагниченности $K_t(+M_{z_i})$ и $K_t(-M_{z_i})$ на резонансной длине волны $\lambda_R = 721$ нм (в). Стрелками указаны значения Ψ_0 , соответствующие конфигурациям на рис. 4.33 (б). Угол падения $\theta = 60^\circ$

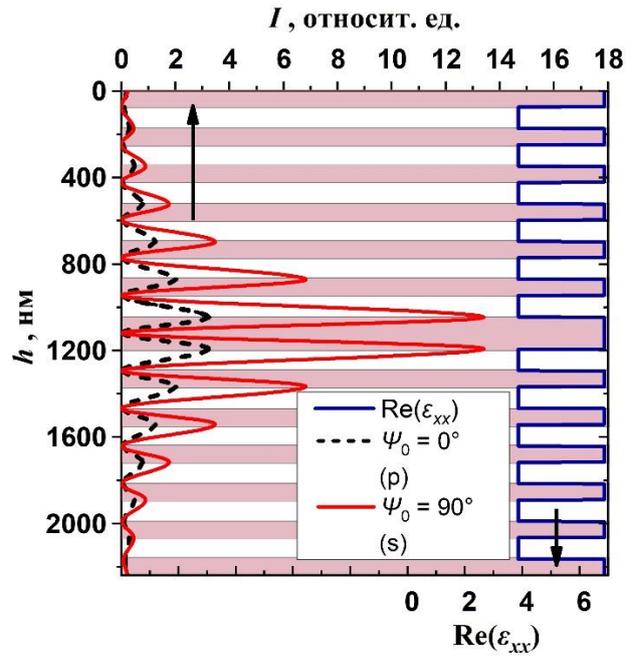


Рисунок 4.32 – Распределение интенсивности света р- и s-поляризованного света внутри наноструктуры (4.11) при $\lambda_R = 721$ нм. Угол падения $\theta = 60^\circ$

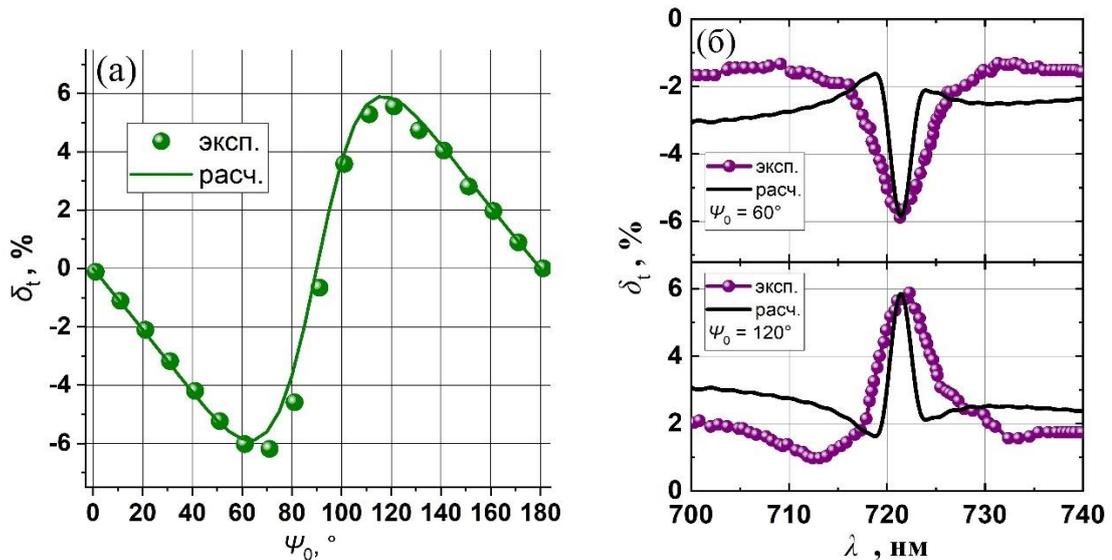


Рисунок 4.33 – Экспериментальные (символы) и расчетные (линии) зависимости интенсивностного эффекта Фарадея δ_t наноструктуры (4.11): (а) на резонансной длине волны $\lambda_R = 721$ нм для разных состояний поляризации Ψ_0 ; (б) в окрестности резонанса моды Фабри-Перо при разных Ψ_0 : 60° и 120° . Угол падения $\theta = 60^\circ$

Для $\Psi_0 < 90^\circ$ положительная намагниченность поворачивает поляризацию в сторону s-поляризации, а отрицательная намагниченность поворачивает в сторону

р-поляризации. Следовательно, $K_t(+M_{z_i})$ меньше, чем $K_t(-M_{z_i})$, см. рис. 3.33 (б). При $90^\circ < \Psi_0 < 180^\circ$ ситуация становится обратной, и знак интенсивностного эффекта меняется на положительный. Модуль интенсивностного эффекта Фарадея достигает 6% для поляризаций $\Psi_0 = 60^\circ$ и $\Psi_0 = 120^\circ$ и обращается в нуль для $\Psi_0 = 0^\circ$ и $\Psi_0 = 90^\circ$. Аналогичные измерения и моделирование были проведены и для образца, расположенного перпендикулярно падающему свету, чтобы убедиться в отсутствии обсуждаемого эффекта.

Интенсивностный МО эффект Фарадея демонстрирует линейную зависимость от намагниченности:

$$K_t(+M_{z_i}) - K_t(-M_{z_i}) = \xi_1 \cdot \frac{M_{z_i}}{M_{z_i,0}} + \xi_2 \cdot \left(\frac{M_{z_i}}{M_{z_i,0}} \right)^2. \quad (4.20)$$

где $K_t(\pm M_{z_i})$ – коэффициент пропускания в присутствии ненулевой намагниченности в образце, $M_{z_i,0}$ – намагниченность насыщения; ξ_1 и ξ_2 – линейные и квадратичные коэффициенты, соответственно. Так, при $\Psi = 0^\circ$, 90° или 180° эффект отсутствует. Для линейных (s + p) поляризаций с $\Psi_0 = 30^\circ$ и $\Psi_0 = 60^\circ$, коэффициент ξ_1 / ξ_2 равен 12,5 и 16, соответственно. В связи с тем, что преобладает линейный член, можно сделать вывод, что эффект Фарадея является основным механизмом наблюдаемого МО интенсивностного эффекта в микрорезонаторной наноструктуре.

4.6 Заключение

Для наноструктур с ТПП на основании численных расчетов показано, что:

- Для моды ТПП в наноструктурах, сформированных на основе однослойной и двухслойной пленок ВЗФГ, размещенных между фотонным кристаллом и слоем Au, при наклонном падении света резонансные значения коэффициента пропускания s-поляризованного света ниже значений коэффициента пропускания р-поляризованного света. При этом резонансные значения угла фарадеевского вращения резко возрастают для s-поляризованного света и уменьшаются – для р-

поляризованного света. Наблюдаемые изменения связаны, как и в случае микрорезонаторной наноструктуры, с изменением коэффициентов Френеля фотонного кристалла для р- и s-поляризованного света с увеличением угла падения.

- Наличие гибридного состояния мод ТПП и Фабри-Перо в наноструктуре на основе МО активного микрорезонатора и слоя Au приводит к разному спектральному смещению резонансов s- и р- поляризованных световых волн при изменении угла падения света от 0 до 60°, а также к несоответствию резонансных длин волн мод на спектрах коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения. Эффект обусловлен различием добротностей s- и р- поляризованных мод.

Предложены модели оригинальных и эффективных для фотонных устройств магнитоактивных таммовских наноструктур, сформированных на основе двухслойной пленки ВЗФГ, размещенной между микрорезонаторной МО неактивной наноструктуры и слоя Au. На основании численных расчетов в геометрии Кречмана показано, что гибридизация мод ТПП и ППП позволяет использовать резонанс ТПП для регистрации изменений показателя преломления среды. Наличие моды Фабри-Перо приводит к увеличению чувствительности резонанса ТПП к изменению показателя преломления среды.

Предсказаны и продемонстрированы асимметричный и интенсивностный эффекты Фарадея, возникающие в магнитоактивных резонансных наноструктурах. Эффекты наблюдаются при наклонном падении света с произвольной линейной (s + p) поляризацией.

Асимметричный эффект Фарадея заключается в асимметрии спектров углов фарадеевского вращения для противоположно направленных магнитных полей, которая, как показано в эксперименте и расчетах, достигает ~ 30% от абсолютной величины углов фарадеевского вращения. Асимметрия углов фарадеевского вращения является результатом сильной зависимости усиления угла фарадеевского вращения моды Фабри-Перо (или добротности моды) от состояния поляризации света. При этом сам угол фарадеевского вращения наноструктуры зависит от намагниченности по квадратичному закону – квадратичный вклад имеет величину

одного порядка с линейным вкладом. Данный эффект может быть использован для наблюдения МО вращения плоскости поляризации даже в материалах с неоднородным направлением намагниченности или нулевой результирующей намагниченностью.

Интенсивностный эффект Фарадея проявляется как МО модуляция коэффициента пропускания при перемагничивании наноструктуры в геометрии эффекта Фарадея. Величина эффекта достигает 6% для поляризаций $\Psi_0 = 60^\circ$ (или $\Psi_0 = 120^\circ$) при угле падения $\theta = 60^\circ$. Эффект может быть использован для МО визуализации и создания МО модуляторов.

Асимметричный и интенсивностные эффекты Фарадея возникают вследствие нарушения пространственной симметрии относительно плоскости падения и поляризационной зависимости добротности моды Фабри-Перо, которые приводят к различию распространения в структуре двух произвольных линейных (s + p) поляризаций, испытывающих МО вращение в противоположных направлениях.

Результаты исследований представлены в работах [A2, A4, A9, A14, A15, A29 – A31, B21 – B23].

ГЛАВА 5

СТРУКТУРНО-МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ МАГНИТООПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЛОЕВ НАНОСТРУКТУР

5.1 Введение

В данной Главе представлены результаты исследования по поиску оптимальных параметров синтеза слоев и двухслойных пленок ВЗФГ, получаемых методом реактивного ионно-лучевого распыления с последующей кристаллизацией в процессе отжига. С использованием методов РЭМ и АСМ выявлен островковый механизм формирования слоев ВЗФГ на гранатовых и негранатовых подложках. С использованием АСМ и МСМ установлено влияние «быстрого высокотемпературного» отжига на морфологию, доменную структуру и МО свойства слоев ВЗФГ. С целью снижения шероховатости многослойных наноструктур и исключения деградации ВЗФГ при повторных отжигах при синтезе наноструктур предложена методика «закрытой» кристаллизации ВЗФГ.

5.2 Исследование динамики кристаллизации слоев многокомпонентных висмут-замещенных ферритов-гранатов

5.2.1 Кристаллизация слоев на различных подложках

С целью исследования механизмов кристаллизации слоев ВЗФГ были синтезированы две серии образцов разной толщины:

1 серия – слои состава $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$ (M1) толщиной $h(\text{M1})$ от 18 до 110 нм на подложках плавленого кварца КУ-1;

2 серия – слои состава $\text{Bi}_{2,3}\text{Dy}_{0,7}\text{Fe}_{4,2}\text{Ga}_{0,8}\text{O}_{12}$ (M4) толщиной $h(\text{M4})$ от 30 до 110 нм на подложках ГГГ.

Осажденные слои были аморфными и с целью их кристаллизации применялся отжиг на воздухе при атмосферном давлении и температурах T_a 700 и 710°C для составов М1 и М4, соответственно, и длительностью $\tau_a = 20$ мин. Поверхность слоев, не подвергнутых отжигу, являлась гладкой с параметром $RMS = 1$ нм (рис. 5.1).

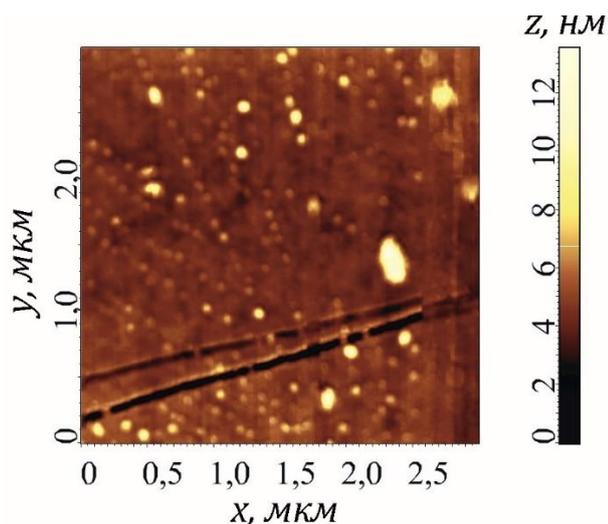


Рисунок 5.1 – АСМ-изображение осажденной на подложку ГГГ и не подвергнутой отжигу пленки М4 толщиной $h(M4) 110$ нм

После проведения термического отжига поверхность слоев модифицировалась, а для частично или полностью кристаллизованных образцов появлялся МО отклик.

На рис. 5.2 представлены РЭМ-изображения поверхности кристаллизованных пленок М1. На рис. 5.3 показано изменение удельного угла фарадеевского вращения. Видно, что для образца толщиной $h(M1) = 18$ нм поверхность является однородной, а магнитооптического вращения, свойственного ВЗФГ, не наблюдается.

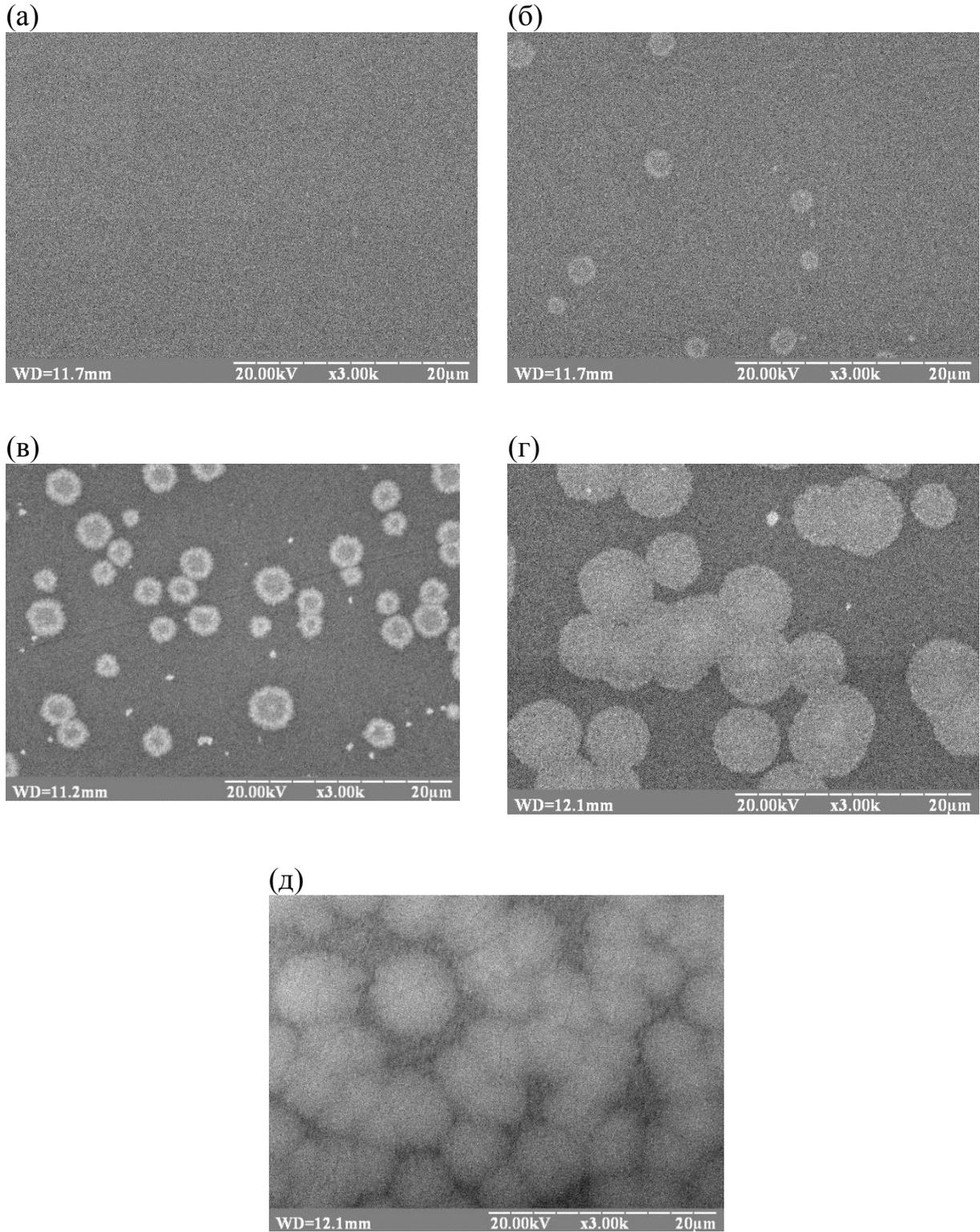


Рисунок 5.2 – РЭМ-изображения поверхностей образцов состава слоя М1 разной толщины $h(M1)$ на SiO₂: (а) 8 нм; (б) 37 нм; (в) 55 нм; (г) 74 нм; (д) 97 нм

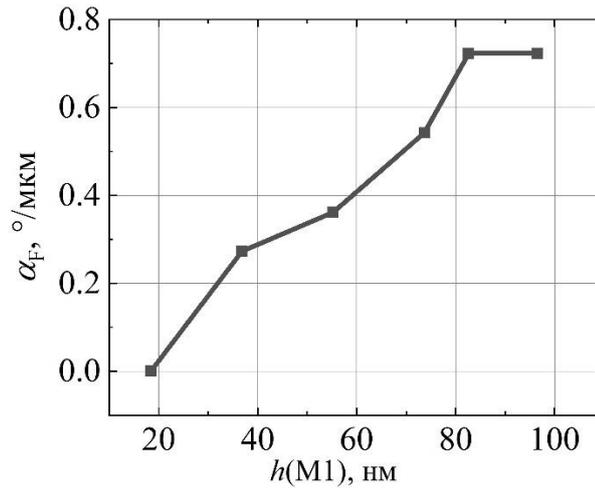


Рисунок 5.3 – Зависимости абсолютного значения удельного угла фарадеевского вращения α_F пленок М1 от толщины $h(M1)$ на плавленом кварце КУ-1 на $\lambda = 655 \text{ нм}$

При толщине $h(M1) = 37 \text{ нм}$ начинают формироваться круглые области-островки, которые представляют собой зарождающуюся пленку в виде срастающихся агрегатов и агломератов наноразмерных кристаллитов. При толщинах $h(M1)$ от 37 до 110 нм концентрация и размер круглых областей растут. Ненулевое фарадеевское вращение α_F появляется при толщине $h(M1) = 55 \text{ нм}$. Перекрывание круглых островков происходит при толщинах выше $h(M1) = 74 \text{ нм}$. На рис. 5.4 и 5.5 соответственно представлены АСМ-изображения поверхности пленок с $h(M1) = 55 \text{ нм}$ и $h(M1) = 97 \text{ нм}$. Видно, что крупные микронные островки формируются из мелких кристаллитов с размером $AGS = 54 \text{ нм}$. Для слоев толщиной до $h(M1) = 74 \text{ нм}$ микронные островки окружены более гладкой фазой без четко выделенных кристаллитов. Для слоев толщиной выше $h(M1) = 74 \text{ нм}$, наблюдается срастание микронных областей, при этом область на границе островков равномерно заполнена кристаллитами с размерами более 90 нм (рис. 5.5, б). Для диапазона толщин $h(M1) > 74 \text{ нм}$ МО свойства слоев идентичны слоям, синтезированным на подложке ГГГ. Значение α_F для 110 нм слоя М1 составляет 1,03 °/мкм.

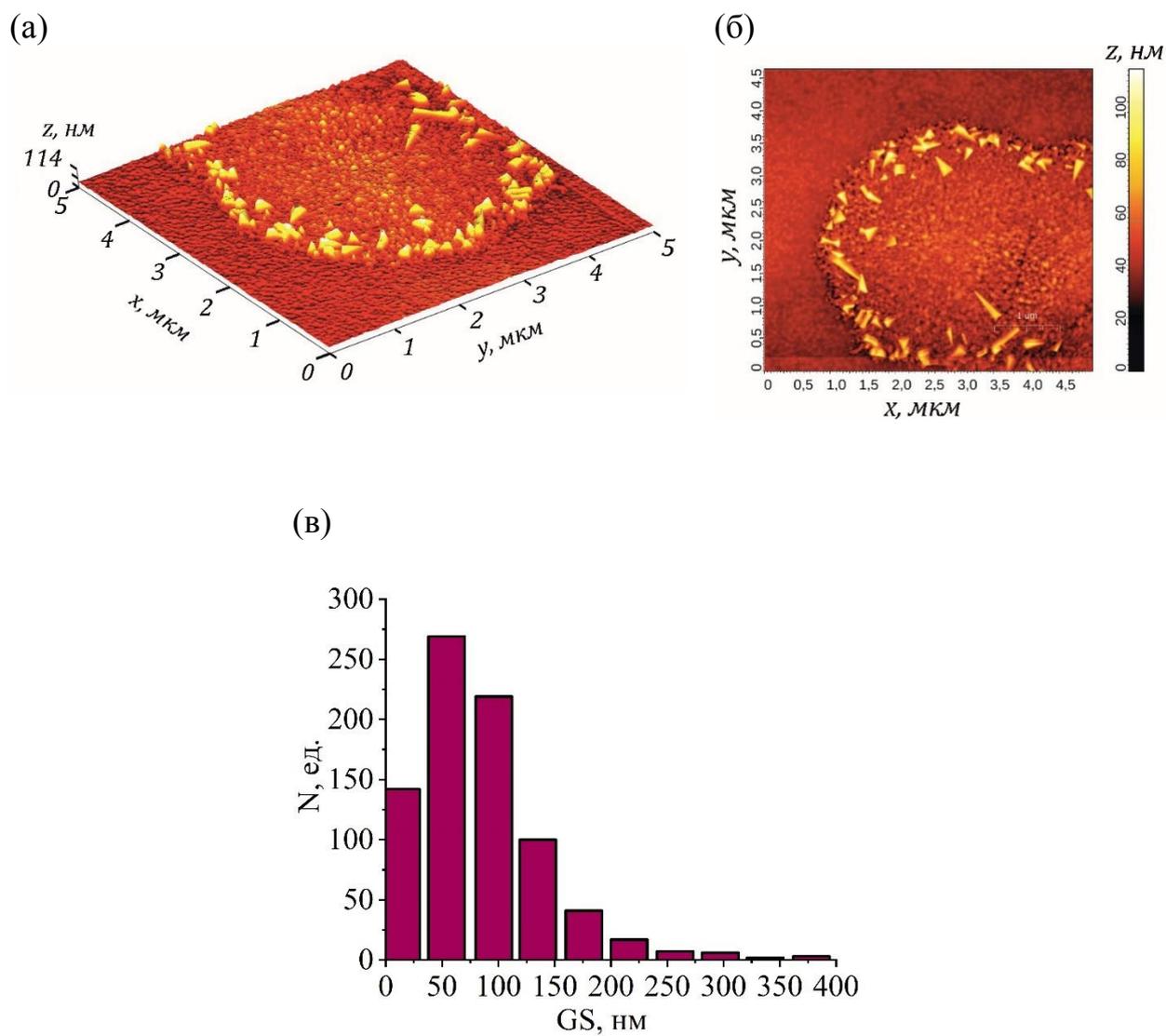
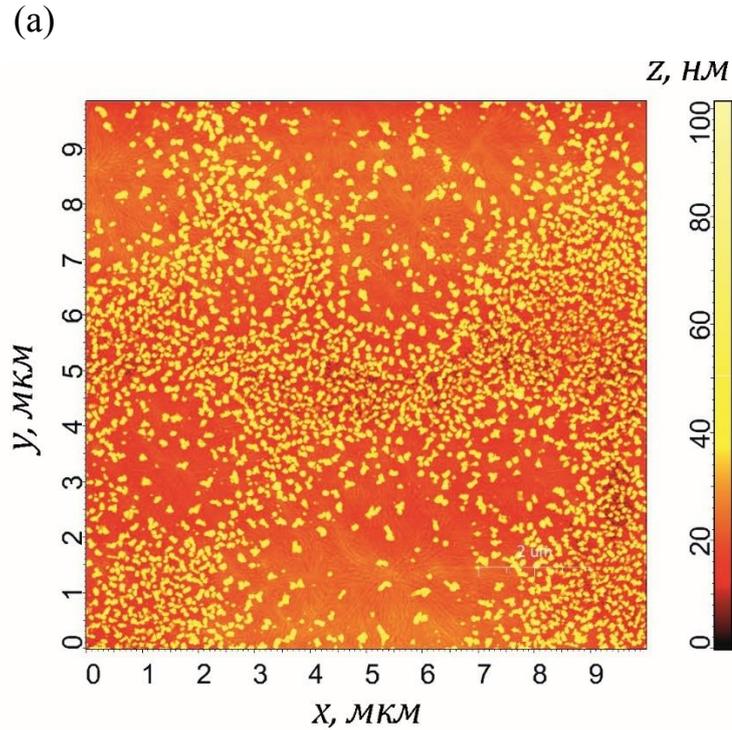


Рисунок 5.4 – 3D (а) и 2D (б) АСМ-изображения поверхности и гистограмма распределения кристаллитов по размерам (в) для слоя М1 толщиной $h(M1) = 55$ нм на плавленном кварце КУ-1



(б)

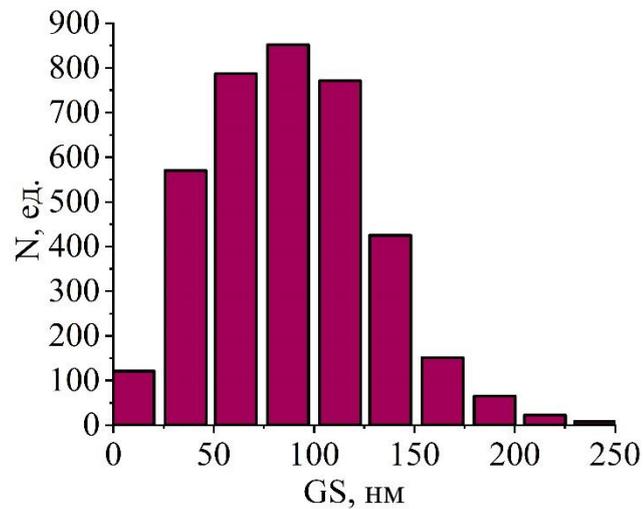


Рисунок 5.5 – 2D АСМ-изображение поверхности (а) и гистограмма распределения кристаллитов по размерам (б) для слоя М1 толщиной $h(M1) = 97$ нм на плавленном кварце КУ-1

Формирование слоев на поверхности подложек со структурой граната происходит по-другому. Наноразмерные кристаллиты не собираются в каких-то более выгодных для кристаллизации областях, как в случае с подложкой

плавленого кварца, а равномерно распределяются по поверхности даже в случае наноразмерных толщин пленок (рис. 5.6, 5.7).

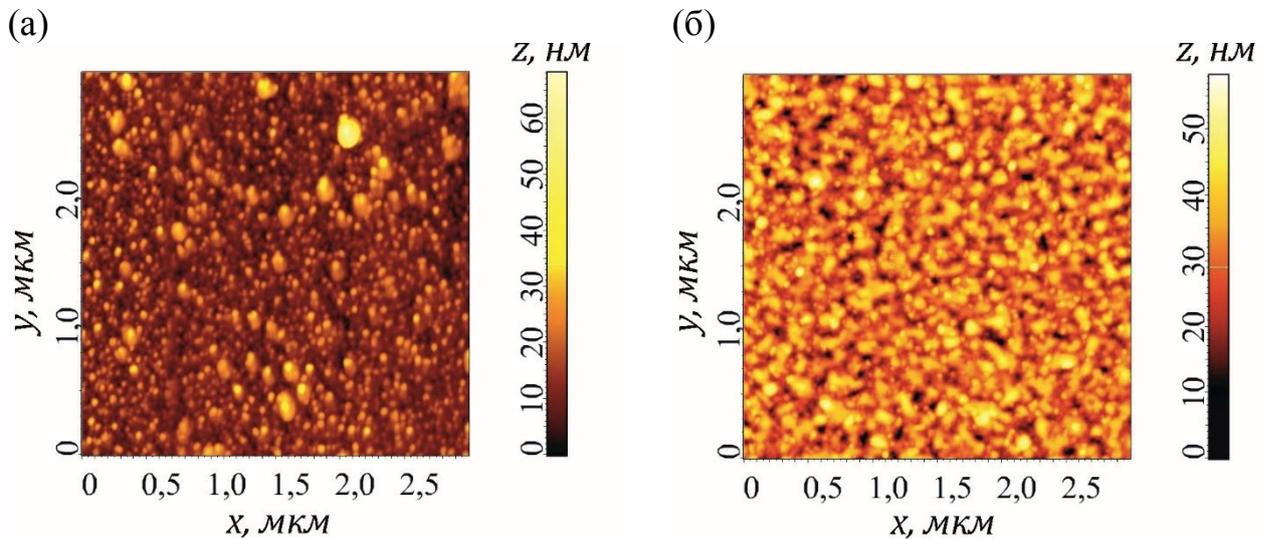


Рисунок 5.6 – АСМ-изображения слоев М4 толщиной $h(M4)$ 35 (а) и 110 нм (б), кристаллизованных на подложках ГГГ

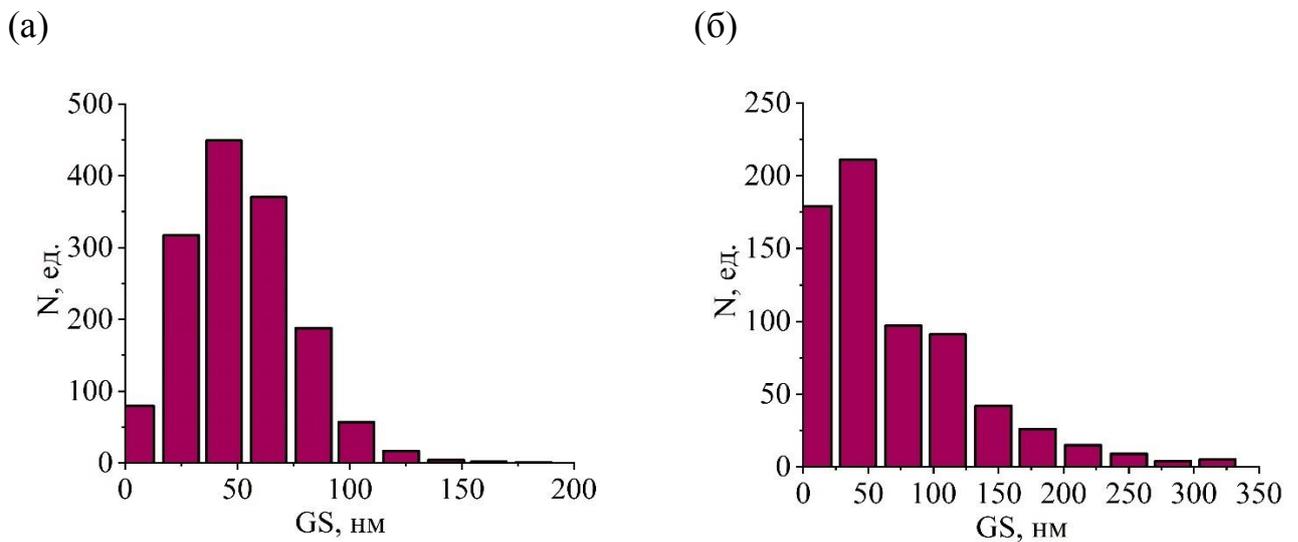


Рисунок 5.7 – Гистограммы распределения кристаллитов по размерам для слоев М4 толщиной $h(M4)$ 35 (а) и 110 нм (б), кристаллизованных на подложках ГГГ

При этом с утолщением слоя происходит рост размера кристаллитов (рис. 5.7). Для толщины $h(M1) = 35$ нм размер кристаллитов варьируется от 10 до 100 нм, а для пленки с $h(M1) = 110$ нм – от 10 до 320 нм. При этом средний размер кристаллитов изменяется от 45 нм до 75 нм. Значение α_F монотонно возрастает от

8,17°/мкм до 13,5°/мкм на $\lambda = 517$ нм, в области формирования максимума угла фарадеевского вращения спектральной зависимости ВЗФГ.

5.2.2 Кристаллизация слоев и двухслойных пленок при «длительном низкотемпературном» и «быстром высокотемпературном» отжигах

Согласно предыдущим исследованиям [13, 14, 145], при длительности отжига $\tau_a = 20$ мин оптимальная T_a для слоев многокомпонентных ВЗФГ $\text{Bi}_{2,3}\text{Dy}_{0,7}\text{Fe}_{4,2}\text{Ga}_{0,8}\text{O}_{12}$ (M4), $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$ (M1) и $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$ (M2) находится в диапазоне от 650 до 700°C. Режим отжига с T_a в диапазоне от 650 до 700°C и $\tau_a = 20$ мин будем называть «длительным низкотемпературным» отжигом (ДНО). В данном параграфе представлены результаты исследований влияния на свойства слоев и двухслойных пленок ВЗФГ режима отжига с T_a более 750°C и $\tau_a = 3$ мин, который далее будем называть «быстрым высокотемпературным» отжигом (БВО).

АСМ-исследования поверхностей подложек перед синтезом слоев показали *RMS* менее 0,3 нм для монокристаллических подложек ГГГ и КМЦГГГ и 0,8 нм для плавленого кварца КУ-1.

С целью исследования влияния режима БВО на свойства слоев ВЗФГ были синтезированы образцы состава М4 с толщиной $h(\text{M4}) = 120$ нм на подложках ГГГ и КМЦГГГ при T_a 750, 800 и 850°C. В таблице 5.1 приведены параметры МОПГ, морфологии поверхности и средний период доменной структуры $2W$ слоев. Коэффициент прямоугольности МОПГ составил $K_P = 1$ для всех образцов.

Таблица 5.1 – Параметры слоев М4, синтезированных на подложках ГГГ и КМЦГГГ при разных температурах БВО

Подложка	Шифр образца	T_a , °С	Θ_F , °	α_F , °/мкм	$2W$, мкм	H_C , Э	RMS , нм	R_{max} , нм	AGS , нм
КМЦГГГ	М4–750(С)	750	0,39	3,25	2,09	548	6,7	46,5	85
	М4–800(С)	800	0,44	3,67	2,61	487	8,8	68,9	105
	М4–850(С)	850	0,34	2,83	2,66	383	15,4	93,0	150
ГГГ	М4–750(Г)	750	0,40	3,33	2,52	682	5,6	36,8	95
	М4–800(Г)	800	0,43	3,58	2,66	609	7,6	59,8	110
	М4–850(Г)	850	0,35	2,92	3,29	557	13,5	86,7	175

Согласно АСМ-данным изменения морфологии с ростом T_a аналогичны для слоев на ГГГ и КМЦГГГ. Первоначально мелкозернистая плотноупакованная структура поверхности слоев с увеличением T_a постепенно становится крупноблочной с распределёнными равномерно на поверхности отдельно стоящими кристаллитами (рис. 5.8). В исследованном диапазоне температур слои с $T_a = 800^\circ\text{C}$ показали наилучшие характеристики (контраст МСМ-изображений, высокое α_F , низкую H_C) при сравнительно небольшом росте параметра RMS . Значительное уменьшение H_C и α_F при достижении $T_a = 850^\circ\text{C}$ свидетельствует о значительной потере ионов Vi [34 – 37] в результате отжига слоя и о возможном разрушении гранатовой фазы. Согласно МСМ-измерениям, характер доменной структуры для слоев на подложках ГГГ и КМЦГГГ идентичный – лабиринтный. Контраст МСМ-изображений для образцов с T_a 750 и 800°C значительно отличался от наблюдаемого при $T_a = 850^\circ\text{C}$, что также свидетельствует об изменении магнитных характеристик слоев.

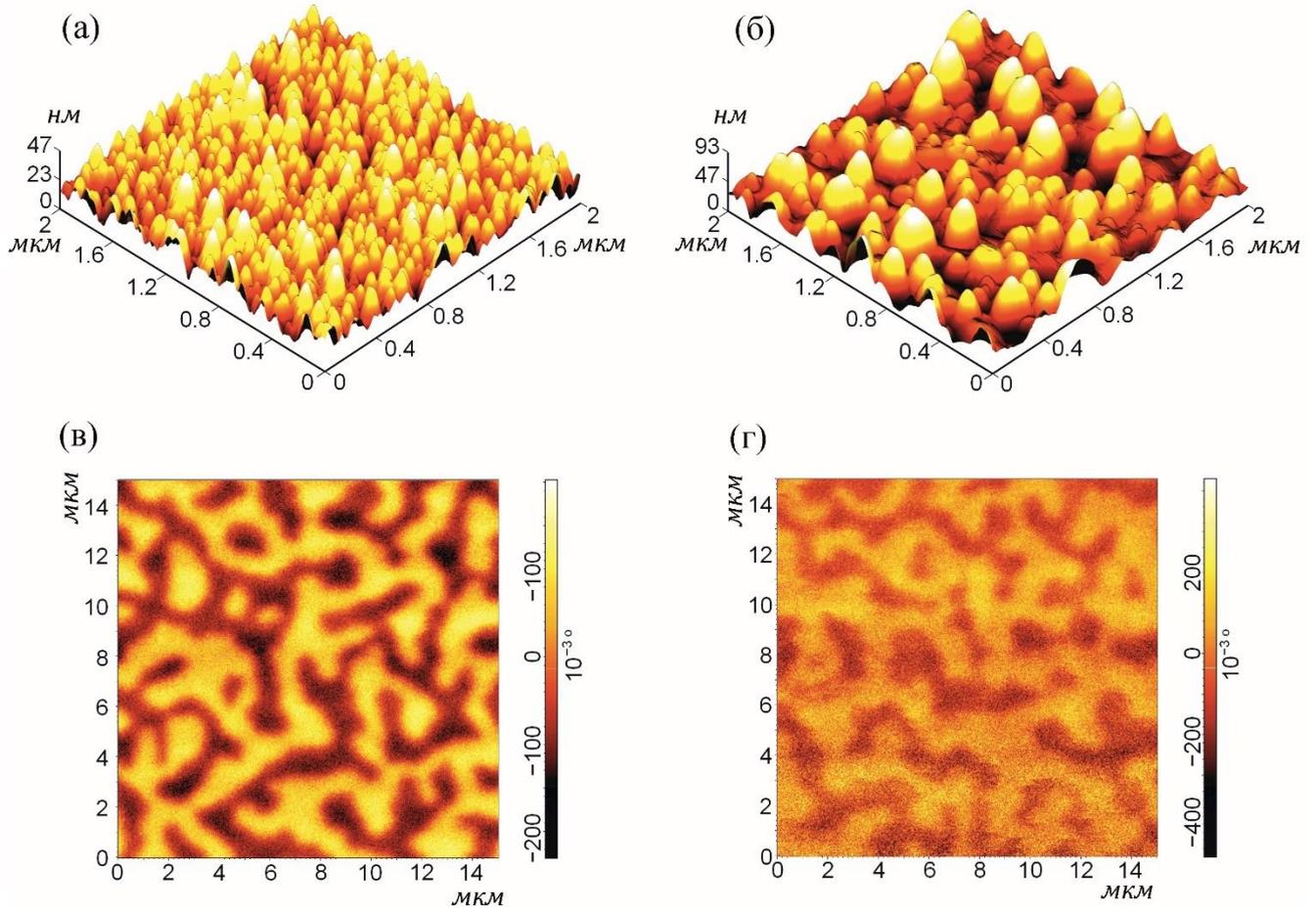


Рисунок 5.8 – АСМ-изображения поверхности (а, б) и МСМ-изображения доменной структуры (в, г) слоев ВЗФГ М4 на подложках КМЦГГ с T_a 750°C (а, в) и 850°C (б, г) (образцы М4–750(С) и М4–850(С))

В таблице 5.2 приведены режимы отжига и измеренные параметры исследуемых образцов слоев М1 и двухслойных пленок М1 / М2, синтезированных на подложке ГГГ при применении БВО и ДНО.

Таблица 5.2 – Параметры кристаллизационного отжига и характеристики слоев М1 и двухслойных плёнок М1 / М2 на подложках ГГГ и плавленого кварца КУ-1

Подложка	Шифр образца	$\theta_F, ^\circ$	$\alpha_F, ^\circ/\mu\text{км}$	$K_P,$ относит. ед.	$H_C,$ Э	$RMS,$ нм	$R_{\text{max}},$ нм	$AGS,$ нм
БВО ($T_a = 800^\circ\text{C}; \tau_a = 3$ мин)								
ГГГ	М1–БВО	0,21	1,4	1	487	7,8	46,7	110
	(М1 / М2)– БВО	0,55	1,57	0,95	301	14,6	93,0	350
ДНО ($T_a = 680\text{--}690^\circ\text{C}; \tau_a = 20$ мин)								
ГГГ	М1– ДНО(G)	0,19	1,27	1	437	3,3	21,4	45
	М1– ДНО / М2– ДНО	0,67	1,91	0,8	214	6,2	37,4	115
ДНО ($T_a = 700^\circ\text{C}; \tau_a = 20$ мин)								
КУ-1	М1– ДНО(FQ)	0,05	0,71	1	852	9,1	117,8	90
ДНО ($T_a = 700^\circ\text{C}; \tau_a = 20$ мин) и БВО ($T_a = 800^\circ\text{C}; \tau_a = 3$ мин)								
КУ-1	М1– ДНО / М2– БВО	0,62	2,95	0,61	452	12,6	80,6	120

Толщина слоев М1 составляла 150 нм. Для двухслойных пленок М1 / М2 толщина второго слоя М2 составляла 200 нм. Технология синтеза двухслойных образцов была различной для БВО и ДНО. БВО был применён для полностью аморфной двухслойной плёнки М1 / М2, полученной последовательным напылением слоёв, с целью снижения потерь гранатообразующих элементов в процессе отжига при высоких температурах. Двухслойная плёнка ГГГ / М1–ДНО / М2–ДНО была получена в два этапа: напылением и ДНО слоя М1 с последующими напылением и ДНО слоя М2. Увеличение размеров кристаллитов и

более развитая поверхность для слоев, подвергнутых БВО, по сравнению со слоями, подвергнутых ДНО, свидетельствуют о быстром росте кристаллитов при БВО. На рис. 5.9 показано отличие МОПГ двухслойных образцов, синтезированных при БВО и ДНО. БВО снижает α_F по сравнению с оптимальным режимом ДНО, что указывает на потерю V_i в составе образованного граната. Сложный характер МОПГ образца с БВО свидетельствует о том, что слои плёнки не связаны обменным взаимодействием и их перемангничивание происходит независимо. МОПГ образца с ДНО демонстрирует простую форму и наличие обменной связи между кристаллизованными слоями M1 и M2.

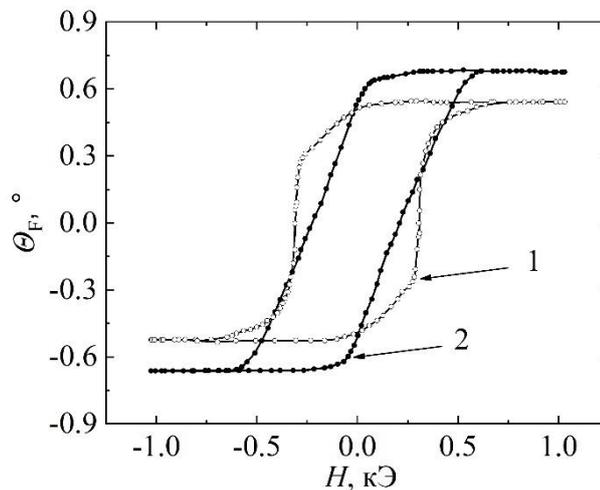


Рисунок 5.9 – МОПГ двухслойных пленок (M1 / M2)–БВО (1) и M1–ДНО / M2–ДНО (2) на подложке ГГГ

Опираясь на полученные результаты, с целью эффективной кристаллизации двухслойной плёнки M1 / M2 на слоях SiO_2 или кварцевых подложках КУ-1, было предложено использовать ДНО для первого слоя M1 и БВО для второго слоя M2. Толщины слоёв M1 и M2 составляли 70 и 140 нм, соответственно. В таблице 5.2 приведены режимы отжига и измеренные параметры исследуемых образцов на подложке плавленого кварца КУ-1. АСМ-изображения поверхности образцов представлены на рис. 5.10.

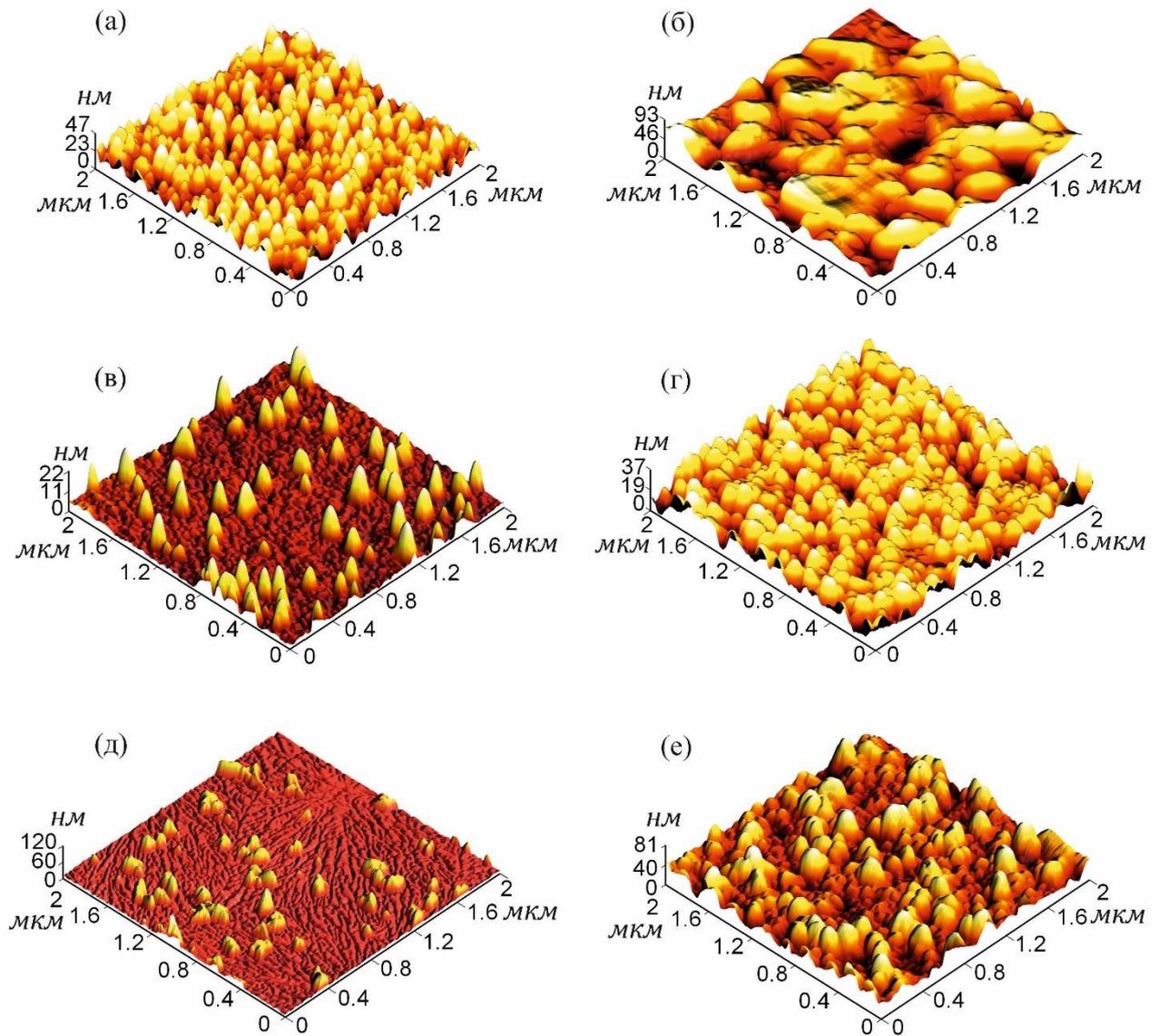


Рисунок 5.10 – АСМ-изображения поверхности слоев и двухслойных плёнок ВЗФГ: ГГГ / М1–БВО (а), ГГГ / (М1 / М2)– БВО (б), ГГГ / М1–ДНО (в), ГГГ / М1–ДНО / М2–ДНО (г), КУ-1 / М1–ДНО (д) и КУ-1 / М1–ДНО / М2–БВО (е)

Следует отметить, что кристаллизация с применением БВО второго слоя М2 приводит к росту α_F в сравнении с образцами (М1 / М2)– БВО и М1–ДНО / М2–ДНО на ГГГ. Последнее свидетельствует о преимуществе использования последовательной кристаллизации путем ДНО подслоя с меньшим содержанием В_i и БВО основного слоя с большим содержанием В_i для формирования двухслойных

плёнок с высокой концентрацией V_i для магнитофотонных и магнитоплазмонных структур.

5.3 Исследование морфологии поверхности и доменной структуры слоев и двухслойных пленок ВЗФГ с высоким содержанием V_i

В данном параграфе приведены результаты исследований влияния параметров условий синтеза на морфологию поверхности слоев МЗ. Для синтеза слоев использовались разные подложки: ГГГ, кальций-ниобий-галлиевый гранат (КНГГ) и слой М1. Соответственно были синтезированы три образца: ГГГ / МЗ, КНГГ / МЗ и ГГГ / М1 / МЗ. Слой М1 был кристаллизован при $T_a = 700$ °С в течении $\tau_a = 20$ мин. Слой МЗ – при температуре $T_a = 650$ °С в течении $\tau_a = 20$ мин. Толщина слоев МЗ в образцах ГГГ / МЗ и КНГГ / МЗ составила около 100 нм. Толщина слоев М1 и МЗ в образце ГГГ / М1 / МЗ составила соответственно 63 и 195 нм. Слои ВЗФГ с такой толщиной используют в МО активных наноструктурах.

В Таблице 5.3 приведены определенные параметры морфологии поверхности исследуемых образцов. Данные были получены АСМ-измерениями на участках поверхности 2 x 2 мкм.

Таблица 5.3 – Параметры морфологии поверхности слоя МЗ и двухслойной пленки М1 / МЗ

Шифр образца	R_{max} , нм	R_a , нм	RMS , нм	AGS , нм
ГГГ / МЗ	58	6,4	7,6	90
КНГГ / МЗ	39,5	7,6	9,0	65
ГГГ / М1 / МЗ	24	3,2	4,0	150

На рис. 5.11 показаны поверхность и доменная структура образца ГГГ / МЗ.

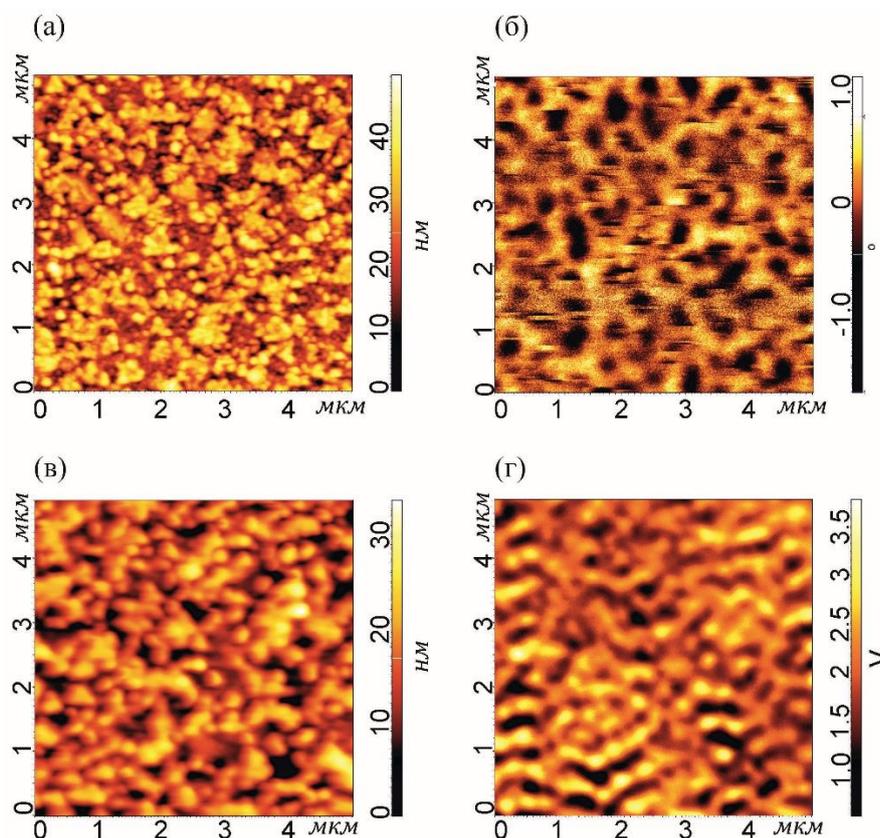


Рисунок 5.11 – Топография (а, б) и доменная структура (в, г) образца ГГГ / МЗ, полученные одновременно в ходе СЗМ-измерений: (а), (б) – МСМ; (в), (г) – комбинированная методика АСМ и СБОМ

МСМ и СБОМ данные согласуются – измеренные периоды доменной структуры составили $2W = 0,5$ мкм для обоих методов. Образцы перед измерениями были подвергнуты терморазмагничиванию. По СБОМ-изображениям были рассчитаны параметры шероховатости поверхности. Значения R_{\max} , R_a и RMS составляют 33,7, 3,9 и 4,8 нм, что меньше тех же значений тех же параметров, определенных из МСМ- или АСМ-изображений (таблица 5.3). Средний размер кристаллитов при этом увеличивается, $AGS = 270$ нм. То есть, параметры поверхности поликристаллических пленок с шероховатой поверхностью не определены правильно СБОМ-кантилевером из-за его пирамидальной геометрии, и необходима разработка СБОМ-кантилеверов с более подходящей формой с высоким аспектным соотношением для топографирования рельефа [А18].

Проведенные МСМ- и СБОМ-исследования подтверждают тот факт, что слои состоят из отдельных кристаллитов. При этом на МСМ-кадре видно, как происходит перемагничивание кристаллитов зондом МСМ.

Стоит отметить, что есть некая корреляция размеров кристаллитов слоя МЗ от типа используемой подложки. Средний размер кристаллитов двухслойной пленки М1 / МЗ составляет 150 нм, что больше размеров кристаллитов двухслойной пленки М1 / М2 или слоя М1, кристаллизованных при тех же условиях. Поэтому можно сделать вывод, что с увеличением концентрации В_і в слоях происходит и увеличение среднего размера кристаллитов.

5.4 Методика «закрытого» синтеза

С целью снижения параметра *RMS* при изготовлении многослойных структур была предложена методика «закрытого» синтеза ВЗФГ. Идея эксперимента заключалась в осуществлении «блокирования» разрастания кристаллитов при отжиге слоя ВЗФГ после нанесения на неё аморфного негранатового слоя. Для исследований были синтезированы слой М2 и двухслойная плёнка М2 / SiO₂ на подложках ГГГ. Толщина слоёв граната в обоих образцах составляла 140 нм, толщина слоя SiO₂ – 100 нм. Кристаллизационный отжиг проводили в длительном низкотемпературном режиме. Характер морфологии поверхности образцов (рис. 5.12) указывает на образование агломератов кристаллитов в слоях ВЗФГ.

Сравнение параметров *RMS* поверхности слоя М2 и двухслойной пленки, их магнитные и МО характеристики представлены в таблице 5.4.

Таблица 5.4 – Характеристики слоя М2 и двухслойной пленки М2 / SiO₂ на подложках ГГГ

Шифр образца	$\theta_F, ^\circ$	$\alpha_F, ^\circ/\mu\text{км}$	K_p , относит.ед	H_C , Э	<i>RMS</i> , нм
М2	0,43	3,07	0,73	199	7,6
М2 / SiO ₂	0,32	2,29	0,6	210	1,4

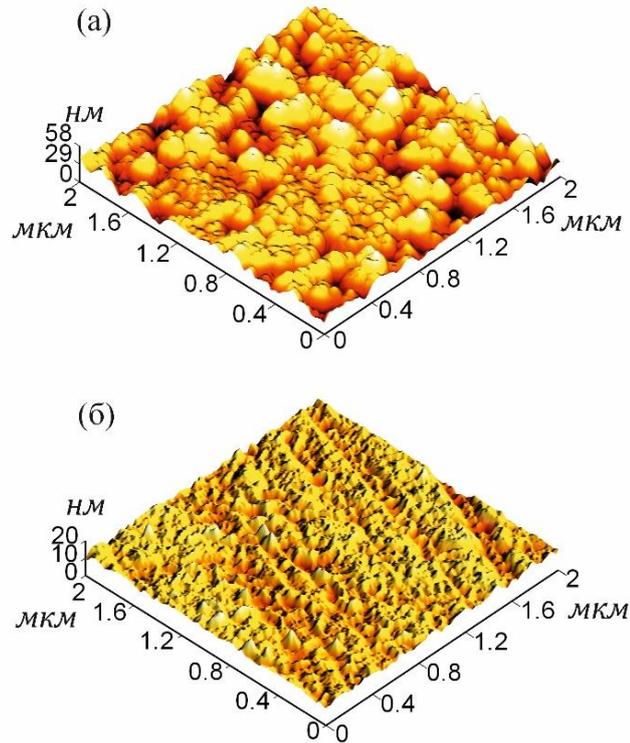


Рисунок 5.12 – АСМ-изображения поверхности слоя М2 (а) и двухслойной пленки М2 / SiO₂ (б) на подложке ГГГ

Из полученных данных (в том числе кадров размером больше 4 мкм²) можно сделать вывод, что в случае применения совместного кристаллизационного отжига слоя ВЗФГ и расположенного над ним слоя SiO₂ значения параметров шероховатости слоя SiO₂ меньше в 3–5 раз, чем значения тех же параметров для слоя ВЗФГ. В случае сравнения поверхности слоя SiO₂ на слоях ВЗФГ, кристаллизованных отдельно на воздухе и совместно под SiO₂, параметр *RMS* снижается только в 2–3 раза. Удельное фарадеевское вращение α_F граната при закрытой кристаллизации без доступа кислорода снижается на 25% по сравнению с кристаллизацией на воздухе. Данный факт обусловлен различием интерференционных условий на однослойном и двухслойном образцах. На рис. 5.13 показаны расчетные спектры коэффициента пропускания и фарадеевского вращения, которые свидетельствуют о снижении значений Θ_F в результате изменений интерференционных условий в образцах.

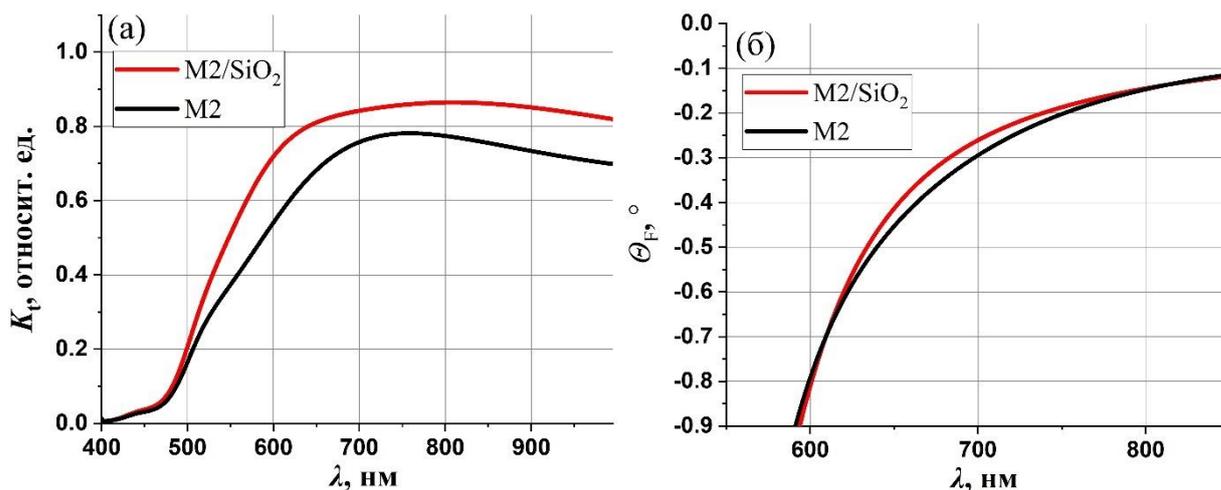


Рисунок 5.13 – Расчетные спектры коэффициента пропускания K_t (а) и угла фарадеевского вращения θ_F (б) слоя М2 и двухслойной пленки М2 / SiO₂ на подложке ГГГ

5.5 Заключение

С использованием методов РЭМ, АСМ, МСМ и СБОМ для слоев ВЗФГ, используемых в МО активных наноструктурах, установлено, что:

1. Кристаллизация слоев ВЗФГ на различных подложках происходит по островковому механизму с образованием наноразмерных кристаллитов. Характерный средний размер кристаллитов в зависимости от используемого режима кристаллизационного отжига и состава ВЗФГ варьируется в диапазоне от 45 до 350 нм.
2. Повышение температуры отжига T_a от 750 до 850 °С при длительности отжига $\tau_a = 3$ мин (БВО) приводит к увеличению размеров кристаллитов и периода доменной структуры слоев ВЗФГ, а оптимальная T_a БВО составляет 800°С.
3. Шероховатость поверхности одиночных слоев и двухслойных плёнок ВЗФГ увеличивается в 2,4 раза при применении БВО в сравнении с режимом отжига при T_a в диапазоне от 650 до 700°С и $\tau_a = 20$ мин (ДНО).

Предложены две методики синтеза плёнок ВЗФГ для МО активных наноструктур: последовательная кристаллизация двухслойных плёнок с высокой

концентрацией V_i путем ДНО подслоя с меньшим содержанием V_i и БВО основного слоя с большим содержанием V_i и «закрытая» кристаллизация ВЗФГ под напылённым сверху слоем SiO_2 .

Показано, что предложенные технологии синтеза позволят уменьшить шероховатость границ разделов в многослойных структурах. Эффективность применения последовательной кристаллизации двухслойных плёнок подтверждается также достижением высоких значений угла фарадеевского вращения. Методика «закрытой» кристаллизации слоев ВЗФГ может быть эффективно использована для формирования полностью гранатовых наноструктур с целью снижения влияния многократных последовательных отжигов на структуру ВЗФГ. Результаты исследований представлены в работах [А16 – А26, Б24 – Б53].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной диссертации установлены закономерности изменений известных и появления новых оптических и МО эффектов в фотонных наноструктурах и слоях магнитоактивных ВЗФГ в зависимости от условий синтеза, структурных параметров и геометрии наблюдения. Впервые получены следующие результаты:

1. Предложены модели оригинальных и эффективных для фотонных устройств магнитоактивных таммовских наноструктур:

- наноструктур, сформированных на основе однослойной или двухслойной пленок ВЗФГ, размещенных между фотонным кристаллом и слоем Au;

- наноструктур, сформированных на основе микрорезонаторной наноструктуры с двухслойной пленкой ВЗФГ и слоя Au;

- наноструктуры, сформированных на основе двухслойной пленки ВЗФГ, размещенной между микрорезонаторной не МО активной наноструктурой и слоя Au.

Предложенные модели наноструктур демонстрируют значения МО добротности выше известных аналогов таммовских наноструктур.

2. Выявлены зависимости оптических и МО эффектов (эффекта Фарадея) в оригинальных магнитоактивных таммовских наноструктурах от параметров функционального металлического или металл-диэлектрического слоя.

На примере наноструктур, сформированных на основе однослойной или двухслойной пленок ВЗФГ, размещенных между фотонным кристаллом и слоем Au, показано, что при толщине слоя Au около 30 нм наблюдается максимум резонансного значения коэффициента пропускания наноструктур, а резонансные значения угла фарадеевского вращения увеличиваются с ростом толщины слоя Au до 65-80 нм. Наиболее оптимальные для МО применений – конфигурации с толщиной слоя Au 30-40 нм. Экспериментально продемонстрирована максимальная МО добротность для наноструктуры с двухслойной пленкой ВЗФГ

$Q_{MO} = 5,01^\circ$. Оптимизировав параметры структуры, возможно добиться МО добротности $Q_{MO} = 8,01^\circ$.

3. Исследовано влияние формирования гибридного состояния мод ТПП и Фабри-Перо на оптические и МО характеристики.

На примере наноструктур, сформированных на основе микрорезонаторной наноструктуры с двухслойной пленкой ВЗФГ и слоя Au, показано, что спектральное положение и амплитуды резонансов мод ТПП и Фабри-Перо в случае их гибридизации существенно видоизменены по сравнению со случаем их независимого возбуждения. Гибридное состояние мод ТПП и Фабри-Перо демонстрирует спектральное расталкивание резонансов, которое зависит от толщины слоя Au. Образование гибридного состояния мод при сформированном и добротном ТПП резонансе (при толщинах слоя Au более 25 нм) приводит к смещению резонанса Фабри-Перо, повышению значений коэффициентов пропускания мод, уменьшению значений угла фарадеевского вращения моды Фабри-Перо и росту значений угла фарадеевского вращения моды ТПП. В рассматриваемой структуре, эффект Фарадея возможно использовать для оценки степени гибридизации мод.

4. Рассмотрено влияние наклонного падения и поляризации света на формирование оптических и МО спектров микрорезонаторных и таммовских наноструктур. Рассмотрена возможность использования таммовских наноструктур с двухслойными пленками ВЗФГ и гибридным состоянием ТПП и ППП для создания сенсоров технического и медико-биологического применения.

В результате расчетов показано, что наличие гибридного состояния мод ТПП и Фабри-Перо приводит к разному спектральному смещению резонансов s- и p-поляризованных световых волн при изменении угла падения света от 0 до 60°, а также к несоответствию резонансных длин волн мод на спектрах коэффициента пропускания и угла фарадеевского вращения. Эффект обусловлен различием добротностей s- и p- поляризованных мод. Гибридизация мод ТПП и ППП позволяет использовать резонанс ТПП для создания сенсоров изменений

показателя преломления среды. На примере наноструктуры, сформированной на основе двухслойной пленки ВЗФГ, размещенной между микрорезонаторной не МО активной наноструктуры и слоя Au, показано, что наличие моды Фабри-Перо приводит к увеличению чувствительности резонанса ТПП к изменению показателя преломления среды. Обнаружены и показаны асимметричный и интенсивностный эффекты Фарадея, наблюдаемые в геометрии эффекта Фарадея на резонансной длине волны при перемагничивании микрорезонаторной структуры. Асимметричный эффект Фарадея заключается в изменении абсолютных значений углов фарадеевского вращения, а интенсивностный эффект – в изменении коэффициентов пропускания.

5. Выявлено влияние различных условий синтеза на структурные и МО свойства слоев магнитоактивных ВЗФГ, а именно влияние «быстрого высокотемпературного» (БВО) и «закрытого» кристаллизационных отжигов.

Кристаллизация слоев ВЗФГ на различных подложках происходит по островковому механизму с образованием наноразмерных кристаллитов со средними размерами кристаллитов в диапазоне от 45 до 350 нм. Повышение температуры БВО T_a от 750 до 850°C при длительности отжига $\tau_a = 3$ мин (БВО) приводит к увеличению размеров кристаллитов и периода доменной структуры слоев ВЗФГ, а оптимальная T_a БВО составляет 800°C. БВО приводит к формированию более развитого рельефа поверхности по сравнению с традиционным режимом отжига при T_a в диапазоне от 650 до 700°C и $\tau_a = 20$ мин. БВО может быть использован для эффективной кристаллизации двухслойных пленок ВЗФГ с высокими значениями угла фарадеевского вращения в фотонных наноструктурах.

«Закрытый» кристаллизационный отжиг ВЗФГ может быть использован для кристаллизации ВЗФГ в фотонных наноструктурах с целью снижения шероховатости границ разделов слоев и уменьшения влияния повторных отжигов на ВЗФГ.

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

1D – одномерные

2D – двумерные

3D – трехмерные

AGS – средний размер кристаллитов

RMS – среднеквадратичная шероховатость

АСМ – атомно-силовая микроскопия

БВО – быстрый высокотемпературный отжиг

ВЗФГ – висмут-замещенный феррит-гранат

ГГГ – гадолиний галиевый гранат

ДНО – длительный низкотемпературный отжиг

КМЦГГГ – кальций-марганец-цирконий-гадолиний-галиевый гранат

КНГГ – кальций-ниобий-галлиевый гранат

МО – магнитооптика, магнитооптический

МОПГ – магнитооптическая петля гистерезиса

МФК – магнитофотонный кристалл

ОТС – оптическое таммовское состояние

ППП – поверхностный плазмон-поляритон

РЭМ – растровая электронная микроскопия

СЗМ – сканирующая зондовая микроскопия, сканирующий зондовый микроскоп

СГГ – самарий галиевый гранат

ТПП – таммовский плазмон-поляритон

ФЗЗ – фотонная запрещенная зона

ФП – Фабри-Перо

I – интенсивность электромагнитной волны

R_{\max} – размах высот

N – количество кристаллитов

h – толщина пленки, слоя

K_t – коэффициент пропускания

K_r – коэффициент отражения

Q_O – оптический фактор качества

Q_{MO} – магнитооптический фактор качества

T_a – температура отжига

ε – компоненты тензора диэлектрической проницаемости

θ – угол падения света

Θ_F – угол фарадеевского вращения

α_F – абсолютное значение удельного угла фарадеевского вращения

λ – длина волны

λ_0 – длина волны центра фотонной запрещенной зоны

λ_R – резонансная длина волны моды Фабри-Перо

λ_{TRP} – резонансная длина волны моды таммовского плазмон-поляритона

τ_a – длительность отжига

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает глубокую благодарность ведущему ученому и главному научному сотруднику Лаборатории функциональных материалов для квантовых устройств Физико-технического института ФГАОУ ВО «КФУ им. В.И. Вернадского» В. И. Белотелову за совместную активную и творческую работу, ценные рекомендации в процессе проведения исследований и наставничество. Искреннюю благодарность автор выражает проф. В. Н. Бержанскому и А. Н. Шапошникову, которые на момент выполнения исследований являлись руководителями структурных подразделений, на базе которых выполнялись исследования, за становление меня как самостоятельного ученого и поддержку, которая ощущается по настоящее время.

Автор благодарит своих соавторов и сотрудников Физико-технического института А. Р. Прокопова, С. В. Томилина, А. В. Каравайникова, А. С. Недвигу и А. Л. Кудряшова за совместную работу по синтезу исследуемых образцов, С.Д. Ляшко, П.О. Капралова и А.Н. Шапошникова за возможность экспериментальных исследований МО эффектов, Д.О. Игнатьеву за совместные исследования и перенятие научного опыта, Ю.Е. Высоких и С.Ю. Краснобородько за совместную работу по развитию методики МО визуализации с использованием СБОМ. Также за совместную работу благодарю своих студентов-соавторов, выполняющих под моим руководством выпускные квалификационные работы.

Благодарю заведующего кафедрой экспериментальной физики С. Н. Полуляха и коллег по кафедре экспериментальной физики, научно-исследовательскому центру функциональных материалов и нанотехнологий и лаборатории функциональных материалов для квантовых устройств за обсуждение результатов диссертации и ценные советы по ее совершенствованию и доработке.

Глубокую благодарность за моральную поддержку и понимание родным и близким, родителям Владиславу Ивановичу и Галине Михайловне.

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. Magnetoplasmonics: Combining Magnetic and Plasmonic Functionalities / G. Armelles, A. Cebollada, A. García-Martín, and M. U. González // Adv. Optical Mater. – 2013. – Vol. 1. – P. 10–35.
3. Nanophotonic devices based on magneto-optical materials: recent developments and applications / J. Qin, S. Xia, W. Yang, H. Wang, W. Yan, Y. Yang, Z. Wei, W. Liu, Y. Luo, L. Deng, and L. Bi // Nanophotonics. – 2022. – Vol. 11, No. 11. – P. 2639.
4. Optical excitation of spin waves in epitaxial iron garnet films: MSSW vs BVMSW / A. I. Chernov, M. A. Kozhaev, I. V. Savochkin, D. V. Dodonov, P. M. Vetoshko, A. K. Zvezdin, and V. I. Belotelov // Opt. Lett. – 2017. – Vol. 42. – P. 279.
5. Nanoscale magnetophotonics / N. Maccaferri; I. Zubritskaya; I. Razdolski; I.-A. Chioar; V. Belotelov; V. Kapaklis; P. M. Oppeneer; A. Dmitriev // Journal of Applied Physics. – 2020. – Vol. 127. – Art. N 080903.
6. High-Q Surface Modes in Photonic Crystal/Iron Garnet Film Heterostructures for Sensor Applications / D. O. Ignatyeva, P. O. Kapralov, G. A. Knyazev, S. K. Sekatskii, G. Dietler, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, K. Alameh, and V. I. Belotelov // JETP Letters. – 2016. – Vol. 104, No. 10. – P. 679.
7. Барышев А.В. Магнитооптические эффекты в магнитных и плазмонных наноструктурах / Диссертация на соиск. уч. ст. доктора физ.-мат. наук, спец. 01.04.07 – физика конденсированного состояния. – СПб. – 2016. – 194 с.
8. Magnetoplasmonic Crystals for Highly Sensitive Magnetometry / G. A. Knyazev, P. O. Kapralov, N. A. Gusev, A. N. Kalish, P. M. Vetoshko, S. A. Dagesyan, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, V. N. Berzhansky, A. K. Zvezdin, and V. I. Belotelov // ACS Photonics. – 2018. – Vol. 5, Is. 12. – P. 4951.
9. Faraday rotation in highly Bi-substituted yttrium iron garnet films prepared by ion beam sputtering / T. Okuda; N. Koshizuka; K. Hayashi; T. Takahashi; H. Kotani; H. Yamamoto // IEEE Trans. Magn. – 1987. – Vol. 23, No 5. – P. 3491.

10. 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.
11. Grishin A. M. Waveguiding in all-garnet heteroepitaxial magneto-optical photonic crystals / A. M. Grishin and S. Khartsev // *JETP Letters.* – 2019. – Vol. 109. – P. 83.
12. 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.
13. 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.
14. Magneto-optical, Structural and Surface Properties of RIB Sputtered (Bi,Ga)- substituted DyIG films / Y. E. Vysokikh, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, V. N. Berzhansky, A. V. Karavainikov, N. N. Gerasimenko, и D. I. Smirnov // *Materials Research Bulletin.* – 2017. – Vol. 95. – P. 115.
15. A practical Tamm plasmon sensor based on porous Si / A. Juneau-Fecteau, R. Savin, A. Boucherif, L.G. Fréchette // *AIP Advances.* – 2021. – Vol. 11. – Art. N 065305.
16. Hybrid Tamm-surface plasmon polariton mode for highly sensitive detection of protein interactions / E. Buzavaite-Verteliene, I. Plikusiene, T. Tolenis, A. Valavicius, J. Anulyte, A. Ramanavicius, and Z. Balevicius // *Optics Express.* – 2020. – Vol. 28. – P. 29033.
17. Maji P.S. Polarization modal analysis of Tamm plasmon at the metal-DBR interface for temperature sensing / P.S. Maji, A.R. Maity // *Optical and Quantum Electronics.* – 2022. – Vol. 54. – Art. N 349.
18. Ahmed A. M. Novel design of wide temperature ranges sensor based on Tamm state in a pyroelectric photonic crystal with high sensitivity / A. M. Ahmed, A. Mehaney // *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures.* – 2021. – Vol. 125. – Art. N 114387.
19. Narrowband and Full-Angle Refractive Index Sensor Based on a Planar Multilayer Structure / L. Qin, S. Wu, C. Zhang, X. Li // *IEEE Sensors Journal.* – 2019. – Vol. 19. – P. 2924.

20. High-performance optical sensing based on electromagnetically induced transparency-like effect in Tamm plasmon multilayer structures / B. Du, Y. Li, D. Yang, H. Lu // *Applied Optics*. – 2019. – Vol. 58. – P. 4569.
21. Refractive index gas sensor based on the Tamm state in a one-dimensional photonic crystal: Theoretical optimization / Z. A. Zaky, A. M. Ahmed, A. S. Shalaby, A. H. Aly // *Scientific Reports*. – 2020. – Vol. 10. – Art. N 9736.
22. Tamm plasmon polariton in planar structures: A brief overview and applications / C. Kar, S. Jena, D. V. Udupa, K. D. Rao // *Optics & Laser Technology*. – 2023 – Vol. 159. – Art. N 108928.
23. Ignatyeva D. O. Bound states in the continuum enable modulation of light intensity in the Faraday configuration / D. O. Ignatyeva and V. I. Belotelov // *Opt. Lett.* – 2020. – Vol. 45. – P. 6422.
24. Krinchik G. Magneto-optical intensity effects in ferromagnetic metals and dielectrics / G. Krinchik, E. Chepurova, S. V. Ehgamov // *Zh. Eksp. Teor. Fiz. (USSR)*. – 1978. – Vol. 74. – P. 714.
25. Magnetic photonic crystals / I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, E. A. Shapovalov, Th. Rasing // *Phys. D: Appl. Phys.* – 2003. – Vol. 36. – P. R277–R282.
26. Highly bismuth-substituted, record-performance magneto-optic garnet materials with low coercivity for applications in integrated optics, photonic crystals, imaging and sensing / M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, V. Kotov, K. Alameh // *Opt. Mater. Express*. – 2011. – Vol. 1. – P. 413–427.
27. Application of magneto-optical method for real-time visualization of eddy currents with high spatial resolution for nondestructive testing / U. Radtke, R. Zielke, H.-G. Rademacher, H.-A. Crostack, R. Hergt // *Opt. Lasers Eng.* – 2001. – Vol. 36. – P. 251–268.
28. Sensitive magneto-optical sensors for visualization of magnetic fields using garnet films of specific orientation / M. Klank, O. Hagedorn, M. Shamonin, H. Dotsch // *J. Appl. Phys.* – 2002. – Vol. 92. – P. 6484–6488.
29. Flux-Gate magnetic field sensor based on yttrium iron garnet films for magnetocardiography investigations / P. M. Vetoshko, N. A. Gusev,

- D. A. Chepurinov, E. V. Samoiloa, I. I. Syvorotka, I. M. Syvorotka, A. K. Zvezdin, A. A. Korotaeva, V. I. Belotelov // *Tech. Phys. Lett.* – 2016. – Vol. 42. – P. 860–864.
30. 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.
31. 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.
32. Dionne G. F. *Magnetic Oxids* / G. F. Dionne. – New York : Springer Science + Business Media, LLC, 2009. – 466 p.
33. Zvezdin A. K. *Modern magneto-optics and magneto-optical materials* / A. K. Zvezdin and V. A. Kotov. – CRC Press, 1997. – 404 p.
34. 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.
35. 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.
36. 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.
37. 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.
38. 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.

39. 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. N 1-2. – P. 93.
40. Growth-induced uniaxial anisotropy of bismuth-substituted iron-garnet films / P. Hansen, K. Witter // *J. Appl. Phys.* – 1985. – Vol. 58. N 1. – P. 454.
41. Epitaxial Bi–Gd–Sc iron-garnet films for magnetophotonic applications / A. R. Prokopov, P. M. Vetoshko, A. G. Shumilov, A. N. Shaposhnikov, A. N. Kuz'michev, N. N. Koshlyakova, V. N. Berzhansky, A. K. Zvezdin, V. I. Belotelov // *J. Alloys Compd.* – 2016. – Vol. 671. – P. 403–407.
42. High-Coercive Garnet Films for Imaging of Magnetic Recordings / V. Vishnevskii, A. Nesteruk, A. Nedviga, S. Dubinko, A. Prokopov // *Sens. Lett.* – 2007. – Vol. 5. – P. 29.
43. Features of the coercivity of strained epitaxial garnet ferrite films / S. Dubinko, A. Nedviga, V. Vishnevskii, A. Shaposhnikov, V. Yagupov, A. Nesteruk, A. Prokopov // *Tech. Phys. Lett.* – 2005. – V. 31. – P. 979.
44. Garnet Films for Thermo-Magnetic Recording and Nanotechnology Purposes / V. Berzhansky, A. Nedviga, V. Vishnevskii, A. Prokopov // *Solid State Phenomena.* – 2009. – Vol. 152–153. – P. 11.
45. Features of Epitaxial Garnet Films for an Atomic Traps Technique / V. N. Berzhansky, V. G. Vishnevskii, A. S. Nedviga, A. G. Nesteruk // *Journal of Magnetism.* – 2009. – Vol. 14(3). – P. 108.
46. Layered Garnet Films for Applications in Atomic Traps / V. N. Berzhansky, V. G. Vishnevskii, H. T. Milyukova, A. S. Nedviga, A. G. Nesteruk, H. V. Danishevskaya // *ACTA PHYSICA POLONICA A.* – 2010. – Vol. 118. – 3 p.
47. Термомагнитная запись информации в эпитаксиальных ферритах-гранатах и ее использование в фоноскопической экспертизе / В. Г. Вишневский, А. С. Недвига, А. Г. Нестерук, В. Н. Бержанский, И. В. Дударенко // *Ученые записки Таврического национального университета имени В. И. Вернадского. Серия «Физико-математические науки».* – 2010. – Т. 23 (62). № 1. Ч. I. – С. 158–173.

48. Tolksdorf W. Liquid Phase Epitaxy of Garnets / W. Tolksdorf // *Crystal Growth in Science and Technology* ; eds. H. Arend, J. Hulliger. NATO ASI Series. – Springer, Boston, MA, 1989. – Vol. 210.
49. Morphology of garnet films for thermo-magnetic recording / V. Berzhansky, Y. Danishevskaya, A. Nedviga, M. Bektemirova // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2018. – Vol. 1124. – Art. N 061006.
50. Liquid phase epitaxy magnetic garnet films and their applications / Rao Yi-Heng, Zhang Huai-Wu, Yang Qing-Hui, Zhang Dai-Nan, Jin Li-Chuan, Ma Bo, Wu Yu-Juan // *Chinese Physics B.* – 2018. – Vol. 27(8). – Art. N 086701.
51. 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. 19–25.
52. 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.–3890.
53. Suzuki T. Magnetic and magneto-optic properties of rapid thermally crystallized garnet films (invited) / T. Suzuki // *J. Appl. Phys.* – 1991. – Vol. 69. – P. 4756–4760.
54. Physical Properties and Behaviour of Highly Bi-Substituted Magneto-Optic Garnets for Applications in Integrated Optics and Photonics / M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, K. Alameh, V. Kotov // *Adv. Opt. Technol.* – 2011. – Vol. 2011. – Art N 971267.
55. Polycrystalline magnetic garnet films comprising weakly coupled crystallites for piezoelectrically-driven magneto-optic spatial light modulators / S. Mito, H. Sakurai, H. Takagi, A. V. Baryshev, and M. Inoue // *J. Appl. Phys.* – 2012. – Vol. 111. – Art. N 07A519.
56. Magnetophotonic crystals / M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, and A. Granovsky // *Journal of Physics D: Applied Physics.* – 2006. – Vol. 39. – P. R151.

57. Enhancement of Faraday rotation at photonic-band-gap edge in garnet-based magnetophotonic crystals / A. Zhdanov, A. Fedyanin, O. Aktsipetrov, D. Kobayashi, H. Uchida, and M. Inoue // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2006. – Vol. 300. – P. e253.
58. Controllable tamm states in magnetophotonic crystal / A. Merzlikin, A. Vinogradov, A. Dorofeenko, M. Inoue, M. Levy, and A. Granovsky // *Physica B: Condensed Matter*. – 2007. – Vol. 394. – P. 277.
59. Nonreciprocal transmission using a multilayer magneto-optical dispersive material with defect / G. Yu, H. Yang, J. Fu, X. Zhang, and R. Cao // *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. – 2020. – Vol. 34. – P. 1400.
60. Magneto-optics of subwavelength all-dielectric gratings / A. A. Voronov, D. Karki, D. O. Ignatyeva, M. A. Kozhaev, M. Levy, and V. I. Belotelov // *Optics Express*. – 2020. – Vol. 28. – P. 17988.
61. All-dielectric nanophotonics enables tunable excitation of the exchange spin waves / A. I. Chernov, M. A. Kozhaev, D. O. Ignatyeva, E. N. Beginin, A. V. Sadovnikov, A. A. Voronov, D. Karki, M. Levy, and V. I. Belotelov // *Nano letters*. – Vol. 20. – 2020. – P. 5259.
62. Enhancement of both faraday and kerr effects with an all-dielectric grating based on a magneto-optical nanocomposite material / F. Royer, B. Varghese, E. Gamet, S. Neveu, Y. Jourlin, and D. Jamon // *ACS Omega*. – 2020. – Vol. 5. – P. 2886.
63. Longitudinal magneto-optical effect enhancement with high transmission through a 1d all-dielectric resonant guided mode grating / L. Bsawmaii, E. Gamet, F. Royer, S. Neveu, and D. Jamon // *Optics express*. – 2020. – Vol. 28. – P. 8436.
64. Magneto-optics and extraordinary transmission of the perforated metallic films magnetized in polar geometry / V. Belotelov and A. Zvezdin // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2006. – Vol. 300. – P. e260.
65. Enhanced magnetic modulation of light polarization exploiting hybridization with multipolar dark plasmons in magnetoplasmonic nanocavities / A. Lopez-Ortega, M. Zapata-Herrera, N. Maccaferri, M. Pancaldi, M. Garcia, A. Chuvilin, and P. Vavassori // *Light: Science & Applications*. – 2020. – Vol. 9. – P. 1.

66. Magnetoplasmonic quasicrystals: an approach for multiband magneto-optical response / A. N. Kalish, R. S. Komarov, M. A. Kozhaev, V. G. Achanta, S. A. Dagesyan, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, V. N. Berzhansky, A. K. Zvezdin, and V. I. Belotelov // *Optica*. – 2018. – Vol. 5. – P. 617.
67. Resonant enhancement of magneto-optical activity induced by surface plasmon polariton modes coupling in 2d magnetoplasmonic crystals / N. Maccaferri, X. Inchausti, A. Garc'ia-Mart'ın, J. C. Cuevas, D. Tripathy, A. O. Adeyeye, and P. Vavassori // *ACS Photonics*. – 2015. – Vol. 2. – P. 1769.
68. Magnetoplasmonic design rules for active magneto-optics / K. Lodewijks, N. Maccaferri, T. Pakizeh, R. K. Dumas, I. Zubritskaya, J. Akerman, P. Vavassori, and A. Dmitriev // *Nano letters*. – 2014. – Vol. 14. – P. 7207.
69. Resonances of the magneto-optical intensity effect mediated by interaction of different modes in a hybrid magnetoplasmonic heterostructure with gold nanoparticles / A. E. Khramova, D. O. Ignatyeva, M. A. Kozhaev, S. A. Dagesyan, V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, S. V. Tomilin, and V. I. Belotelov // *Optics Express*. – 2019. – Vol. 27. – P. 33170.
70. On the magnetization of light and the illumination of magnetic lines of force / M. Faraday // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*. – 1846. – Vol. 136. – P. 1.
71. Contribution of the surface plasmon resonance to optical and magneto-optical properties of a Bi: YIG-Au nanostructure / R. Fujikawa, A. Baryshev, J. Kim, H. Uchida, and M. Inoue // *Journal of Applied Physics*. – 2008. – Vol. 103. – Art. N 07D301.
72. Peculiarities of plasmon-modified magneto-optical response of gold – garnet structures / A. Baryshev, H. Uchida, and M. Inoue // *JOSA B*. – 2013. – Vol. 30. – P. 2371.
73. Magneto-optical metamaterials: Non-reciprocal transmission and Faraday effect enhancement / B. Fan, M. E. Nasir, L. H. Nicholls, A. V. Zayats, and V. A. Podolskiy // *Advanced Optical Materials*. – 2019. – Vol. 7. – Art. N 1801420.

74. Multiple Bragg diffraction in magnetophotonic crystals / S. Baek, A. V. Baryshev, and M. Inoue // *Applied Physics Letters*. – 2011. – Vol. 98. – Art. N 101111.
75. Effect of oblique light incidence on magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals / M. Vasiliev, V. I. Belotelov, A. N. Kalish, V. A. Kotov, A. K. Zvezdin, and K. Alameh // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 2006. – Vol. 42. – P. 382.
76. Response of two-defect magnetic photonic crystals to oblique incidence of light: Effect of defect layer variation / I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, E. A. Shapovalov, A. E. Zabolotin, Y. P. Lee, and T. Rasing // *Journal of Applied Physics*. – 2006. – Vol. 100. – Art. N 096110.
77. 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).
78. 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).
79. 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.
80. Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces / A. Vinogradov, A. Dorofeenko, S. Erokhin, M. Inoue, A. Lisyansky, A. Merzlikin, and A. Granovsky // *Phys. Rev. B*. – 2006. – Vol. 74. – Art. N 045128.
81. Surface states in photonic crystals / A. Vinogradov, A. Dorofeenko, A. Merzlikin, and A. Lisyanskii // *UFN*. – 2010. – Vol. 180. – P. 249–261.
82. Possible electron bonding on crystal surfaces / I. Tamm // *JETP*. – 1933. – Vol. 3. – P. 34.
83. Shockley and Tamm surface states in photonic crystals / N. Malkova, and C. Ning // *Phys. Rev. B*. – 2006. – Vol. 73. – Art. N 113113.
84. Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror / M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, R. Abram,

- J. Chamberlain, A. Kavokin, and I. Shelykh // *Phys. Rev. B.* – 2007. – Vol. 76. – Art. N 165415.
85. Optical Tamm States in One-Dimensional Magnetophotonic Structures / T. Goto, A. Dorofeenko, A. Merzlikin, A. Baryshev, A. Vinogradov, M. Inoue, A. Lisyansky, and A. Granovsky // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – Vol. 101. – Art. N 113902.
86. Hybrid states of Tamm plasmons and exciton polaritons / M. Kaliteevski, S. Brand, R. Abram, I. Iorsh, A. Kavokin, and I. Shelykh // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – Vol. 95. – Art. N 251108.
87. Hybrid optical Tamm states in a planar dielectric microcavity / R. Brückner, M. Sudzius, S. Hintschich, H. Fröb, V. Lyssenko, and K. Leo // *Phys. Rev. B.* – 2011. – Vol. 83. – Art. N 033405.
88. Coupled Optical Tamm States in a Planar Dielectric Mirror Structure Containing a Thin Metal Film / H.-Ch. Zhou, G. Yang, K. Wang, H. Long, and P.-X. Lu // *Chin. Phys. Lett.* – 2012. – Vol. 29. – Art. N 067101.
89. Observation of hybrid state of Tamm and surface plasmon-polaritons in one-dimensional photonic crystals / B. Afinogenov, V. Bessonov, A. Nikulin, and A. Fedyanin // *Appl. Phys. Lett.* – 2013. – Vol. 103. – Art. N 061112.
90. Interplay of surface resonances in one-dimensional plasmonic magnetophotonic crystal slabs / A. Baryshev, K. Kawasaki, P. Lim, and M. Inoue // *Phys. Rev. B.* – 2012. – Vol. 85. – Art. N 205130.
91. Observation of a hybrid state of Tamm plasmons and microcavity exciton polaritons / S. Rahman, T. Klein, S. Klemmt, J. Gutowski, D. Hommel, and K. Sebald // *Sci. Rep.* – 2016. – Vol. 6. – Art. N 34392.
92. Two Types of Localized States in a Photonic Crystal Bounded by an Epsilon near Zero Nanocomposite / R. Bikbaev, S. Vetrov, I. Timofeev // *Photonics.* – 2018. – Vol. 5. – P. 22.
93. Efficiency of optical sensing by a plasmonic photonic-crystal slab / A. Baryshev, A. Merzlikin, and M. Inoue // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2013. – Vol. 46. – Art. N 125107.

94. 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.
95. Dzibrou D. O. Fitting transmission and Faraday rotation spectra of $[\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}]^m$ magneto-optical photonic crystals / D. O. Dzibrou and A. M. Grishin // *J. App. Phys.* – 2009. – Vol. 106. – P. 043901.
96. Luminescent Magneto-Optical Photonic Crystals / A. M. Grishin and S. I. Khartsev // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2012. – Vol. 352. – Art. N 012007.
97. Green and blue magneto-optical photonic crystals / A. M. Grishin, S. I. Khartsev // *Thin Solid Films*. – 2012. – Vol. 520. – P. 3647–3650.
98. 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.
99. Quasi-bound states in the continuum with temperature tunable q factors and critical coupling point at Brewster's angle / B.-R. Wu, J.-H. Yang, P. S. Pankin, C.-H. Huang, W. Lee, D. N. Maksimov, I. V. Timofeev, and K.-P. Chen // *Laser & Photonics Reviews*. – 2021. – Vol. 15. – P. 2000290.
100. Microcavity One-Dimensional Magnetophotonic Crystals with Double Layer Bi-Substituted Iron Garnet Films: Optical and Magneto-Optical Responses in Transmission and Reflection / V. N. Berzhansky, T. V. Mikhailova, A. V. Karavainikov, A. R. Prokopov, A. N. Shaposhnikov, Y. M. Kharchenko, I. M. Lukienko, O. V. Miloslavskaya, M. F. Kharchenko, V. I. Belotelov and V. O. Golub // *Solid State Phenomena*. – 2015. – Vol. 230. – P. 241-246.
101. Giant peak of the Inverse Faraday effect in the band gap of magnetophotonic microcavity / M. A. Kozhaev, A. I. Chernov, D. A. Sylgacheva, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, V. N. Berzhansky, A. K. Zvezdin & V. I. Belotelov // *Scientific reports*. – 2018. – Vol. 8. – Art. N 11435.

102. $[\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}]^m$ magneto-optical photonic crystals / S. I. Khartsev and A. M. Grishin // *Appl. Phys. Letters*. – 2005. – Vol. 87. – Art. N 122504.
103. Enhanced Magneto-Optical Effect in Heterostructures Composed of Epsilon-Near-Zero Materials and Truncated Photonic Crystals / S. Hu, Z. Guo, L. Dong, F. Deng, H. Jiang, H. Chen // *Front. Mater.* – 2022. – Vol. 9. – Art. N 843265.
104. Spectrally Selective Detection of Short Spin Waves in Magnetoplasmonic Nanostructures via the Magneto-Optical Intensity Effect Nanomaterials / O. V. Borovkova, S. V. Lutsenko, M. A. Kozhaev, A. N. Kalish, V. I. Belotelov // *Nanomaterials*. – 2022. – Vol. 12. – Art. N 405.
105. Enhanced Transverse Magneto-Optical Kerr Effect in Magnetoplasmonic Crystals for the Design of Highly Sensitive Plasmonic (Bio)sensing Platforms / B. F. Diaz-Valencia, J. R. Mejía-Salazar, N. Oliveira Osvaldo, Jr., N. Porrás-Montenegro, P. Albella // *ACS Omega*. – 2017. – Vol. 2. – P. 7682–7685.
106. Bulk Plasmon Polariton Modes in Hyperbolic Metamaterials for Giant Enhancement of the Transverse Magneto-Optical Kerr Effect Molecules / B.F. Díaz-Valencia, E. Moncada-Villa, R. Gómez Faustino, N. Porrás-Montenegro, J.R. Mejía-Salazar // *Molecules*. – 2022. – Vol. 27. – Art. N 5312.
107. Refractive index sensor based on magnetoplasmonic crystals / A. A. Grunin, I. R. Mukha, A. V. Chetvertukhin, A. A. Fedyanin // *JMMM*. – 2016. – Vol. 415. – P. 72–76.
108. Surface plasmon resonances boost the transverse magneto-optical Kerr effect in a CoFeB slab covered by a subwavelength gold grating for highly sensitive detectors / Q. Wang, H. Yao, Y. Feng, X. Deng, B. Yang, D. Xiong, M. He, W. Zhang // *Opt. Express*. – 2021. – Vol. 29. – P. 10546–10555.
109. Improved Magneto-Optic Surface Plasmon Resonance Biosensors / C. Rizal, S. Pisana, I. Hrvoic // *Photonics*. – 2018. – Vol. 5. – P. 15.
110. Magneto-plasmonic biosensor with enhanced analytical response and stability / S. David, C. Polonschii, C. Luculescu, M. Gheorghiu, S. Gáspár, E. Gheorghiu // *Biosensors and Bioelectronics*. – 2015. – Vol. 63. – P. 525–532.

111. Near-Perfect TMOKE in Photonic Crystal Structures for Sensing Devices With High Figure of Merit / J. Wu, Y. M. Qing // *IEEE Sensors Journal*. – 2022. – Vol. 22. – P. 19177–19182.
112. Magnetophotonics for sensing and magnetometry toward industrial applications / C. Rizal, M.G. Manera, D.O. Ignatyeva, J. R. Mejía-Salazar, R. Rella, V. I. Belotelov, F. Pineider, N. Maccaferri // *J. Appl. Phys.* – 2021. – Vol. 130. – Art. N 230901.
113. Vector magneto-optical magnetometer based on resonant all-dielectric gratings with highly anisotropic iron garnet films / D. O. Ignatyeva, G. A. Knyazev, A. N. Kalish, A. I. Chernov, V. I. Belotelov // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2021. – Vol. 54. – Art. N 295001.
114. All-dielectric magneto-phonic metasurfaces / D. O. Ignatyeva, D. M. Krichevsky, V. I. Belotelov, F. Royer, S. Dash, M. Levy // *J. Appl. Phys.* – 2022. – Vol. 132. – Art. N 100902.
115. Magnetic field sensor based on magnetoplasmonic crystal / V. K. Belyaev, V. V. Rodionova, A. A. Grunin, M. Inoue, A. A. Fedyanin // *Sci. Rep.* – 2020. – Vol. 10. – Art. N 7133.
116. Analyzer-free, intensity-based, wide-field magneto-optical microscopy / R. Schafer, P. M. Oppeneer, A. V. Ognev, A. S. Samardak, I. V. Soldatov // *Appl. Phys. Rev.* – 2021. – Vol. 8. – Art. N 031402.
117. Progress in magnetic domain observation by advanced magneto-optical microscopy / J. McCord // *J. Phys. D : Appl. Phys.* – 2015. – Vol. 48. – Art. N 333001.
118. Zeeman P. Mesures relatives du phénomène de Kerr / P. Zeeman // *Leiden Commun.* – 1896. – Vol. 29.
119. On the theory of magneto-optic phenomena / C. H. Wind // *Phys. Rev.* – 1898. – Vol. 6. – P. 43.
120. Surface-plasmon-induced enhancement of magneto-optical Kerr effect in all-nickel subwavelength nanogratings / A. A. Grunin, A. G. Zhdanov, A. A. Ezhov, E. A. Ganshina, A. A. Fedyanin // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – Vol. 97. – Art. N 261908.

121. Magneto-optical effects in interacting localized and propagating surface plasmon modes / J. F. Torrado, J. B. González-Díaz, M. U. González, A. García-Martín, G. Armelles // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18. – P. 15635–15642.
122. Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals / V. I. Belotelov, I. A. Akimov, M. Pohl, V. A. Kotov, S. Kasture, A. S. Vengurlekar, Achanta Venu Gopal, D. R. Yakovlev, A. K. Zvezdin, M. Bayer // *Nature Nanotech.* – 2011. – Vol. 6. – P. 370–376.
123. Giant Magneto-optical Orientational Effect in Plasmonic Heterostructures / V. I. Belotelov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, A. N. Kalish, V. A. Kotov, A. K. Zvezdin // *Optics Letters.* – 2009. – Vol. 34. – P. 398–400.
124. Coupled mode enhanced giant magnetoplasmonics transverse Kerr effect / L. Halagacka, M. Vanwolleghem, K. Postava, B. Dagens, J. Pistora // *Opt. Express.* – 2013. – Vol. 21. – P. 21741–21755.
125. Magneto-optics and extraordinary transmission of the perforated metallic films magnetized in polar geometry / V. I. Belotelov, A. K. Zvezdin // *JMMM.* – 2006. – Vol. 300. – P. e260–e263.
126. Enhancement of transverse magneto-optical Kerr effects and high sensing performance in a trilayer structure with nanopore arrays / H. Chai, Y. Lu, W. Zhang // *Results in Physics.* – 2021. – Vol. 31. – Art. N 105049.
127. Enhanced magneto-optical effects in hybrid Ni-Si metasurfaces / M. G. Barsukova, A. I. Musorin, A. S. Shorokhov, A. A. Fedyanin // *APL Photon.* – 2019. – Vol. 4. – Art. N 016102.
128. Unexpected large transverse magneto-optic Kerr effect at quasi-normal incidence in magnetoplasmonic crystals / R. Cichelero, M. A. Oskuei, M. Kataja, S. M. Hamidi, G. Herranz // *JMMM.* – 2019. – Vol. 476. – P. 54–58.
129. Beyond plasmonic enhancement of the transverse magneto-optical Kerr effect with low-loss high-refractive-index nanostructures / W. O. F. Carvalho, E. Moncada-Villa, O. N. Oliveira, Jr., and J. R. Mejía-Salazar // *Phys. Rev. B.* – 2021. – Vol. 103. – P. 075412.

130. Transverse magneto-optical Kerr effect in subwavelength dielectric gratings / I. S. Maksymov, J. Hutomo, M. Kostylev // *Opt. Express.* – 2014. – Vol. 22. – P. 8720–8725.
131. All-dielectric magnetic metasurface for advanced light control in dual polarizations combined with high-Q resonances / D. O. Ignatyeva, D. Karki, A. A. Voronov, M. A. Kozhaev, D. M. Krichevsky, A. I. Chernov, M. Levy, V. I. Belotelov // *Nat. Commun.* – 2020. – Vol. 11. – P. 5487.
132. Observation of optical gyromagnetic properties in a magneto-plasmonic metamaterial / W. Yang, Q. Liu, H. Wang, Y. Chen, R. Yang, S. Xia, Y. Luo, L. Deng, J. Qin, H. Duan, L. Bi // *Nat. Commun.* – 2022. – Vol. 13. – P. 1719.
133. Circular displacement current induced anomalous magneto-optical effects in high index Mie resonators / Sh. Xia, D. O. Ignatyeva, Q. Liu, H. Wang, W. Yang, J. Qin, Y. Chen, H. Duan, Y. Luo, O. Novák, M. Veis, L. Deng, V. I. Belotelov, L. Bi // *Laser & Photonics Reviews.* – 2022. – Vol. 16. – P. 2200067.
134. Magnetic birefringence in thin ferromagnetic films / R. Carey, B.W.J. Thomas, I.V.F. Viney, G.H. Weaver // *J. Physics D: Appl. Phys.* – 1968. – Vol. 1. – P. 1679.
135. Magneto-optical effect of change of electronic structure of a ferromagnetic metal following rotation of the magnetization vector / S. S. Krinchik, V. S. Gushchin // *JETP Lett.* – 1969. – Vol. 10. – P. 24–26.
136. Magnetophotonic intensity effects in hybrid metal-dielectric structures / V. I. Belotelov, L. E. Kreilkamp, A. N. Kalish, I. A. Akimov, D. A. Bykov, S. Kasture, V. J. Yallapragada, V. G. Achanta, A. M. Grishin, S. I. Khartsev, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, L. L. Doskolovich, D. R. Yakovlev, K. Alameh, A. K. Zvezdin, M. Bayer // *Phys. Rev. B.* – 2014. – Vol. 89. – P. 045118.
137. Yin C. P. Magneto-optical properties of one-dimensional conjugated magnetophotonic crystals heterojunctions / C. P. Yin, T. B. Wang and H. Z. Wang // *Eur. Phys. J. B.* – 2012. – Vol. 85. – Art. N 104.
138. Generalized 4×4 matrix formalism for light propagation in anisotropic stratified media: Study of surface phonon polaritons in polar dielectric heterostructures / N. C. Passler, A. Paarmann // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2017. – Vol. 34. – P. 2128–2139.

139. Layer-resolved absorption of light in arbitrarily anisotropic heterostructures / N. C. Passler, M. Jeannin, and A. Paarmann // *Phys. Rev. B.* – 2020. – Vol. 101. – P. 165425.
140. Berreman D. W. Optics in stratified and anisotropic media: 4×4 -matrix formulation / D. W. Berreman // *J. Opt. Soc. Am.* – Vol. 62. – 1972. – P. 502–510.
141. Li Z.-M. Use of the 4×4 matrix method in the optics of multilayer magneto-optic recording media / Z.-M. Li, B. T. Sullivan, and R. R. Parsons // *Appl. Opt.* – Vol. 27. – 1988. – P. 1334–1338.
142. Xu W. Optical degeneracies in anisotropic layered media: treatment of singularities in a 4×4 matrix formalism / W. Xu, L. T. Wood, and T. D. Golding // *Phys. Rev. B.* – Vol. 61. – 2000. – P. 1740–1743.
143. Lin-Chung P. J. 4×4 Matrix formalisms for optics in stratified anisotropic media / P. J. Lin-Chung and S. Teitler // *J. Opt. Soc. Am.* – Vol. A1. – 1984. – P. 703–705.
144. Yeh P. Electromagnetic propagation in birefringent layered media / P. Yeh // *J. Opt. Soc. Am.* – Vol. A69. – 1979. – P. 742–756.
145. Synthesis and properties of substituted ferrite-garnet films for one-dimensional 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.
146. In situ growth of polycrystalline bismuth-iron-garnet films on quartz glass substrate / T. Okuda, A. Kudox, S. Yoshihara, [et al.] // *J. Phys. IV France.* – 1997. – Vol. 7. – P. C1-707.
147. 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.
148. 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.
149. Ultrathin and nanostructured Au films with gradient of effective thickness. Optical and plasmonic properties / S. Tomilin, V. Berzhansky, A. Shaposhnikov,

- A. Prokopov, E. Milyukova, A. Karavaynikov, and O. Tomilina // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2016. – Vol. 741. – Art. N 012113.
150. Михайлова Т. В. Одномерные магнитофотонные кристаллы с модифицированным магнитоактивным слоем / Диссертация на соиск. уч. ст. канд. физ.-мат. наук, спец. 01.04.11 – физика магнитных явлений. – Симферополь. – 2014. – 147 с.
151. Оптические таммовские состояния на границе фотонного кристалла и нанокompозита с резонансной дисперсией / С. Я. Ветров, Р. Г. Бикбаев, И. В. Тимофеев // *ЖЭТФ.* – 2013. – Том 144, Вып. 6. – С. 1129.
152. Optical generation in an amplifying photonic crystal with an embedded nanocomposite polarizer / Yu. Dadoenkova, I. Glukhov, S. Moiseev, V. Svetukhin, A. Zhukov, I. Zolotovskii // *Optics Communications.* – 2017. – Vol. 389. – P. 1–4.
153. Optical Properties of Granular Silver and Gold Films / R. W. Cohen, G. D. Cody, M. D. Coutts, and B. Abeles // *Phys. Rev. B.* – 1973. – Vol. 8. – P. 3689.
154. Individual domain wall resistance in submicron ferromagnetic structures / R. Danneau, P. Warin, J. Attan'е, I. Petej, C. Beigne, C. Fermon, O. Klein, A. Marty, F. Ott, Y. Samson, et al. // *Physical Review Letters.* – 2002. – Vol. 88. – Art. N 157201.
155. Coherent excitation of heterosymmetric spin waves with ultrashort wavelengths / G. Dieterle, J. Forster, H. Stoll, A. Semisalova, S. Finizio, A. Gangwar, M. Weigand, M. Noske, M. Fahnle, I. Bykova, et al. // *Physical Review Letters.* – 2019. – Vol. 122. – Art. N 117202.
156. Emission and propagation of 1d and 2d spin waves with nanoscale wave lengths in anisotropic spin textures / V. Sluka, T. Schneider, R. A. Gallardo, A. Kakay, M. Weigand, T. Warnatz, R. Mattheis, A. Roldan-Molina, P. Landeros, V. Tiberkevich, et al. // *Nature Nanotechnology.* – 2019. – Vol. 14. – P. 328.
157. Antiferromagnetic opto-spintronics / P. Nemes, M. Fiebig, T. Kampfrath, and A. V. Kimel // *Nature Physics.* – 2018. – Vol. 14. – Vol. 497. – P. 229.

158. Surface Plasmon Resonance (SPR) to Magneto-Optic SPR / C. Rizal, V. Belotelov, D. Ignatyeva, A.K. Zvezdin, and S. Pisana // *Condens. Matter.* – 2019. – Vol. 4. – P. 50.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи:

- A1.** Nano- and micro-scale Bi-substituted iron garnet films for photonics and magneto-optic eddy current defectoscopy / V. N. Berzhansky, A. V. Karavainikov, **T. V. Mikhailova**, A. R. Prokopov, A. N. Shaposhnikov, A. G. Shumilov, N. V. Lugovskoy, E. Y. Semuk, M. F. Kharchenko, I. M. Lukienko, Yu. M. Kharchenko, V. I. Belotelov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2017. – Vol. 440. – P. 175–178.
- A2.** Tamm plasmon-polaritons structures with Bi-substituted garnet layers / **T. Mikhailova**, A. Shaposhnikov, A. Prokopov, A. Karavainikov, S. Tomilin, S. Lyashko, and V. Berzhansky // EPJ Web of Conferences. – 2018. – Vol. 185 – Art. N 02016.
- A3.** Magneto-Optical Spectra of Magnetic Photonic Crystal with Composite (SiO₂-Au) Layer / **T. V. Mikhailova**, S. V. Osmanov and V. O. Boyko // J. Phys.: Conf. Ser. – 2021. – Vol. 2086. – Art. N 012156.
- A4.** Tamm plasmon-polaritons and Fabry-Perot excitation in a magnetophotonic structure / **T. Mikhailova**, S. Tomilin, S. Lyashko, M. Kozhaev, A. Shaposhnikov, A. Karavainikov, V. Berzhansky, and V. Belotelov // Opt. Mater. Express. – 2022. – Vol. 12(2). – P. 685–696.
- A5.** One-dimensional optomagnonic microcavities for selective excitation of perpendicular standing spin waves / V. A. Ozerov, D. A. Sylgacheva, M. A. Kozhaev, **T. Mikhailova**, V. N. Berzhansky, Mehri Hamidi, A. K. Zvezdin, V. I. Belotelov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2022. – Vol. 543. – Art. N 168167.
- A6.** Вертикальное смещение магнитооптической петли гистерезиса в магнитоплазмонном нанокompозите / С. В. Томилин, В. Н. Бержанский, А. Н. Шапошников, А. Р. Прокопов, А. В. Каравайников, Е. Т. Милюкова, **Т. В. Михайлова**, О. А. Томилина // Физика твердого тела. – 2020. – том 62, вып. 1. – С. 101–109.

- A7.** Spectral Properties of Magneto-plasmonic Nanocomposite. Vertical Shift of Magneto-Optical Hysteresis Loop / S. V. Tomilin, V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, S. D. Lyashko, **T. V. Mikhailova**, O. A. Tomilina // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2019. – Vol. 1410. – Art. N 012122.
- A8.** Hybrid states of Tamm plasmon polaritons in nanostructures with Bi-substituted iron garnets / **T. V. Mikhailova**, S. D. Lyashko, S. V. Tomilin, A. N. Shaposhnikov, A. V. Karavainikov, V. N. Berzhansky // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2019. – Vol. 1389. – Art. N 012103.
- A9.** Optimization of one-dimensional photonic crystals with double layer magneto-active defect / **T. V. Mikhailova**, V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, A. V. Karavainikov, A. R. Prokopov, Yu. M. Kharchenko, I. M. Lukienko, O. V. Miloslavskaya, M. F. Kharchenko // *Opt. Mater.* – 2018. – Vol. 78. – P. 521–530.
- A10.** Magneto-optical microcavity with Au plasmonic layer / **T. V. Mikhailova**, S. D. Lyashko, S. V. Tomilin, A. V. Karavainikov, A. R. Prokopov, A. N. Shaposhnikov and V. N. Berzhansky // *J. Phys. : Conf. Ser.* – 2017. – Vol. 917. – Art. N 062053.
- A11.** One-dimensional magnetophotonic crystals with magneto-optical double layers / V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, A. V. Karavainikov, **T. V. Mikhailova**, I. N. Lukienko, Yu. N. Kharchenko, V. O. Golub, O. Yu. Salyuk, V. I. Belotelov // *Journal of Experimental and Theoretical Physics.* – 2016. – Vol. 123, Issue 5. – P. 744–751.
- A12.** One-dimensional photonic crystals with highly Bi-substituted iron garnet defect in reflection polar geometry / **T. V. Mikhailova**, V. N. Berzhansky, A. V. Karavainikov, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov and S. D. Lyashko // *J. Phys. : Conf. Ser.* – 2016. – Vol. 741. – Art. N 012121.
- A13.** Magneto-optics of single and microresonator iron-garnet films at low temperatures / A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, V. N. Berzhansky, **T. V. Mikhailova**, A. V. Karavainikov, M. F. Kharchenko, V. I. Belotelov, I. M. Lukienko,

- O. V. Miloslavskaya, Yu. M. Kharchenko // *Optical Materials*. – 2016. – Vol. 52. – P. 21–25.
- A14.** Nanostructures with magneto-optical and plasmonic response for optical sensors and nanophotonic devices / **T. V. Mikhailova**, A. N. Shaposhnikov, S. V. Tomilin, D. V. Alentiev // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2019. – Vol. 1410. – Art. N 012163.
- A15.** Tamm magnetophotonic structures with Bi-substituted iron garnet layers at oblique incidence / **T. Mikhailova**, S. Tomilin, S. Lyashko, A. Shaposhnikov, A. Prokopov, A. Karavainikov, A. Bokova, V. Berzhansky // *J. Phys. : Conf. Ser.* – 2018. – Vol. 1124. – Art. N 051062.
- A16.** Crystallization Double-Layer Magneto-Active Films for Magnetophotonics / **T. V. Mikhailova**, Yu. E. Vysokikh, A. N. Shaposhnikov, V. N. Berzhansky, S. Yu. Krasnoborodko, M. F. Bulatov, D. V. Churikov, A. Karavainikov and V. I. Belotelov // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2021. – Vol. 2091. – Art. N 012049.
- A17.** Crystallization of Bi-substituted iron garnet bi-layers / **T. V. Mikhailova**, Yu. E. Vysokikh, A. N. Shaposhnikov, V. N. Berzhansky, S. Yu. Krasnoborodko, A. S. Lutovinov, M. F. Bulatov and D. V. Churikov // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2021. – Vol. 2086. – Art. N 012044.
- A18.** Carbon tip Aperture Cantilevers: Fabrication & Features in Near-Field Magneto-Optical Imaging / Yu. E. Vysokikh, **T. V. Mikhailova**, S. Yu. Krasnoborodko, A. S. Kolomiitsev, O. I. Ilin, A. N. Shaposhnikov, V. N. Berzhansky, M. F. Bulatov, D. V. Churikov, V. I. Shevyakov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2021. – Vol. 529. – Art. N 167837.
- A19.** Magnetic-force microscopy of thin Bi:IG films for thermomagnetic recording / Yu. E. Vysokikh, S. Yu. Krasnoborodko, Y. V. Danishevskaya, **T. V. Mikhailova**, A. S. Nedviga, V. N. Berzhansky, M. F. Bulatov, D. V. Churikov // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2019. – Vol. 1410. – Art. N 012224.
- A20.** Light polarization and intensity behaviour in aperture cantilevers with carbon tip created by focused ion beam / **T. V. Mikhailova**, Yu. E. Vysokikh, S. Yu. Krasnoborodko, A. S. Kolomiitsev, A. A. Fedotov // *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.* – 2019. – Vol. 699. – Art. N 012030.

- A21.** Scanning probe microscopy investigation of iron garnet films for magnetoplasmonics / A. N. Shaposhnikov, S. D. Lyashko, A. S. Nedviga, A. V. Karavainikov, E. Yu. Semuk, Yu. E. Vysokikh, **T. V. Mikhailova** // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. – 2019. – Vol. 699. – Art. N 012043.
- A22.** Bi-Substituted Iron Garnet Films for Thermomagnetic Recording, Photonics, and Plasmonics: Optimization of Synthesis Conditions Using Scanning Probe Microscopy / A. R. Prokopov, **T. V. Mikhailova**, E. V. Danishevskaya, A. N. Shaposhnikov, V. N. Berzhansky, A. V. Karavainikov, A. S. Nedviga, I. A. Nauhatsky, and E. T. Milyukova // Technical Physics. – 2019. – Vol. 64, No. 11. – P. 1709–1715.
- A23.** Magneto-optical properties of easy-plane and easy-axis garnet ferrite films for eddy current testing / N. V. Lugovskoy, V. N. Berzhansky, E. Yu. Semuk, S. D. Lyashko, A. N. Shaposhnikov, E. A. Evtukhova and **T. V. Mikhailova** // J. Phys.: Conf. Ser. – 2019. – Vol. 1410. – Art. N 012190.
- A24.** High Resolution Magneto-optical Microscopy of Bi:YIG-thin Films with Both Domains and Topography Characterization / Y. E. Vysokikh, S. Y. Krasnoborodko, M. F. Bulatov, D. V. Churikov, **T. V. Mikhailova** and A. N. Shaposhnikov // 2019 Photonics & Electromagnetics Research Symposium – Spring (PIERS-Spring). – Rome, Italy, 2019. – P. 1607–1611.
- A25.** Магнитно-силовая микроскопия доменной структуры феррит-гранатовых пленок-носителей термомагнитной записи / Ю. Е. Высоких, С. Ю. Краснобородько, В. И. Шевяков, В. Н. Бержанский, **Т. В. Михайлова**, А. Н. Шапошников, А. Р. Прокопов, А. С. Недвига // Известия вузов. Электроника. – 2017. – Том 22, № 6. – С. 596-601.
- A26.** Scanning probe microscopy of high-coercive iron garnet films / Y. V. Danishevskaya, A. S. Krikun, A. S. Nedviga, **T. V. Mikhailova** and V. N. Berzhansky // J. Phys. : Conf. Ser. – 2017. – Vol. 917. – Art. N 072004.

Патенты:

- A27.** Патент на полезную модель 179135 РФ, МПК G02F1/09 (2006.01). Плазмонный магнитофотонный кристалл / Шапошников А.Н., Прокопов А.Р., Каравайников А.В., Томилин С.В., **Михайлова Т.В.**, Бержанский В.Н., Бокова А.П. ; заявитель и патентообладатель ФГАОУ ВО Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского. – № 2017128601 ; заявл. 10.08.2017 ; опубл. 28.04.2018, Бюл. № 13.
- A28.** Патент на полезную модель 158802 РФ, МПК G02F 1/09, B82B 1/00, B82Y 20/00. Плазмонный магнитофотонный кристалл / Шапошников А.Н., Прокопов А.Р., Каравайников А.В., **Михайлова Т.В.**, Бержанский В.Н. ; заявитель и патентообладатель ФГАОУВО Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского. – № 2015135428/05 ; заявл. 20.08.2015 ; опубл. 20.01.2016, Бюл. № 2.
- A29.** Патент на полезную модель 169415 РФ, МПК G02F 1/09, B82B 1/00, B82Y 20/00. Магнитоплазмонный сенсор / Шапошников А.Н., Прокопов А.Р., Каравайников А.В., Бержанский В.Н., **Михайлова Т.В.** ; заявитель и патентообладатель ФГАОУВО Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского. – № 2016117864 ; заявл. 05.05.2016 ; опубл. 16.03.2017 ; Бюл. № 8.
- A30.** Патент на полезную модель 173144 РФ, МПК G02F 1/09. Магнитоплазмонный сенсор / Шапошников А.Н., Прокопов А.Р., Каравайников А.В., Бержанский В.Н., **Михайлова Т.В.** ; заявитель и патентообладатель ФГАОУВО Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского. – № 2016147603 ; заявл. 05.12.2016 ; опубл. 14.08.2017 ; Бюл. № 23.

Другие публикации:

- A31.** Дзедолик И. В., **Михайлова Т. В.**, Томилин С. В. Плазмоника микро- и наноструктур. От теории к эксперименту. – Симферополь: ПОЛИПРИНТ, 2022. – 284 с. ISBN 978-5-6048939-1-3.

A32. Bismuth- Substituted Iron Garnet Films for Magnetophotonics: Part A–Fabrication Methods and Microstructure Property Study / A. A. Voronov, **T. Mikhailova**, O. V. Borovkova, A. N. Shaposhnikov, V. N. Berzhansky, V. I. Belotelov // Inorganic and Organic Thin Films: Fundamentals, Fabrication and Applications. – 2021. – Vol. 1. – P. 125–159.

**СПИСОК ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ
ДИССЕРТАЦИИ**

- Б1.** Tamm plasmon-polaritons structures with Bi-substituted garnet layers / **T. V. Mikhailova**, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, A. V. Karavainikov, S. V. Tomilin, S. D. Lyashko, V. N. Berzhansky // Moscow International Symposium on Magnetism (MISM), Moscow, 1 – 5 July, 2017 : Book of Abstracts. – Moscow, M.V. Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, 2017. – P. 186.
- Б2.** Таммовские плазмон-поляритонные состояния и их применение в сенсорике / С. В. Томилин, А. Н. Шапошников, В. Н. Бержанский, А. Р. Прокопов, А. В. Каравайников, **Т. В. Михайлова**, С. Д. Ляшко, О. А. Томилина // XVII Международная конференция «Электромеханика, Электротехнологии, Электротехнические материалы и Компоненты» МКЭЭЭ-2018, 24-28 сентября 2018 : ТРУДЫ. – М. : ЗНАК. – 2018. – С. 14–16.
- Б3.** Магнитоплазмонные наноструктуры с оптическими таммовскими состояниями / **Т. В. Михайлова**, С. В. Томилин, С. Д. Ляшко, А. Р. Прокопов, А. Н. Шапошников, А. В. Каравайников, А. П. Бокова, В. Н. Бержанский // Нанопизика и наноэлектроника. Труды XXIII Международного симпозиума (Нижний Новгород, 11–14 марта 2019 г.) В 2 т. Том 1. — Нижний Новгород : Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2019. – С. 244–245.
- Б4.** Magneto-Optical Spectra of Magnetic Photonic Crystal with Composite (SiO₂-Au) Layer / **T. V. Mikhailova**, S. V. Osmanov // 8th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures “Saint Petersburg OPEN 2021”, Saint Petersburg, Russia, 2021, May 25-28 : book of abstr. – St Petersburg, 2021. – P. 310–311.
- Б5.** Магнитооптика магнитофотонных кристаллов с композитными слоями / А. Н. Шапошников, **Т. В. Михайлова**, С. Д. Ляшко, С. В. Османов,

- А. А. Федоренко, А. В. Каравайников, А. С. Недвига, Е. Т. Милюкова // Наноп физика и наноэлектроника. Труды XXV Международного симпозиума (Нижний Новгород, 9–12 марта 2021 г.) В 2 т. Том 1. — Нижний Новгород : Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2021. — С. 259–260.
- Б6.** Особенности морфологии самоорганизующихся наночастиц Au, полученных методом термоактивированной грануляции / О. А. Томилина, В. Н. Бержанский, С. В. Томилин, **Т. В. Михайлова**, Е. Т. Милюкова // Дни науки КФУ им. В.И. Вернадского : Сборник тезисов участников V научно-практической конференции профессорско-преподавательского состава, аспирантов, студентов и молодых ученых, Симферополь, 30 октября – 01 2019 года. – Симферополь: Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, 2019. – С 13–15.
- Б7.** Hybrid states of Tamm plasmon polaritons in nanostructures with Bi-substituted iron garnets / **T. V. Mikhailova**, S. D. Lyashko, S. V. Tomilin, A. N. Shaposhnikov, A. V. Karavainikov and V. N. Berzhansky // VII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» : BOOK OF ABSTRACTS. VOLUME I. – September 08–13, 2019. – Ekaterinburg, Russia M.N. Miheev Institute of Metal Physics UB RAS. – P. 403.
- Б8.** Vertical Shift of Magneto-optical Hysteresis Loop in Magneto-plasmonic Nanocomposite. Spectral Features // S. V. Tomilin, V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, S. D. Lyashko, **T. V. Mikhailova**, O. A. Tomilina // 6th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures "Saint-Petersburg OPEN 2019", St Petersburg, Russia, Apr. 22-25, 2019 : book of abstr. – St Petersburg, 2019. – P. 449–450.
- Б9.** Магнитоплазмонные эффекты в нанокompозите GGG/Au(NP)/Bi:YIG / С. В. Томилин, А. Н. Шапошников, В. Н. Бержанский, А. Р. Прокопов, А. В. Каравайников, **Т. В. Михайлова**, С. Д. Ляшко, О. А. Томилина // XVII Международная конференция «Электромеханика, Электротехнологии, Электротехнические материалы и Компоненты» МКЭЭЭ-2018, 24-28 сентября 2018 : ТРУДЫ. – М. : ЗНАК. – 2018. – С. 11–14.

- Б10.** Оптические свойства тонких металлических пленок при перколяционном переходе / О. А. Томилина, В. Н. Бержанский, С. В. Томилин, Е. Т. Милюкова, **Т. В. Михайлова**, А. Р. Прокопов // XVII Международная конференция «Электромеханика, Электротехнологии, Электротехнические материалы и Компоненты» МКЭЭЭ-2018, 24-28 сентября 2018 : ТРУДЫ. – М. : ЗНАК. – 2018. – С. 17-20.
- Б11.** Structural and phase transformations in ultrathin Au films during thermal-activated granulation / О. А. Tomilina, V. N. Berzhansky, S. V. Tomilin, E. T. Milyukova, **T. V. Mikhailova** // 6th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures "Saint-Petersburg OPEN 2019", St Petersburg, Russia, Apr. 22-25, 2019 : book of abstr. – St Petersburg, 2019. – P. 160–161.
- Б12.** Магнитоплазменная структура со взаимодействующими резонансами на локализованных плазмон-поляритонах и оптических таммовских состояниях / В. Н. Бержанский, А. В. Каравайников, С. Д. Ляшко, **Т. В. Михайлова**, И. А. Наухацкий, А. Р. Прокопов, С. В. Томилин, А. Н. Шапошников // XVII Международная конференция «Электромеханика, Электротехнологии, Электротехнические материалы и Компоненты» МКЭЭЭ-2018, 24-28 сентября 2018 : ТРУДЫ. – М. : ЗНАК. – 2018. – С. 17–20.
- Б13.** Исследование и модификация поверхности металлических слоев методами сканирующей зондовой микроскопии и литографии / В. О. Бублий, **Т. В. Михайлова** // IV научно-практическая конференция профессорско-преподавательского состава, аспирантов, студентов и молодых ученых «Дни науки КФУ им. В.И. Вернадского» : Сборник тезисов участников / Том 6. Физико-технический институт / Симферополь, 2018. – С. 68–69.
- Б14.** Плазмонные фотонные кристаллы и их применение в сенсорике / **Т. В. Михайлова**, С. Д. Ляшко, С. В. Томилин, А. П. Бокова, А. В. Каравайников, А. Р. Прокопов, А. Н. Шапошников и В. Н. Бержанский // IV научно-практическая конференция профессорско-

преподавательского состава, аспирантов, студентов и молодых ученых «Дни науки КФУ им. В.И. Вернадского»: Сборник тезисов участников / Том 6. Физико-технический институт / Симферополь, 2018. – С. 70–71.

- Б15.** Взаимодействие локализованных плазмон-поляритонов и оптических таммовских состояний в магнитоплазмонной структуре / В. Н. Бержанский, А. В. Каравайников, С. Д. Ляшко, **Т. В. Михайлова**, И. А. Наухацкий, А. Р. Прокопов, С. В. Томилин, А. Н. Шапошников // IV научно-практическая конференция профессорско-преподавательского состава, аспирантов, студентов и молодых ученых «Дни науки КФУ им. В.И. Вернадского»: Сборник тезисов участников / Том 6. Физико-технический институт / Симферополь, 2018. – С. 78–80.
- Б16.** Динамика изменения распределения островков по размерам в металлических плёнках при термоактивированной грануляции / О. А. Томилина, В. Н. Бержанский, С. В. Томилин, **Т. В. Михайлова** // IV научно-практическая конференция профессорско-преподавательского состава, аспирантов, студентов и молодых ученых «Дни науки КФУ им. В.И. Вернадского»: Сборник тезисов участников / Том 6. Физико-технический институт / Симферополь, 2018. – С. 80–82.
- Б17.** Гибридное состояние таммовских плазмон-поляритонов и микрорезонаторной моды в одномерном магнитофотонном кристалле / **Т. В. Михайлова**, С. В. Томилин, А. В. Каравайников, С. Д. Ляшко, В. Н. Бержанский, А. П. Бокова, А. Р. Прокопов и А. Н. Шапошников // XXIII международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах», 30 июня – 5 июля 2018, Москва : СБОРНИК ТРУДОВ. – М. : МИРЭА – Российский технологический университет, 2018. – С. 729–731.
- Б18.** Magneto-optical microcavity with Au plasmonic layer / **T. V. Mikhailova**, S. D. Lyashko, S. V. Tomilin, A. V. Karavainikov, A. R. Prokopov, A. N. Shaposhnikov, V. N. Berzhansky // 4th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures “Saint Petersburg

OPEN 2017”, St Petersburg, Russia, April 3-6, 2017 : book of abstr. – St Petersburg, 2017. – P. 476–477.

- B19.** Nano- and Micro-Scale Bi-Substituted Iron Garnets Films in Photonics, Plasmonics and Magneto-Optic Visualization // V. N. Berzhansky, A. V. Karavainikov, **T. V. Mikhailova**, A. R. Prokopov, A. G. Shumilov, A. N. Shaposhnikov, N. L. Lugovskoy, M. F. Kharchenko, Yu. M. Kharchenko, V. I. Belotelov // VI Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism" (EASTMAG-2016), August 15-19 : Abstracts. – Krasnoyarsk, Kirensky Institute of Physics, Russian Academy of Sciences, Siberian Branch – P. 295.
- B20.** One-Dimensional Photonic Crystals with Highly Bi-Substituted Iron Garnet Defect in Reflection Polar Geometry / **T. Mikhailova**, V. Berzhansky, A. Shaposhnikov, S. Lyashko // 3rd International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures “Saint Petersburg OPEN 2016”, St Petersburg, Russia, March 28 – 30, 2016 : BOOK of ABSTRACTS. – P. 431–432.
- B21.** Tamm magnetophotonic structures with Bi-substituted iron garnet layers at oblique incidence / **T. Mikhailova**, S. Tomilin, S. Lyashko, A. Shaposhnikov, A. Prokopov, A. Karavainikov, A. Bokova, V. Berzhansky // 5th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures "Saint-Petersburg OPEN 2018", St Petersburg, Russia, Apr. 2-5, 2018 : book of abstr. – St Petersburg, 2018. – P. 369–370.
- B22.** Nanostructures with magneto-optical and plasmonic response for optical sensors and nanophotonic devices / **T. V. Mikhailova**, A. N. Shaposhnikov, S. V. Tomilin, D. V. Alentiev // 6th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures "Saint-Petersburg OPEN 2019", St Petersburg, Russia, Apr. 22-25, 2019 : book of abstr. – St Petersburg, 2019. – P. 392–393.
- B23.** New Magneto-optical Effects in One-Dimensional Magnetophotonic Crystal Induced by Broken Spatial Symmetry / **T. Mikhailova**, D. Ignatyeva, P. Kapralov, S. Lyashko, V. Berzhansky, V. Belotelov // V International Baltic Conference on

Magnetism 2023, Svetlogorsk, Russia, August 20 — 24, 2023 : book of abstracts. — Svetlogorsk, 2023. — P. 169.

- Б24.** Ближнеполюсная поляризационная оптическая микроскопия на углеродных апертурных кантилеверах для характеристики доменной структуры и топографии тонких пленок / Ю. Е. Высоких, **Т. В. Михайлова**, С. Ю. Краснобородко, А. С. Коломийцев, О. И. Ильин, А. Н. Шапошников, В. Н. Бержанский, Д. В. Чуриков, М. Ф. Булатов // Оптические методы исследования потоков : Труды XVI Международной научно-технической конференции, Москва, 28 июня — 2 июля 2021 г. / под общей редакцией Ю.Н. Дубнищева, Н. М. Скорняковой. — М. : Перо, 2021. — С. 69–79.
- Б25.** Double layer magneto-active films for magnetophotonics and optomagnonics / **T. Mikhailova**, Yu. Vysokikh, A. Shaposhnikov, V. Berzhansky, S. Krasnoborodko // Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации (ARMIMP-2021) : материалы XIV междунар. конф., Астрахань, 5-7 окт. 2021. — М., 2021. — Т. XIV. — С. 71–72.
- Б26.** Особенности формирования магнитоплазмонных структур на основе структурированных ферритов-гранатов / С. В. Османов, С. Д. Ляшко, **Т. В. Михайлова**, Е. В. Скороходов, А. В. Каравайников, А. Л. Кудряшов, А. С. Недвига, А. И. Долгов, С. А. Гусев, В. Н. Бержанский, А. Н. Шапошников // XIX Международная конференция «Электромеханика, электротехнологии, электротехнические материалы и компоненты» (МКЭЭЭ-2022), Крым, Алушта, 27 сент. — 1 окт. 2022 г. : ТРУДЫ. — 2022. — С. 84–88.
- Б27.** Investigation of interference patterns by scanning near-field optical microscopy / **T. V. Mikhailova**, E.V. Skorokhodov, S. A. Gusev, I. V. Dzedolik // 9th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures «Saint-Petersburg OPEN 2022», May 24-27, 2022 : book of abstr. — St Petersburg, 2022. — 2 p.
- Б28.** Topological features of nanoplasmonic structures based on Bi-substituted iron garnets / S. V. Osmanov, **T. V. Mikhailova**, E. V. Skorokhodov, S. A. Gusev,

- A. L. Kudryashov, A. G. Shumilov, A. V. Karavainikov, A. S. Nedviga, A. I. Dolgov, A. N. Shaposhnikov // 9th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures «Saint-Petersburg OPEN 2022», May 24-27, 2022 : book of abstr. – St Petersburg, 2022. – 2 p.
- Б29.** Magnetoplasmonic structures with nanostructured layers of bismuth-substituted iron garnets / **T. V. Mikhailova**, S. D. Lyashko, E. V. Skorokhodov, S. V. Osmanov, A. V. Karavainikov, A. L. Kudryashov, A. S. Nedviga, S. A. Gusev, and A. N. Shaposhnikov // Sixth Asian School-Conference on Physics and Technology of Nanostructured Materials : Proceedings (Vladivostok, Russia, 25 – 29 April, 2022). – Vladivostok, Dalnauka, 2022. – P. 126–127.
- Б30.** Composite (SiO₂-Au) films for magnetophotonics / S. V. Osmanov, **T. V. Mikhailova**, A. L. Kudryashov, S. D. Lyashko, A. V. Karavainikov, A. S. Nedviga and A. N. Shaposhnikov // Sixth Asian School-Conference on Physics and Technology of Nanostructured Materials : Proceedings (Vladivostok, Russia, 25 – 29 April, 2022). – Vladivostok, Dalnauka, 2022. – P. 246–247.
- Б31.** Наноструктуры на основе метаповерхностей висмут-замещенных ферритов-гранатов меандрового типа / **Т. В. Михайлова**, С. Д. Ляшко, Е. В. Скороходов, С. В. Османов, А. В. Каравайников, А. С. Недвига, С. А. Гусев, А. Н. Шапошников // Нанопизика и наноэлектроника. Труды XXVI Международного симпозиума (Нижний Новгород, 14–17 марта 2022 г.) В 2 т. Том 1. — Нижний Новгород : Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2022. – С. 291–292.
- Б32.** Composite (SiO₂-Au) films for magnetophotonics / **T. V. Mikhailova**, S. D. Lyashko, S. V. Osmanov, A. V. Karavainikov, A. L. Kudryashov, A. S. Nedviga and A. N. Shaposhnikov // International Conference “Functional Materials”, ICFM-2021, Alushta, Crimea, Russia, October 4 – 8, 2021 : book of abstracts. – Alushta, 2021. – P. 147.
- Б33.** Iron-garnet films on various substrates for magnetoplasmonic structures / **T. V. Mikhailova**, S. V. Osmanov, E. V. Skorokhodov, S. A. Gusev, S. D. Lyashko, A. V. Karavainikov, A. L. Kudryashov, A. S. Nedviga,

E. T. Milyukova, E. Yu. Semuk, V. O. Boyko, V. V. Linnik, V. N. Berzhansky and A. N. Shaposhnikov // International Conference “Functional Materials”, ICFM-2021, Alushta, Crimea, Russia, October 4 – 8, 2021 : book of abstracts. – Alushta, 2021. – P. 146.

- Б34.** Garnet materials for nanophotonics: nanomechanical and Raman analysis / **T. V. Mikhailova**, Yu. E. Vysokikh, S. Yu. Krasnoborodko, V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, M. F. Bulatov, D. V. Churikov // International Conference “Functional Materials”, ICFM-2021, Alushta, Crimea, Russia, October 4 – 8, 2021 : book of abstracts. – Alushta, 2021. – P. 148.
- Б35.** Double layer magneto-active films for magnetophotonics and optomagnonics / **T. Mikhailova**, Yu. Vysokikh, A. Shaposhnikov, V. Berzhansky, S. Krasnoborodko // IV International Baltic Conference on Magnetism 2021, Svetlogorsk, Russia, August 29 — September 2, 2021 : book of abstracts. – Svetlogorsk, 2021. – P. 215.
- Б36.** Crystallization of bi-layers bi-substituted iron films / **T. V. Mikhailova**, Yu. E. Vysokikh, A. N. Shaposhnikov, V. N. Berzhansky, S. Yu. Krasnoborodko, A. S. Lutovinov // 8th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures “Saint Petersburg OPEN 2021”, Saint Petersburg, Russia, 2021, May 25-28 : book of abstr. – St Petersburg, 2021. – P. 258–259.
- Б37.** Динамика кристаллизации пленок ферритов-гранатов различной толщины при термическом отжиге / А. Н. Шапошников, А. А. Федоренко, **Т. В. Михайлова**, С. В. Османов, А. В. Каравайников, С. Д. Ляшко, Е. Т. Милюкова, А. С. Недвига, Е. Ю. Семук, В. Н. Бержанский // Нанопфизика и наноэлектроника. Труды XXV Международного симпозиума (Нижний Новгород, 9–12 марта 2021 г.) В 2 т. Том 1. — Нижний Новгород : Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2021. – С. 346–347.
- Б38.** Исследование влияния апертуры кантилевера атомно-силового микроскопа на поляризационные оптические и топографические измерения / Ю. Е. Высоких, **Т. В. Михайлова**, С. Ю. Краснобородько, М. Ф. Булатов,

Д. В. Чуриков // Методы и средства научных исследований : Материалы конференции-семинара, Москва, 14 октября 2020 года. – Москва: Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, 2020. – С. 28–31.

Б39. Магнитооптика высокого разрешения на углеродных апертурных кантилеверах для характеристики доменной структуры и топографии тонких пленок / **Т. В. Михайлова**, Ю. Е. Высоких, С. Ю. Краснобородько, А. С. Коломийцев, А. Н. Шапошников, В. Н. Бержанский, М. Ф. Булатов, Д. В. Чуриков // Нанопфизика и наноэлектроника. Труды XXIV Международного симпозиума (Нижний Новгород, 10–13 марта 2020 г.) В 2 т. Том 1. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2020. — С. 376–377.

Б40. Исследование тонких пленок, наноразмерных элементов и структур плазмоники / **Т. В. Михайлова**, И. В. Дзедолик, А. В. Шелаев, А. Н. Шапошников, С. Д. Ляшко, В. С. Перескоков, С. А. Гусев, Е. В. Скороходов, А. С. Недвига, Е. Ю. Семук, В. Н. Бержанский, А. В. Каравайников // Нанопфизика и наноэлектроника. Труды XXIV Международного симпозиума (Нижний Новгород, 10–13 марта 2020 г.) В 2 т. Том 1. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2020. — С. 378–379.

Б41. Light polarization and intensity behavior in aperture cantilevers with carbon tip created by focused ion beam / **T. V. Mikhailova**, Yu. E. Vysokikh, S. Yu. Krasnoborodko, A. S. Kolomiytsev, A. A. Fedotov // Scanning Probe Microscopy. Russia-China Workshop on Dielectric and Ferroelectric Materials : Abstract Book of Joint International Conference. – Ekaterinburg, August 25-28, 2019. – Ekaterinburg, Ural Federal University, 2019. – P. 286.

Б42. Scanning probe microscopy investigation of iron garnet films for magnetoplasmonics / A. N. Shaposhnikov, S. D. Lyashko, A. S. Nedviga, A. V. Karavainikov, E. Yu. Semuk, Yu. E. Vysokikh, **T. V. Mikhailova** // Scanning Probe Microscopy. Russia-China Workshop on Dielectric and Ferroelectric Materials : Abstract Book of Joint International Conference. –

Ekaterinburg, August 25-28, 2019. – Ekaterinburg, Ural Federal University, 2019. – P. 201.

- Б43.** Magnetic-force microscopy of thin Bi:IG films for thermomagnetic recording / Yu. E. Vysokikh, S. Yu. Krasnoborodko, Y. V. Danishevskaya, **T. V. Mikhailova**, A. S. Nedviga, V. N. Berzhansky, M. F. Bulatov, D V Churikov // 6th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures "Saint-Petersburg OPEN 2019", St Petersburg, Russia, Apr. 22-25, 2019 : book of abstr. – St Petersburg, 2019. – P. 595–596.
- Б44.** Исследование поверхностных и магнитных свойств сенсорных элементов методами оптической и зондовой микроскопии / Е. А. Евтухова, **Т. В. Михайлова** // Двадцать пятая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых учёных ВНКСФ–25 : Материалы конференции. – Екатеринбург – Ростов-на-Дону-Крым: издательство АСФ России, 2019. – С. 418.
- Б45.** Пленки Bi-замещенных ферритов-гранатов для термомагнитной записи, фотоники и плазмоники: оптимизация условий синтеза с использованием сканирующей зондовой микроскопии / **Т. В. Михайлова**, Е. В. Данишевская, А. Р. Прокопов, А. Н. Шапошников, В. Н. Бержанский, А. В. Каравайников, А. С. Недвига // Нанозифика и нанозлектроника. Труды XXIII Международного симпозиума (Нижний Новгород, 11–14 марта 2019 г.) В 2 т. Том 1. — Нижний Новгород : Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2019. – С. 371–372.
- Б46.** Исследование доменной структуры сенсорных элементов методами оптической и зондовой микроскопии / Е. А. Евтухова, **Т. В. Михайлова** // IV научно-практическая конференция профессорско-преподавательского состава, аспирантов, студентов и молодых ученых «Дни науки КФУ им. В.И. Вернадского» : Сборник тезисов участников / Том 6. Физико-технический институт / Симферополь, 2018. – С. 74–75.

- Б47.** Magnetic force microscopy investigation of domain structure and magnetic recording patterns in high-coercive garnet films with low Curie temperature / Yu. E. Vysokikh, **T. V. Mikhailova**, S. Yu. Krasnoborodko, V. I. Shevyakov, A. R. Prokopov, A. S. Nedviga, A. N. Shaposhnikov, V. N. Berzhansky, Y. V. Danishevskaya // International conference “Scanning Probe Microscopy”, Ekaterinburg, August 28-30, 2017 ; Youth conference “Application of probe microscopy in research and development”, Ekaterinburg, August 27-30, 2017 : Abstract Book. – Ekaterinburg, Ural Federal University, 2017. – P. 273–274.
- Б48.** Application of scanning probe microscopy methods to control the synthesis technology of multilayer structures with Bi-substituted iron garnets / A. S. Krikun, A. N. Shaposhnikov, A. V. Karavainikov, A. R. Prokopov, **T. V. Mikhailova**, V. N. Berzhansky // International conference “Scanning Probe Microscopy”, Ekaterinburg, August 28-30, 2017 ; Youth conference “Application of probe microscopy in research and development”, Ekaterinburg, August 27-30, 2017 : Abstract Book. – Ekaterinburg, Ural Federal University, 2017. – P. 124–125.
- Б49.** Scanning probe microscopy of high-coercive iron garnet films / Y. V. Danishevskaya, A. S. Krikun, A. S. Nedviga, **T. V. Mikhailova**, V. N. Berzhansky // 4th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures “Saint Petersburg OPEN 2017”, St Petersburg, Russia, April 3-6, 2017 : book of abstr. – St Petersburg, 2017. – P. 516–517.
- Б50.** Scanning probe microscopy of high-coercive iron garnet films / V. N. Berzhansky, Y. V. Danishevskaya, **T. V. Mikhailova**, A. S. Krikun, A. S. Nedviga // XVI International Conference “Electromechanics, Electrotechnology, Electromaterials and Components” ICEEE-2016, Крым, Алушта, 19 сентября – 24 сентября 2016 : Abstracts. – P. 32–34.
- Б51.** Double-layer complexly substituted ferrite-garnet films for magneto-optical applications: a view through the depth / V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, A. V. Karavainikov, **T. V. Mikhailova**, P. Chapon // XVI International Conference “Electromechanics, Electrotechnology, Electromaterials

and Components” ICEEE-2016, Крым, Алушта, 19 сентября – 24 сентября 2016 : Abstracts. – P. 42–43.

Б52. Surface morphology and magnetic domain structure of bismuth substituted iron garnet films / V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, A. S. Nedviga, A. R. Prokopov, A. S. Krikun, **T. V. Mikhailova**, Y. V. Danishevskaya, A. V. Shelaev and Yu. E. Vysokikh // MAGNETIC MATERIALS. NEW TECHNOLOGIES (BICMM-2016), Lystvyanka village, Irkutsk region, Russia August 22nd– 26th 2016 : Abstracts of 7th Baikal International Conference. – Irkutsk : Publishing of Reprocetr A1, 2016. – P. 144–145.

Б53. The Effect of the Ion Etching of Sputtered Bi:YIG Films on Their Surface Morphology and Magneto-Optical Properties / V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, A. V. Karavainikov, **T. V. Mikhailova**, V. I. Belotelov, N. E. Khokhlov, Yu. E. Vysokikh // XXII International Conference ION-SURFACE INTERACTION ISI-2015, Moscow, Russia, August 20 – 24, 2015 : Proceedings. – Vol. 1. – P. 97–101.