

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ**  
**РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования  
«КРЫМСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени В.И. ВЕРНАДСКОГО»  
Физико-технический институт

На правах рукописи

**СЕМУК ЕВГЕНИЙ ЮРЬЕВИЧ**

**ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ПЛЕНКАХ  
ВИСМУТ-ЗАМЕЩЕННЫХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ**

1.3.8 – Физика конденсированного состояния

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физ.-мат. наук, доцент  
Полулях Сергей Николаевич

Симферополь

2023

## Оглавление

<b>ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ.....</b>	<b>5</b>
<b>ВВЕДЕНИЕ.....</b>	<b>6</b>
<b>1. ТОНКИЕ МАГНИТНЫЕ ПЛЕНКИ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ</b>	<b>21</b>
1.1. Кристаллическая структура и магнитные свойства ферритов гранатов	21
1.1.1. Кристаллическая структура граната .....	21
1.1.2. Обменные взаимодействия в редкоземельных ферритах-гранатах	25
1.1.3. Свободная энергия ферромагнетика .....	28
1.2. Ферромагнитный резонанс в ЭПФГ .....	39
1.2.1. Частота ферромагнитного резонанса .....	39
1.2.2. Эффективное поле магнитной анизотропии .....	44
1.2.3. Ширина линии ФМР .....	46
<b>2. ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ КАТИОН ЗАМЕЩЕННОГО ФЕРРИТА ГРАНАТА ВИСМУТА .....</b>	<b>53</b>
2.1. Эпитаксиальный синтез пленок ферритов гранатов .....	53
2.2. Магнитная анизотропия эпитаксиальных пленок катион замещенного феррита граната висмута .....	56
2.2.1. Ферромагнитный резонанс при изменении угла между направлением магнитного поля и нормалью к поверхности пленки .....	58
2.3. Ферромагнитный резонанс в многослойных пленках катион замещенного феррита граната висмута .....	60
2.4. Краткие выводы к Главе 2 .....	67

<b>3. ПЛЕНКИ ВИСМУТ-СОДЕРЖАЩЕГО ФЕРРИТА ГРАНАТА, ВЫРАЩЕННЫЕ МЕТОДОМ РЕАКТИВНОГО ИОННО-ЛУЧЕВОГО РАСПЫЛЕНИЯ.....</b>	<b>68</b>
3.1. Метод реактивного ионно-лучевого распыления.....	68
3.2. Спектры ферромагнитного резонанса в пленках висмут-содержащего феррита граната .....	71
3.3. Обсуждение результатов ФМР эксперимента .....	77
3.4. Влияние типа подложки на формирование магнитной анизотропии .....	81
3.5. Зависимость ширины линии ФМР от угла между направлением магнитного поля и плоскостью пленки .....	88
3.6. Краткие выводы к Главе 3.....	94
<b>4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЧАСТОТНОЙ РАЗВЕРТКИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ НИЗКОПОЛЕВЫХ СПЕКТРОВ ФМР.....</b>	<b>97</b>
4.1. Описание экспериментальной установки.....	97
4.2. Низкополевые спектры ФМР тонких пленок катион-замещенных ферритов гранатов.....	100
4.3. Полевые зависимости частоты ФМР .....	103
4.4. Анизотропия .....	104
4.5. Ширина линии ФМР .....	107
4.6. Доменная структура.....	109
4.7. Упругие колебания.....	112
4.7.1. Модуляция спектров ФМР модами упругих колебаний.....	113
4.7.2. Модификация акустических мод при изменении внешнего поля	116
4.7.3. Упругий резонанс в системе пленка-подложка .....	119

4.7.4. Магнитоупругое возбуждение упругих волн.....	121
4.7.5. Обсуждение результатов.....	125
4.8. Фотоиндуцированная модификация спектров ФМР.....	128
4.8.1. Измерительная ячейка для регистрации фотоиндуцированных эффектов	128
4.8.2. Влияние температуры и света на спектры ФМР .....	129
4.8.3. Фотоиндуцированное подавление магнитоупругих эффектов	134
4.8.4. Зависимость частоты ФМР от плоскости поляризации линейно поляризованного света .....	136
4.9. Краткие выводы к Главе 4.....	139
<b>ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ.....</b>	<b>142</b>
<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....</b>	<b>145</b>
<b>СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ .....</b>	<b>158</b>
<b>БЛАГОДАРНОСТИ.....</b>	<b>164</b>

## ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

ГГГ	– Гадолиний-галлиевый гранат
КМЦГГГ	– Гадолиний-галлиевый гранат, легированный кальцием, магнием и цирконием
ЖИГ	– Железо-иттриевый гранат
Bi: IG	– Висмут-замещенный феррит-гранат
СВЧ	– Сверхвысокие частоты
ЭПФГ	– Эпитаксиальная пленка ферритов-гранатов
ЭПР	– Электронный парамагнитный резонанс
ФМР	– Ферромагнитный резонанс
ДС	– Доменная структура
ЛП	– Легкая плоскость
ЛО	– Легкая ось
МФК	– Магнито-фотонный кристалл
РЗИ	– Редкоземельные ионы
АСМ	– Атомно-силовая микроскопия
ЖФЭ	– Жидкофазная эпитаксия
РИЛР	– Реактивное ионно-лучевое распыление
ОЛН	– Ось легкого намагничивания

## ВВЕДЕНИЕ

**Актуальность работы.** Диссертационная работа посвящена исследованию методом ФМР магнитных свойств пленок (эпитаксиальных и синтезированных методом реактивного ионно-лучевого распыления) висмут-замещенных ферритов-гранатов.

Кристаллическая структура ферритов-гранатов устойчива к широкому кругу катионных замещений, что позволяет создавать материалы с различными физическими свойствами. Высокая магнитная и упругая добротность, а также высокая магнитная проницаемость делает эти материалы востребованными в электронике и технике СВЧ [1]. В отличие от объемных материалов, тонкопленочные структуры на основе ферритов-гранатов являются оптически прозрачными, а введение в состав гранатов катионов висмута значительно усиливает магнитоактивные свойства пленок. Это позволяет успешно применять пленки на основе висмут-замещенных ферритов-гранатов при создании магнитооптических устройств.

Висмут-замещенные ЭПФГ применяются в вихретоковой дефектоскопии [А7]. При этом такие пленки должны обладать достаточно большим значением эффекта Фарадея и заданным типом магнитной анизотропии. Развитие магнитооптических методов анализа пространственно-неоднородных магнитных полей стимулировало синтез ЭПФГ с комбинированной магнитной анизотропией, что может приводить к наклону оси легкого намагничивания (ОЛН) по отношению к нормали к плоскости пленки. У этих пленок доменная структура (ДС) может иметь разнообразную конфигурацию. [2]. ЭПФГ с комбинированной магнитной анизотропией, а также с магнитной анизотропией типа «легкая плоскость» (ЛП) перспективны при использовании их в устройствах визуализации и топографирования пространственно-неоднородных магнитных полей, когда необходим

аналоговый вид преобразованного изображения. Кроме того, они интересны при изучении процессов намагничивания [3, 4].

Физико-химические свойства, спин-переориентационные переходы, магнитная восприимчивость, особенности процессов перемагничивания  $B_i$  –содержащих эпитаксиальных феррит-гранатовых пленок со сложным характером магнитной анизотропии исследовались в работах [2, 5-11]. Знание особенностей перемагничивания таких пленок, определяемых в том числе параметрами магнитной анизотропии, может послужить основой для создания новых устройств.

Пленки ферритов-гранатов, выращенные методом жидкофазной эпитаксии, достаточно часто имеют слоистую структуру [2, 12, 13, 14, 15], что влияет на эффективность их работы в устройствах магнитооптической визуализации [А6, А7]. В работах [2, 16] многослойные пленки были исследованы индуктивно-частотным методом. Наличие слоев и их магнитные свойства могут быть также исследованы методом ферромагнитного резонанса (ФМР) [17, 18, 19].

Вариации химического состава и условий синтеза пленок ферритов-гранатов влияют как на их магнитные параметры, так и на зависимости этих параметров от толщины пленки.

На этапе отработки технологии получения пленок важно определять эти параметры. Представляется актуальным дальнейшее экспериментальное и теоретическое исследование магнитных свойств ЭПФГ методом ФМР.

Магнитные пленки феррит-гранатов, синтезированные методом реактивного ионно-лучевого распыления (РИЛР), активно исследуются, как с целью изучения фундаментальных проблем магнетизма, так и в связи с перспективностью применения таких структур. Так пленки на основе  $B_i$  – замещенных ферритов-гранатов, обладающие высокими магнитооптическими и оптическими характеристиками в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, используются в качестве магнитных

компонентов одномерных магнито-фотонных кристаллов (МФК), работающих на эффекте Фарадея [А5],[20].

На основе одномерных МФК, создается новое поколение магнитооптических устройств, таких как устройства для памяти [21], магнитооптические пространственные модуляторы света со скоростью переключения несколько ГГц [22, 23, 24], оптические вентили и высокочувствительные датчики магнитного поля [25].

К параметрам магнитооптических слоев предъявляются многочисленные часто взаимоисключающие требования (удельное Фарадеевское вращение, прозрачность в заданном диапазоне длин волн, большая намагниченность, одноосная магнитная анизотропия, содержание  $V_i$ , параметр ячейки и др.), которые нужно учитывать при синтезе пленочных структур. Так большие значения эффекта Фарадея реализуются в ферритах гранатов с максимальным содержанием висмута. Синтез качественных пленок с высоким содержанием  $V_i$  на традиционную для гранатов подложку ГГГ довольно проблематичен из-за большого рассогласования параметров решеток пленки и подложки (из-за большого радиуса иона  $V_i^{3+}$ ). Но, как показано в работах [26, 27], пленки с высокой концентрацией  $V_i$  можно вырастить на буферном подслое с более низким содержанием висмута.

В МФК обычно реализуются схемы, при которых свет падает нормально на поверхность пленки магнитоактивного элемента. Поскольку угол Фарадеевского вращения пропорционально зависит от проекции намагниченности среды на направление распространения света, то в идеальном случае намагниченность в гранатовой пленке должна иметь высокое значение и ориентироваться вдоль нормали к поверхности образца.

С другой стороны, в пленках с высокими значениями намагниченности сильная анизотропия формы может привести к изменению величины и типа магнитной анизотропии, например, с анизотропии типа «легкая ось» (ЛО) на анизотропию типа «легкая плоскость» (ЛП). В этом случае для получения



максимального значения эффекта Фарадея понадобится прикладывать значительно большее внешнее магнитное поле.

В двухслойных пленках возможно также действие обменного и магнитостатического взаимодействий между магнитными слоями, которые способны повлиять на ориентацию равновесного магнитного момента. В работах [28, 29, 30] теоретически исследовалось влияние межслоевого взаимодействия на результирующие свойства многослойных магнитных пленок. Процессы перемагничивания и возможные механизмы такого взаимодействия в многослойных пленочных структурах изучались в работе [31].

В МФК в качестве немагнитных компонентов могут выступать слои на основе оксидов типа  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$ , и др. В качестве подложек используется ГГГ, двуокись кремния  $\text{SiO}_2$ .

Исследование влияния типа подложки на магнитную анизотропию многослойных наноструктур на основе пленок  $\text{Vi}$ -замещенных ферритов-гранатов также представляет интерес.

Синтез пленок ферритов-гранатов часто сопровождается образованием различных дефектов (микротрещины, шероховатости поверхности, границы ориентированных в различных направлениях кристаллитов), которые приводят к модификации спектра ФМР.

Определение параметров ФМР, исследование поведения ширины линии ФМР от различных технологических факторов, являются важными задачами при отработке технологии синтеза пленок с заданными характеристиками.

Эпитаксиальные пленки феррит-гранатов являются интересным объектом для исследования магнитоупругих взаимодействий. Благодаря высокой добротности спиновых и упругих мод колебаний, ЭПФГ эффективно демонстрируют динамическое взаимодействие магнитной и упругой подсистем [32]. При совпадении частот и волновых векторов спиновой и упругой волн возникает магнитоакустический резонанс. В результате

гибридизации колебаний появляются квазиупругие волны со скоростью, отличной от скорости упругой волны в среде [32, 33, 34]. Как правило, динамические магнитоупругие взаимодействия проявляются в ФМР или в спин-волновых экспериментах. За счет магнитоупругих взаимодействий переменная (прецессирующая) намагниченность может возбуждать сдвиговые (поперечные) моды упругих колебаний [35,36]. Упругие колебания, сформированные за счет магнитоупругих взаимодействий в магнитной пленке, распространяются в немагнитной подложке. Результат магнитоупругого взаимодействия наблюдается в виде модуляции спин-волновых спектров набором узких линий, соответствующих акустическому резонансу упругих мод колебаний по толщине структуры пленка-подложка [35, 37, 38, 39].

Обратный эффект – возбуждение прецессии намагниченности с помощью поверхностных акустических волн наблюдался, например, в эпитаксиальных слоях  $(\text{Ga, Mn})(\text{As, P})$  [40].

Широкое распространение для исследования магнитоупругих взаимодействий получили также слабые ферромагнетики – антиферромагнетики со скосом магнитных подрешеток. В этих материалах магнитоупругие взаимодействия оказываются намного сильнее дипольных вследствие малости вектора ферромагнетизма. Кроме того, спин-волновая акустика в антиферромагнитных структурах позволяет рассматривать эти структуры как особый класс магнитоакустических метаматериалов [41].

Возобновление интереса к таким явлениям в настоящее время обусловлено, в частности тем, что благодаря наличию углового момента у поперечной упругой волны, появляются возможности передачи углового момента магнитной пленке через немагнитную подложку [42, 43, 44, 45]. В этом случае упругие моды можно рассматривать, как фононную накачку, влияющую на ФМР пленки [42].

В работах [35, 37, 39, 45], поперечные упругие моды экспериментально были обнаружены при намагничивании пленок перпендикулярно их

плоскости. С другой стороны, для магнитных сердечников датчиков магнитных полей используются ЭПФГ с планарным расположением намагниченности и слабой магнитной анизотропией в плоскости пленки [46, 47, 48]. Поэтому представляются интересными исследование ферромагнитного резонанса в слабых магнитных полях, лежащих в плоскости таких пленок.

Изучению эффектов, связанных с фотоиндуцированным изменением магнитных свойств вещества также посвящено большое число работ, которые достаточно подробно рассмотрены в обзоре [49]. Например, облучение линейно поляризованным светом может приводить к изменению одноосной магнитной анизотропии или к появлению фотоиндуцированных механических напряжений. Наиболее сильно эти эффекты проявляются в примесных кристаллах ЖИГ, где имеет место зависимость величины фотомагнитного эффекта от направления поляризации света относительно осей кристалла [49, 50]. Природа этих эффектов связана с наличием примесных фотоактивных центров, формирующихся в результате зарядовой компенсации в катион-замещенных гранатах [49].

Действие неполяризованного света проявляется в изменении кубической магнитной анизотропии [51]. Фотоиндуцированное уменьшение магнитоупругих взаимодействий наблюдалось экспериментально в работе [52] при магнитоупругом возбуждении основной моды упругих колебаний круглой монокристаллической пластины, ориентированной в плоскости (110). Эффект наблюдался после засветки образца лампой накаливания во внешнем магнитном поле при температуре жидкого азота. В работе [53] сообщается о фотоиндуцированном изменении магнитоупругих взаимодействий, которое обнаружено при изучении магнитострикции монокристаллических образцов ЖИГ после засветки лампой накаливания, как при температуре жидкого азота, так и при комнатной температуре.

Возрождение интереса к индуцированной светом модификации магнитной анизотропии обусловлено развитием фотоники и связано с

экспериментами по сверхбыстрому перемагничиванию эпитаксиальных пленок висмут-замещенного [54] и кобальт-замещенного [55] феррита-граната иттрия при комнатной температуре. В работах [54, 55] перемагничивание осуществлялось мощными фемтосекундными импульсами линейно поляризованного лазерного излучения, которые индуцируют изменение магнитной кристаллографической анизотропии при комнатной температуре. Наряду с модификацией магнитной анизотропии, механизмы сверхбыстрого перемагничивания также могут быть обусловлены как тепловыми эффектами, так и нелинейными оптомагнитными эффектами: обратный эффект Фарадея (в циркулярно поляризованном свете) и обратный эффект Коттона-Мутона (в линейно поляризованном свете) [56].

Представляются интересными исследования фотوماгнитных эффектов в катион-замещенных ЭПФГ новых составов.

**Связь работы с научными программами, планами, темами.** Диссертационная работа выполнена на базе кафедры экспериментальной физики и отдела функциональных материалов и нанотехнологий Крымского Федерального университета имени В.И. Вернадского в рамках следующих научно-технических и научно-исследовательских работ по проектам:

«Эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов с различными типами магнитной анизотропии для топографирования магнитных полей», сроки выполнения – 06.2007-12.2008. Источник финансирования – Конкурсное финансирование МОН (проект ГФФИ – БРФФИ – 2007). НИР № 659/07 (Ф14/299-2007). № ГР 0107U006204.

«Изготовление образцов ЖИГ для создания макета квантового процессора на магнетонных кубитах», сроки выполнения – 01.06.2022-30.06.2024. Источник финансирования – Договор на выполнение научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ № 11/6-15Д-1272.

«Регистрация сигналов магнито-резонансной томографии в слабых полях с помощью сенсоров магнитного поля, основанных на магнитоупорядоченных материалах», сроки выполнения – 01.07.2018-30.10.2021. Источник

финансирования – Грант РФФИ № 18-29-02120. № ГР АААА-А18-118072090012-1.

«Нанопотоника феррит-гранатовых пленок и структур для нового поколения квантовых устройств», сроки выполнения – 09.12.2019-31.12.2021. Источник финансирования – Грант в форме субсидии из федерального бюджета для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущего ученого (Мегагрант) № 075-15-2019-1934.

«Создание многослойных наноразмерных магнитооптических сред и устройств управления светом для систем передачи и обработки информации», сроки выполнения – 01.01.2013-31.12.2014. Источник финансирования – конкурсное финансирование МОН Украины, МОН Республики Крым, НИР № 306/13. № ГР 0123U000219.

«Монокристаллические пространственные преобразователи для магнитооптической вихретоковой интроскопии», сроки выполнения – 01.01.2011-31.12.2012. Источник финансирования – Грант МОНУ. НИР № 287/11. № ГР 0111u000505.

«Разработка наноразмерных магнитооптических сенсорных сред», сроки выполнения – 01.01.2015-31.12.2016. Источник финансирования Конкурсное финансирование: госзадание Минобрнауки России (субсидия), НИР № 2015/701-2. № ГР 115052150070.

**Цель и задачи исследования.** Развитие путей применения ферромагнитного резонанса, как метода контроля свойств пленок ферритов гранатов с целью анализа магнитной анизотропии, неоднородной по толщине пленки структуры, магнитоупругих и фотомагнитных эффектов.

**Решаемые в работе задачи:** для достижения данной цели в рамках диссертации поставлены и решаются следующие **задачи:**

1. Анализ возможных структурных неоднородностей эпитаксиальных пленок ферритов гранатов, синтезируемых для применения в устройствах

магнитооптической визуализации пространственно-неоднородных магнитных полей.

2. Анализ влияния типа подложки, межслоевого взаимодействия и химического состава на магнитную анизотропию элементов фотонных наноструктур на основе пленок ферритов-гранатов, синтезированных методом реактивного ионно-лучевого распыления.

3. Определение параметров пленок ферритов гранатов по особенностям угловых зависимостей спектров ФМР.

4. Регистрация и анализ тонкой структуры частотных спектров ФМР в эпитаксиальных пленках висмут-содержащих ферритов гранатов с анизотропией типа «легкая плоскость» в слабых магнитных полях, близких к переходу пленок в полидоменное состояние.

5. Оценка влияния фотоиндуцированной магнитной анизотропии на модификацию низкополевых частотных спектров ФМР в эпитаксиальных пленках висмут-содержащих ферритов гранатов.

**Методология и методы исследования.** Для определения магнитных параметров пленок ферритов-гранатов использовался метод ферромагнитного резонанса. Наряду с хорошо известными методами регистрации спектров ферромагнитного резонанса с помощью полевой развертки при фиксированной частоте, использовались также современные методики регистрации спектров ФМР путем частотной развертки.

Трансформация доменной структуры при перемагничивании магнитных пленок исследовалась магнитооптическим методом, основанным на эффекте Фарадея. Решение уравнений, описывающих ФМР и аппроксимация экспериментальных угловых зависимостей ФМР спектров реализованы с использованием численных методов.

#### **Научная новизна результатов.**

1. Показано, что при эпитаксиальном синтезе пленок ферритов гранатов состава  $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$  с анизотропией типа «легкая плоскость» на

интерфейсе пленка-подложка возможно формирование магнитного слоя с анизотропией «легкая ось».

2. Впервые методом ФМР исследованы магнитоактивные элементы одномерных магнитофотонных кристаллов на основе висмутовых ферритов  $(\text{BiYGd})_3(\text{FeAl})_3\text{O}_{12}/\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Показано, что при синтезе структур методом ионно-лучевого распыления на подложку  $\text{SiO}_2$  в них формируется анизотропия типа «легкая плоскость», а при синтезе на монокристаллическую подложку ГГГ ориентации (111) слабая одноосная анизотропия проявляется на фоне доминирующей кубической кристаллографической анизотропии.

3. Методом ФМР установлено, что магнитная анизотропия, формирующаяся в процессе синтеза наноразмерных пленок  $\text{Bi:IG}$ , синтезированных методом ионно-лучевого распыления на монокристаллическую подложку ГГГ ориентации (111), имеет 60-ти градусную симметрию, обусловленную вкладом третьей константы гексагональной одноосной анизотропии.

4. Экспериментально зарегистрированы низкополевые частотные спектры ФМР в эпитаксиальных пленках составов  $\text{BiY}_2\text{Fe}_{4.4}\text{Sc}_{0.6}\text{O}_{12}$ ,  $\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Gd}_{5-y-z}\text{Sc}_y\text{Ga}_z\text{O}_{12}$ ,  $\text{Tm}_3\text{Fe}_{5-x}\text{Sc}_x\text{O}_{12}$  и  $\text{Y}_{3-x}\text{La}_x\text{Fe}_{5-y-z}\text{Sc}_y\text{In}_z\text{O}_{12}$ . В спектрах ФМР, зарегистрированных по частотной развертке, обнаружена тонкая структура, связанная с наличием дополнительных линий. Частотный интервал между линиями для различных образцов лежит в диапазоне 3.2 – 3.9 МГц и соответствует резонансу упругих мод поперечных колебаний по толщине структуры пленка подложка.

5. В низкополевых спектрах ФМР эпитаксиальных пленок  $\text{BiY}_2\text{Fe}_{4.4}\text{Sc}_{0.6}\text{O}_{12}$  экспериментально обнаружен фотоиндуцированный сдвиг частоты ФМР и фотоиндуцированное подавление магнитоупругих взаимодействий, несвязанные с термическими эффектами. Экспериментально показано, что вклад эффектов, связанных с направлением поляризации света,

составляет примерно 10% от основного, независящего от направления поляризации света сдвига частоты ФМР.

**Основные положения, выносимые автором на защиту:**

1. Показано, что эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов состава  $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ , используемые в устройствах магнитооптической визуализации, могут иметь двухслойную структуру. Основной слой, обладающий большим магнитным моментом, имеет анизотропию типа «легкая плоскость», а слой вблизи интерфейса, обладает меньшим по величине магнитным моментом и имеет анизотропию типа «легкая ось».

2. Основной магнитоактивный слой, синтезированный ионно-лучевым напылением граната  $\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  непосредственно на плоскость (111) гадолиний галлиевого граната, демонстрирует анизотропию типа «легкая плоскость» в сочетании с гексагональной магнитной анизотропией. Вклад гексагональной анизотропии приводит к выходу намагниченности из плоскости пленки на угол до  $30^\circ$ . Использование буферных слоев с малым рассогласованием параметра ячейки и анизотропией типа «легкая ось» (составы  $\text{BiGd}_{1.5}\text{Y}_{0.5}\text{Fe}_{4.2}\text{Al}_{0.8}\text{O}_{12}$  или  $\text{Bi}_{0.95}\text{Gd}_{1.45}\text{Lu}_{0.3}\text{Y}_{0.3}\text{Fe}_{4.35}\text{Al}_{0.65}\text{O}_{12}$ ) приводит к интегральной анизотропии типа «легкая плоскость» в сочетании с кубической. Вклад кубической анизотропии соответствует плоскости (111) подложки и обеспечивает выход намагниченности из плоскости пленки в пределах  $10^\circ - 20^\circ$ .

3. В случае фотонных кристаллов на основе  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  слоев магнитоактивный слой, состоящий из буферного слоя состава  $\text{BiGd}_{1.5}\text{Y}_{0.5}\text{Fe}_{4.2}\text{Al}_{0.8}\text{O}_{12}$  или  $\text{Bi}_{0.95}\text{Gd}_{1.45}\text{Lu}_{0.3}\text{Y}_{0.3}\text{Fe}_{4.35}\text{Al}_{0.65}\text{O}_{12}$  и основного  $\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  слоя, полученный ионно-лучевым напылением на  $\text{SiO}_2$  подложку, демонстрирует доминирующий вклад анизотропии типа «легкая плоскость» в сочетании с кубической анизотропией в плоскости пленки. Увеличение вклада анизотропии типа «легкая плоскость» интегрального



магнитоактивного слоя на  $SiO_2$  подложке незначительно, до 10%, выше, чем в случае монокристаллической подложки из гадолиний галлиевого граната.

4. При использовании частотной развертки для регистрации спектров ФМР в магнитных полях, лежащих в плоскости пленки с анизотропией типа «легкая плоскость», в спектрах ФМР экспериментально регистрируются дополнительные спектральные линии, соответствующие резонансу поперечных мод упругих колебаний по толщине структуры пленка-подложка. Возбуждение упругих колебаний реализуется в результате магнитоупругих взаимодействий в пленке феррита граната, а зависимость амплитуды упругих колебаний от частоты определяется толщиной пленки. На частотах, соответствующих целому числу длин волн упругих колебаний по толщине пленки, амплитуда спектральных линий падает до нуля.

5. Облучение эпитаксиальных пленок с магнитной анизотропией типа «легкая плоскость» линейно поляризованным светом (длина волны 680 нм) при комнатной температуре приводит к фотоиндуцированной модификации магнитной анизотропии и подавлению магнитоупругих взаимодействий, что проявляется в фотоиндуцированном сдвиге частоты ФМР и в уменьшении амплитуды упругих колебаний. Наряду с основным, не зависящим от направления поляризации света вкладом, выделен дополнительный фотоиндуцированный вклад, который описывается материальным тензором четвертого ранга.

**Достоверность.** Результаты исследований, проведенных в диссертационной работе, являются достоверными, поскольку получены на основе использования известных методик на современном экспериментальном оборудовании. При расчетах также были использованы проверенные методы теории ферромагнитного резонанса, которые привели хорошему соответствию с экспериментальными результатами.

**Теоретическая и практическая значимость работы.** В ходе выполнения работы были получены результаты, имеющие фундаментальное,

и прикладное значение при создании устройств на основе висмут-замещенных пленок ферритов-гранатов.

Теоретическая значимость диссертационной работы заключается в расширении представлений об обменных взаимодействиях, механизмах формирования магнитной анизотропии и магнитоупругих взаимодействиях, фотоиндуцированной модификации спектров ферромагнитного резонанса.

Данные об особенностях формирования магнитной анизотропии в однослойных и двуслойных гранатовых пленках, могут быть применены при проектировании и изготовлении, магнито-фотонных кристаллов, устройств для магнитооптической дефектоскопии и т.д. Так при работе нанокompозита состава  $\text{Bi}_{1.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Al}_{0.5}\text{O}_{12}/\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , в структуре магнитофотонного кристалла, слой с низкой концентрацией Bi подмагничивает основной магнитоактивный слой с высокой концентрацией Bi таким образом, что требуется меньшее внешнее магнитное поле для насыщения образца в направлении распространения света.

Примененный комплекс методов исследования магнитных свойств гранатовых пленок позволяет решать задачи по оптимизации технологических условий при синтезе магнитных микро- и наноструктур с заданными техническими характеристиками.

Результаты диссертационной работы, можно рекомендовать для использования в научно-исследовательских лабораториях, деятельность которых связана с созданием и исследованием свойств пленок ферритов гранатов и различных структур на их основе.

**Личный вклад автора.** Цель и задачи исследования в рамках данной работы, а также основные теоретические положения разработаны совместно с научным руководителем доктором физ.-мат. наук, доцентом С.Н. Полулях. Диссертант принимал непосредственное участие в постановке задач исследования. В работах, опубликованных в соавторстве, диссертантом лично проведена вся экспериментальная и измерительная работа, связанная с

регистрацией и обработкой ФМР спектров пленок ферритов-гранатов, магнитооптическими исследованиями перестройки доменной структуры при перемагничивании пленок, травлению образцов пленок, изготовлению полосковых линий, используемых в качестве измерительных ячеек.

Расчеты, анализ и интерпретация полученных результатов проведены автором совместно с научным руководителем. Диссертант также совместно с научным руководителем представлял доклады на конференциях и семинарах, принимал участие в подготовке научных статей.

**Апробация результатов диссертации.** Основные результаты работы были представлены на следующих международных конференциях, семинарах и симпозиумах:

Международные конференции “Функциональные материалы” «ICFM-2007», «ICFM-2009», «ICFM-2011», (Украина, Крым, Партенит), «ICFM-2013» (Украина, Ялта, 2013), «ICFM-2021» (РОССИЯ, Крым, Алушта, 2021). «Актуальные проблемы физики твердого тела» (Минск, 2007). 16-я Международная конференция. «Electromechanics, Electrotechnology, Electromaterials And Components» «IEEE-2016» (Россия, Крым, Алушта, 2016)

«Двадцать пятая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых» «ВНКСФ-25» (2019). VII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» «EASTMAG–2019», (Россия, Екатеринбург, 2019). Международная конференция «Scanning Probe Microscopy. Russia-China Workshop on Dielectric and Ferroelectric Materials» «SPM-2019-RCWDFM (Россия, Екатеринбург, 2019). 6th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures "Saint-Petersburg OPEN 2019" (St Petersburg, 2019). Труды XVIII Международной конференции "Электротехника, электротехнологии, электротехнические материалы и компоненты" «МКЭЭЭ-2020», (РОССИЯ, Крым, Алушта, 2020). Труды XXV Международного. Симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2021). IV International Baltic Conference on Magnetism 2021

(Svetlogorsk, 2021). XXIV Международная научная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» «НМММ-2021» (Москва, 2021).

**Публикации.** По материалам диссертации опубликовано 30 научных трудов, из которых:

- 11 статей в рецензируемых научных журналах;
- 18 статей в сборниках трудов научных конференций и тезисы докладов;
- 1 патент на изобретение.

Полный список публикаций приведен в конце работы.

**Структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, благодарностей и списка использованных источников и двух приложений. Общий объем диссертации составляет 164 страницы машинописного текста, включая 39 рисунков и 7 таблиц. Список использованных источников содержит 123 наименования.

# 1. ТОНКИЕ МАГНИТНЫЕ ПЛЕНКИ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

## 1.1. Кристаллическая структура и магнитные свойства ферритов гранатов

### 1.1.1. Кристаллическая структура граната

Ферриты представляют собой химические соединения оксида железа  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  с оксидами других металлов. Ковалентные связи металл-кислород демонстрируют высокую степень ионности так, что кислород рассматривается как анион, а в качестве катионов выступают ионы металлов.

Кристаллическая структура редкоземельных феррит-гранатов обладает кубической симметрией: пространственная группа  $O_h^{10} = Ia\bar{3}d$ , точечная группа  $m\bar{3}m$  [57, 58, 59]. Кубическая объёмно-центрированная элементарная ячейка граната состоит из восьми одинаковых октантов. Каждый из октантов представляет собой куб с ребром, равным половине параметра элементарной ячейки и соответствует одной формульной единице  $\text{R}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , где R – редкоземельный ион.

Анионы кислорода  $\text{O}^{2-}$  образуют матрицу, не являющуюся плотнейшей упаковкой, а катионы занимают позиции в пустотах, образующихся при укладке анионов [60]. В структуре граната формируются анионные пустоты трех типов (рис. 1.1):

- тетраэдрические пустоты ( $d$  - позиции катионов) образованы четырьмя анионами, расположенными в вершинах тетраэдра,
- октаэдрические пустоты ( $a$  - позиции катионов) образованы шестью анионами, расположенными в вершинах октаэдра,

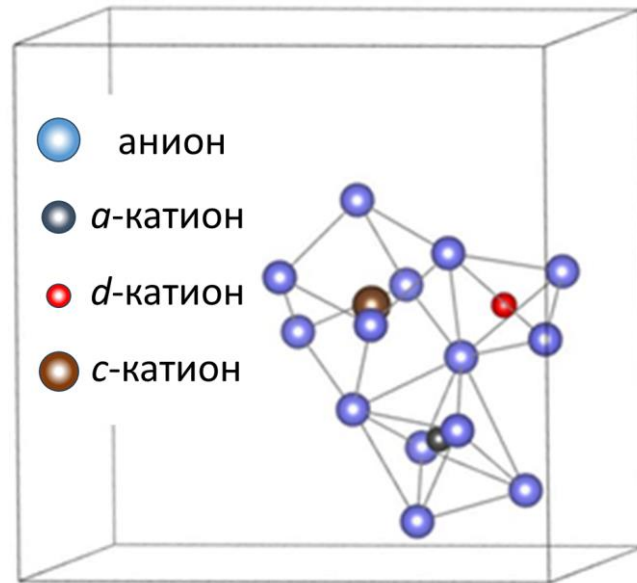


Рис. 1.1. Позиции анионов кислорода и катионов в структуре граната: тетраэдрические (*d*); октаэдрические (*a*); додекаэдрические (*c*).

– додекаэдрические пустоты (*c* - позиции катионов) образованы восемью анионами, расположенными в вершинах додекаэдра, представляющего собой искаженный куб, грани которого преломлены диагональными ребрами.

Все катионные позиции заняты ионами, вакантные позиции в структуре граната отсутствуют.

Каждый ион кислорода принимает участие в формировании одного октаэдра, одного тетраэдра и двух додекаэдров. Додекаэдр имеет общие ребра (кислород – кислород) с двумя тетраэдрами, четырьмя октаэдрами и четырьмя другими додекаэдрами (еще два ребра являются индивидуальными). Каждый полиэдр имеет также ребра, не принадлежащие другим полиэдрам. Размер всех полиэдров и углы между связями для разных феррит-гранатов приведены в [61, 62].

Координационные тетраэдр или октаэдр можно рассматривать как элементы, из которых строится кристалл.

Локальная симметрия позиций, занятых ионами, ниже, чем кубическая симметрия элементарной ячейки [63].

Анионы кислорода  $O^{2-}$  ( $96 h$ ) занимают общие положения с триклинной симметрией (точечная группа 1) [63]. Положение ионов  $O^{2-}$  обладают тремя степенями свободы ( $h$  - позиции), которые допускают смещение по трем координатам ( $x, y, z$ ) без искажения общей кубической структуры кристалла. Значения смещений анионов зависит прежде всего от размера катионов, входящих в структуру граната.

Деформации координационных многогранников проявляются в нарушении равенства длин ребер. Расстояния от центра катиона до ионов  $O^{2-}$ , находящихся в вершинах соответствующего многогранника, остаются одинаковыми, по крайней мере для позиций  $a$  и  $d$ . В додекаэдрических позициях имеется два различных типа указанных расстояний.

Локальная симметрия додекаэдрических ( $24 c$ ) позиций – орторомбическая (точечная группа  $222$ ). В кубической ячейке граната существует 6 неэквивалентных  $c$  - позиций, различающихся направлением локальных осей симметрии второго порядка.

В октаэдрических ( $16 a$ ) позициях локальная симметрия тригональная (точечная группа  $\bar{3}$ ). Имеется четыре неэквивалентные  $a$  - позиции, различающиеся направлением оси симметрии третьего порядка.

В тетраэдрических ( $24 d$ ) позициях локальная симметрия тетрагональная (точечная группа  $\bar{4}$ ). В тетраэдрах возникает два типа неэквивалентных мест.

Благодаря своим уникальным магнитным свойствам, широкое распространение в вычислительной технике, радиоэлектронике, радиотехнике и магнитооптике получил железо-иттриевый гранат (ЖИГ)  $Y_3Fe_5O_{12}$ , а также катион-замещенные ферриты-гранаты на его основе.

Особенности структуры граната, обусловленные свободным упорядочением координационных тетраэдров, приводят к большой селективности для радиуса катиона при выборе анионного полиэдра.

Вероятность распределения катионов по позициям  $c$ ,  $a$  и  $d$  в структуре граната зависит, в первую очередь, от их размеров и конфигурации электронных оболочек.

Если электронная оболочка ионов обладает сферической симметрией как в октаэдрическом, так и в тетраэдрическом кристаллическом поле, то решающим для распределения становятся размеры. Большие ионы, например,  $\text{Sc}^{3+}$ ,  $\text{Fe}^{2+}$ ,  $\text{In}^{3+}$ ,  $\text{Ti}^{4+}$ ,  $\text{Pt}^{4+}$  а также редкоземельные ионы (РЗИ) с малым ионным радиусом, размещаются преимущественно в октаэдрических  $a$  - позициях и изоморфно замещают трехвалентное железо в  $a$  - подрешетке. Меньшие ионы, например,  $\text{Ga}^{3+}$ ,  $\text{Al}^{3+}$ ,  $\text{Si}^{4+}$ ,  $\text{Ge}^{4+}$  предпочтительно замещают ионы железа  $\text{Fe}^{3+}$  в  $d$  - подрешетке.

В додекаэдрических позициях могут находиться ионы с радиусами, лежащими в пределах от 0,9 до 1,2 Å, фактически независимо от электронной конфигурации. Из магнитных ионов к их числу относятся прежде всего некоторые ионы группы железа, в частности  $\text{Mn}^{2+}$ , а также РЗИ. Предпочтения в заполнении катионами  $c$   $a$   $d$  - позиций можно найти в [64].

Чтобы структура граната типа  $\text{R}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  была стабильной, отношение радиусов  $r(\text{R}^{3+})/r(\text{Fe}^{3+})$  не должно превышать значение приблизительно 1,7. Эти условия не выполняются для таких крупных ионов как  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Pr}^{3+}$  и  $\text{La}^{3+}$ . Додекаэдрическая подрешетка в этом случае может быть лишь частично занята названными ионами. Число их определяется тем, что, по крайней мере, среднее значение ионного радиуса должно удовлетворять приведенному выше условию. Если все  $c$  - позиции должны быть заняты ионами  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Pr}^{3+}$ , то часть ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в позициях  $a$  - решетки должна быть замещена ионами с большим ионным радиусом, например  $\text{Sc}^{3+}$  или  $\text{In}^{3+}$  [65].

При использовании  $\text{Ge}^{4+}$  или  $\text{Si}^{4+}$  для сохранения электронейтральности вводятся в таком же количестве ионы  $\text{Ca}^{2+}$ . Этот ион имеет большой ионный радиус и занимает додекаэдрическую позицию, вытесняя из нее РЗИ. Если,



например, кобальт входит в гранат в виде иона  $\text{Co}^{2+}$ , то для зарядовой компенсации вводятся ионы  $\text{Si}^{4+}$ ,  $\text{V}^{5+}$ .

### 1.1.2. Обменные взаимодействия в редкоземельных ферритах-гранатах

Магнитные свойства редкоземельных ферритов-гранатов хорошо изучены для железо-иттриевого граната  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  [66]. Это соединение является базовым для анализа магнитных свойств других ферритов гранатов с различным катионным замещением. В общем случае в структуре граната имеется три кристаллографически неэквивалентных подрешетки ( $a$ ,  $c$  и  $d$ ) магнитных ионов. В случае, когда ионами  $\text{R}^{3+}$  являются немагнитные ионы  $\text{Y}^{3+}$  или  $\text{Lu}^{3+}$ , магнитными ионами являются ионы трехвалентного железа  $\text{Fe}^{3+}$ , расположенные в  $a$  - и  $d$  - позициях кристаллической решетки. Ион  $\text{Fe}^{3+}$  является  $3d$ -ионом с наполовину заполненной оболочкой. Спин такого иона равен  $5/2$ , а орбитальным моментом, в силу влияния электрического кристаллического поля, в первом приближении можно пренебречь. Тогда на один ион  $\text{Fe}^{3+}$  приходится магнитный момент  $5\mu_B$ , где  $\mu_B$  – магнетон Бора.

Если катионные позиции в структуре граната заняты магнитными ионами, то существует возможность возникновения ферромагнетизма. Ближайшее окружение каждого катиона представлено только анионами кислорода. Волновые функции катионов непосредственно не перекрываются и магнитное упорядочение обусловлено сверхобменным взаимодействием с участием анионов кислорода [63, 67]. Согласно полуэмпирическим правилам Гуденафа и Канамори [68, 69] перекрывание  $p$  - орбитали аниона с  $d$  - орбиталями соседних катионов приводит к антиферромагнитной связи, величина которой тем больше, чем ближе угол связи  $\text{Fe}^{3+} - \text{O}^{2-} - \text{Fe}^{3+}$  к  $180$  градусам и чем меньше расстояние между анионом и катионом.

В решетке граната преобладающим является антиферромагнитное сверхобменное взаимодействие между ионами  $\text{Fe}^{3+}$ , находящимися в разных подрешетках ( $a$  и  $d$ ); угол цепочки  $\text{Fe}^{3+}(a) - \text{O}^{2-} - \text{Fe}^{3+}(d)$  составляет примерно  $127^\circ$  (Рис. 1.2).

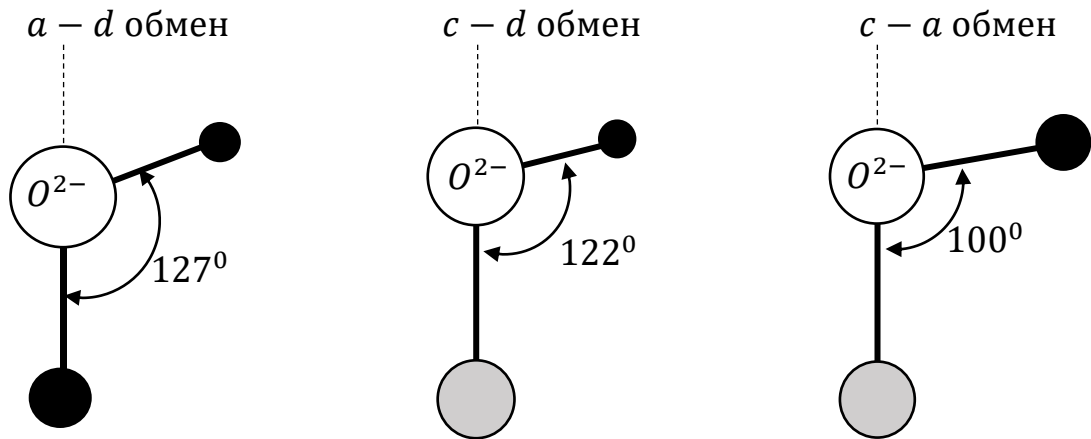


Рис. 1.2. К вопросу о сверхобменных взаимодействиях в ЖИГ.

Внутриподрешеточные обменные взаимодействия совсем малы из-за неблагоприятного расположения ионов внутри подрешеток. Общий анион кислорода для ближайших друг к другу  $a$ -катионов отсутствует и сверхобменная цепочка должна быть длиннее, чем для  $a-d$  связи. Аналогичная ситуация имеет место и для  $d$ -катионов.

Если в  $c$ -подрешетке находятся магнитные ионы, то возникает сверхобменное взаимодействие между этими ионами и ионами железа. Угол связи в цепочке  $\text{R}^{3+}(c) - \text{O}^{2-} - \text{Fe}^{3+}(d)$  равен  $122,2^\circ$  (Рис. 1.2) и антиферромагнитное взаимодействие в этой цепочке является следующим по величине после  $a-d$  обмена. Отрицательная обменная связь между ионами  $\text{R}^{3+}(c)$  и  $\text{Fe}^{3+}(a)$  еще слабее, так как угол связи  $\text{R}^{3+}(c) - \text{O}^{2-} - \text{Fe}^{3+}(a)$  близок к  $100^\circ$  (Рис. 1.2). Внутриподрешеточные обменные взаимодействия в  $c$ -подрешетке пренебрежимо малы вследствие того, что угол связи

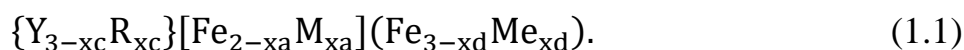
составляет  $104,7^\circ$ , а расстояние между ионами достаточно велико, порядка  $2,43 \text{ \AA}$ .

Температура Нееля (температура Кюри  $T_c$ ) редкоземельных ферритов–гранатов определяется главным образом сильными обменными взаимодействиями между ионами  $\text{Fe}^{3+}$  в тетра- и октаэдрических подрешетках и составляет  $568 \pm 20 \text{ K}$  [64]. Слабое влияние редкоземельных ионов на обмен между подрешетками железа обосновано в работе [64].

Величина намагниченности в феррит–гранатах является наибольшей ( $\sim 1750 \text{ Гс}$ ), когда в состав граната входят немагнитные ионы  $\text{Y}^{3+}$  или  $\text{Lu}^{3+}$ , а в случае магнитных РЗИ, уменьшается пропорционально намагниченности редкоземельной подрешетки, достигая минимума для иона  $\text{Gd}^{3+}$  с его наполовину заполненной  $4f$  - оболочкой [64].

Полная намагниченность  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_d + \mathbf{M}_a + \mathbf{M}_c$  представляет собой векторную сумму намагниченностей  $\mathbf{M}_d$ ,  $\mathbf{M}_a$  и  $\mathbf{M}_c$  подрешеток  $d$ ,  $a$  и  $c$ , соответственно. Намагниченности двух подрешеток ионов железа  $\mathbf{M}_d$  и  $\mathbf{M}_a$  антипараллельны друг другу, так что они эквивалентны одной подрешетке с намагниченностью, соответствующей одному иону железа. Намагниченность редкоземельной подрешетки  $\mathbf{M}_c$  антипараллельна намагниченности ионов железа в тетраэдрической подрешетке  $\mathbf{M}_d$ .

При замещении катионов соединения  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  другими трехвалентными ионами химическую формулу легированного соединения можно представить в виде:



Здесь фигурными, квадратными и круглыми скобками выделены  $c$ -,  $a$ - и  $d$ - катионы, соответственно,  $\text{R}$  – редкоземельный ион,  $\text{M}$  и  $\text{Me}$  – катионы, замещающие  $a$ - и  $d$ - катионы железа, соответственно. Магнитный момент  $\mu$ ,

приходящийся на одну формульную единицу (1.1) при температуре  $T = 0$  К можно оценить по формуле:

$$\mu = (1 + x_a - x_d)\mu_{Fe} + x_d \mu_{Me} - x_a \mu_M - x_c \mu_R, \quad (1.2)$$

где  $\mu_{Fe}$ ,  $\mu_{Me}$ ,  $\mu_M$  и  $\mu_R$  – магнитные моменты соответствующих ионов. В частности, несложно видеть, что диамагнитное  $\mu_{Me} = 0$  разбавление тетраэдрической ( $d$ ) подрешетки приводит к уменьшению магнитного момента, а диамагнитное разбавление октаэдрической ( $a$ ) подрешетки  $\mu_M = 0$ , наоборот, увеличивает магнитный момент  $\mu$  и, соответственно, намагниченность катион-замещенного граната.

### 1.1.3. Свободная энергия ферромагнетика

Анализ магнитных свойств феррит гранатовых пленок часто осуществляется с использованием феноменологического подхода, основанного на анализе взаимодействий, зависящих от намагниченности материала [70]. При температуре  $T = 0$  К в заданном внешнем поле выражение для плотности полной энергии магнитного материала  $E$  представимо в виде:

$$E = E_{ex} + E_Z + E_a, \quad (1.3)$$

$$E_Z = -(\mathbf{M} \mathbf{H}). \quad (1.4)$$

Здесь  $E_{ex}$  – плотность обменной энергии,  $E_Z$  – плотность Зеемановской энергии (взаимодействие намагниченности  $\mathbf{M}$  с магнитным полем  $\mathbf{H}$ ),  $E_a$  – плотность энергии магнитной анизотропии.

С точки зрения термодинамики величина  $E$  является магнитной энтальпией, минимум которой при  $T = 0$  К, и заданном  $\mathbf{H}$ , является условием равновесия системы. При  $T > 0$  К и заданном  $\mathbf{H}$  условием равновесия будет

являться минимум свободной энергии  $E_F = E - ST$ . Вклад энтропийного члена  $-ST$  учитывается при высоких температурах [71].

При исследовании однородных колебаний намагниченности можно обойтись без явной записи энтропийного члена  $-ST$ . В этом случае будем полагать, что выражение (1.3) определяет свободную энергию, (так же, как при  $T = 0$  К) без члена  $(-ST)$ . Но проекции  $\mathbf{M}$  входящие во все члены (1.3), будут теперь проекциями намагниченности при данной температуре. При этом член  $(-ST)$  распределился по остальным членам свободной энергии  $E_F$ , а феноменологические материальные константы, входящие в (1.3), будут функциями температуры [71].

Остановимся подробнее на основных соотношениях, описывающих взаимодействия, учтенных в (1.3).

### ***Обменная энергия.***

Строго говоря, обменное взаимодействие возникает между магнитными моментами взаимодействующих ионов. Выражение для таких взаимодействий представляется квантовомеханически, через операторы спина взаимодействующих атомов. Для расчета плотности энергии в кристалле необходимо провести суммирование по узлам кристаллической решетки.

При континуальном подходе ферримагнетик рассматривается как ферромагнетик, намагниченность которого равна векторной сумме намагниченностей подрешеток, и плотность обменной энергии можно записать в виде:

$$E_{ex} = \frac{1}{2} A_{ij} \frac{\partial M}{\partial x_i} \frac{\partial M}{\partial x_j}, \quad (1.5)$$

где  $x_i, x_j$  – пространственные координаты,  $M$  – намагниченность,  $A_{ij}$  – компоненты тензора неоднородного обменного взаимодействия, вид которого определяется симметрией кристалла. В частности, для простой кубической

решетки для описания неоднородного обмена достаточно задать обменную константу  $A$ . Выражение для плотности обменной энергии имеет вид:

$$E_{ex} = A ((\Delta\alpha_1)^2 + (\Delta\alpha_2)^2 + (\Delta\alpha_3)^2), \quad (1.6)$$

где  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  – направляющие косинусы локальной намагниченности. Фактически выражение (1.5) записано для ферромагнетика и показывает, что энергия магнетика, обусловленная этим взаимодействием, должна возрастать при непараллельности соседних моментов. В случае однородных колебаний намагниченности вкладом (1.5) в полную энергию (1.3) можно пренебречь. Эффекты, связанные с пространственно неоднородным распределением намагниченности проявляются при спин-волновых возбуждениях. Кроме того, при возбуждении спиновых волн могут проявляться эффекты, связанные с наличием нескольких магнитных подрешеток в ферримагнетике. Однако, такие эффекты выходят за рамки настоящей работы.

#### ***Энергия магнитной анизотропии.***

Слагаемое  $E_a$  описывает зависимость энергии (1.3) от направления намагниченности в кристалле. В случае эпитаксиальных пленок ферритов гранатов следует различать два вклада в энергию магнитной анизотропии. Первый вклад обусловлен естественной магнитной кристаллографической анизотропией  $E_a^K$ . Второй вклад – энергией наведенной одноосной анизотропии  $E_a^N$ .

#### ***Энергия магнитной кристаллографической анизотропии.***

Если направление намагниченности насыщения  $M_s$  задано направляющими косинусами  $\alpha_i$  ( $i=1,2,3$ ), то  $E_a^K = E_a^K(\alpha_i)$ . Это выражение принято разлагать в ряд по направляющим косинусам, удерживая члены разложения с четными степенями  $\alpha_i$ , и удовлетворяющие симметрии кристаллической структуры. В частности, для кубических кристаллов

выражение для энергии магнитной кристаллографической анизотропии в системе координат, связанной с ребрами куба, имеет вид [71, 72, 73]:

$$E_a^K = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2. \quad (1.7)$$

Здесь  $K_1$  и  $K_2$  – первая и вторая константы кубической анизотропии, соответственно. Анализ литературы показывает, что в большинстве случаев достаточно ограничиться лишь первым членом разложения (1.7). Однако в некоторых случаях, например, зависимость частоты ФМР от направления намагниченности в плоскости (111) кубического кристалла, слагаемое с  $K_1$  не вносит вклад и необходимо учитывать второе слагаемое в (1.7). Учет членов разложения более высокого порядка в работах по магнетизму встречается крайне редко.

Явный вид вклада кубической анизотропии  $E_a^K$ , выраженный в сферической системе координат через углы  $\theta_M$  и  $\varphi_M$ , определяющие направление намагниченности (рис. 1.3), зависит от кристаллографической ориентации пленки.

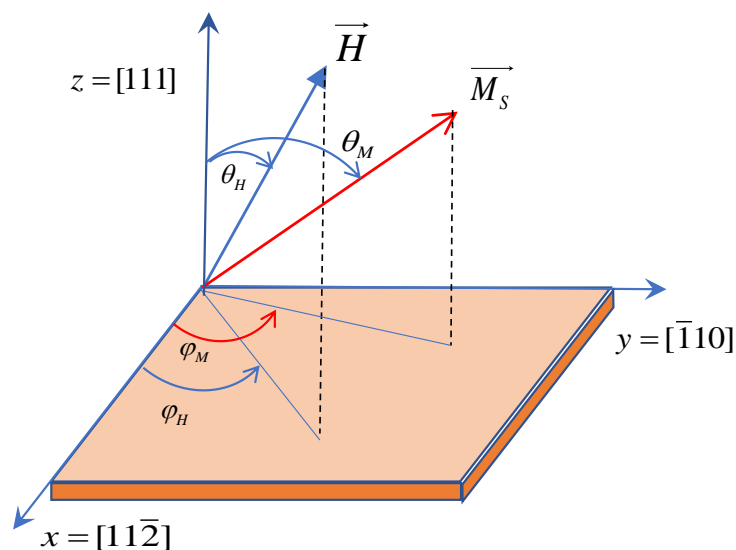


Рис. 1.3. Координатная система, связанная с (111) пленкой.

В настоящей работе основное внимание уделено пленкам, плоскость которых совпадает с кристаллографической плоскостью (111) кубического кристалла. В этом случае с образцом (с пленкой) удобно связать систему координат, в которой ось  $x$  совпадает с кристаллографическим направлением  $[11\bar{2}]$ , ось  $y$  – с направлением  $[\bar{1}10]$ , а ось  $z$  – с направлением  $[111]$ , которое лежит вдоль нормали к плоскости пленки (рис. 1.3).

Переход из главной системы координат кубического кристалла в систему координат, связанную с пленкой (111), осуществляется с помощью матрицы [73]:

$$\mathcal{A} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{6}} & -\frac{2}{\sqrt{6}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

В системе координат, связанной с пленкой (111), из (1.7) можно получить

$$E_a^K(\theta_M, \varphi_M) = K_1 \left( \frac{\sin^4 \theta_M}{4} + \frac{\cos^4 \theta_M}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta_M \cos \theta_M \cos 3\varphi_M \right) + \frac{K_2}{216} (5\sqrt{2} \cos^3 \theta_M - 3\sqrt{2} \cos \theta_M - 2 \sin^3 \theta_M \cos 3\varphi_M)^2. \quad (1.9)$$

Второй, важный для нас, случай магнитной анизотропии имеет место для одноосных кристаллов. Одноосная анизотропия имеет место в кристаллах с выделенной осью симметрии высшего порядка, либо в кристаллах с единственной плоскостью симметрии. В последнем случае выделенная ось направлена перпендикулярно плоскости. Для одноосного случая



$$E_a^U = K_u \sin^2 \theta_M, \quad (1.10)$$

где  $\theta_M$  – полярный угол, задающий направление намагниченности относительно выделенной оси (рис. 1.3),  $K_u$  – константа одноосной анизотропии. Несложно видеть, что при  $K_u > 0$  реализуется анизотропия типа «легкая ось», а при  $K_u < 0$  – «легкая плоскость». Выражение (1.10) содержит лишь первый член разложения  $E_a(\alpha_i)$  по направляющим косинусам. Явный вид членов разложения высших порядков зависит от сингонии [63, 71, 72].

***Энергия наведенной одноосной анизотропии.***

В монокристаллических пленках ферритов-гранатов возникновение наведенной одноосной анизотропии обусловлено следующими механизмами: ростовым и магнитострикционным. К наведенной одноосной анизотропии также относят анизотропию формы. Энергию наведенной одноосной анизотропии можно представить в виде:

$$E_a^N = E_a^G + E_{me} + E_{dem} \quad (1.11)$$

Здесь  $E_a^G$  – плотность энергии ростовой анизотропии,  $E_{me}$  – плотность магнитоупругой энергии,  $E_{dem}$  – плотность энергии размагничивания.

***Энергия ростовой анизотропии магнитных пленок.***

Энергия ростовой анизотропии  $E_a^G$  обусловлена характерными особенностями процесса роста пленок. В монокристаллических гранатовых пленках энергия ростовой магнитной анизотропии обычно является доминирующей над энергией кристаллографической анизотропией.

Основным механизмом, вызывающим появление ростовой анизотропии в монокристаллических пленках гранатов, является предпочтительное распределение редкоземельных ионов по некоторым позициям в кристаллической решетке в зависимости от направления роста, параметров

процесса выращивания и идентичности ионов. В гранатах, имеющих кубическую структуру, ростовая анизотропия создает одноосность.

Для кубических монокристаллических пленок плотность ростовой энергии анизотропии в первом приближении имеет вид [74]:

$$E_a^G = F(\alpha_1^2\beta_1^2 + \alpha_2^2\beta_2^2 + \alpha_3^2\beta_3^2) + \\ + G(\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2 + \alpha_2\alpha_3\beta_2\beta_3 + \alpha_3\alpha_1\beta_3\beta_1), \quad (1.12)$$

где  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  – направляющие косинусы намагниченности,  $\beta_1, \beta_2, \beta_3$  – направляющие косинусы направления роста пленки,  $F$  и  $G$  – материальные константы. Направляющие косинусы  $\alpha_i$  и  $\beta_i$  заданы в главной системе координат кубического кристалла. В сферической системе координат с отсчетом полярного угла  $\theta_M$  от нормали к пленке для пленок типа (100) получаем

$$E_a^G = F - F \sin^2 \theta_M. \quad (1.13)$$

В случае пленки (111)

$$E_a^G = \frac{F + G}{3} - \frac{G}{2} \sin^2 \theta_M. \quad (1.14)$$

Сравнивая (1.13), (1.14) с (1.10) получаем простую одноосную анизотропию с  $K_u = -F$  и  $K_u = -G/2$  для пленок (100) и (111), соответственно. Можно также показать, что для пленки типа (110) выражение (1.12) приводит к простой одноосной анизотропии только в специальном случае  $G = 2F$ . В общем случае реализуется ромбическая анизотропия, что приводит к дополнительной анизотропии в плоскости пленки.

Для пленок, выращенных на ГГГ подложках, ростовую анизотропию можно объяснить в рамках модели, основанной на зависимости ионного упорядочения в додекаэдрических позициях от различия ионных радиусов [75, 76, 77]. В этой модели предполагается, что ионы с большими и меньшими радиусами предпочитают занимать две группы с – позиций. Крупные ионы предпочитают те позиции, заполнение которых магнитными ионами приводит к возникновению в (111) – пленках анизотропии с  $K_u > 0$ , а мелкие ионы – позиции, соответствующие  $K_u < 0$ . Равномерное заполнение магнитными ионами обеих групп позиций приводит к  $K_u = 0$ .

В работах [75, 76, 77] для константы одноосной ростовой анизотропии  $K_u^G$  используется выражение

$$K_u^G = \frac{A}{A_0} K_{ij} n_i n_j, \quad (1.15)$$

где  $n_i$  – содержание (в формульных единицах)  $c$ -катионов с большим радиусом  $r_i$ ,  $n_j$  – содержание  $c$ -катионов с меньшим радиусом  $r_j$ ,  $A$  и  $A_0$  – константы обменного взаимодействия для замещенного и незамещенного феррит-гранатов ( $A_0 \approx 3,7$  пДж/м),  $K_{ij}$  – коэффициенты, зависящие от разности ионных радиусов  $\Delta r_{ij} = r_i - r_j$ . Значения  $K_{ij}$  и  $\Delta r_{ij}$  для некоторых пар ионов можно найти в [77].

Наряду с неравномерным распределением различных катионов по  $c$ -позициям граната существенный вклад в одноосную анизотропию может давать анизотропия, наведенная напряжениями, которые возникают при различии параметров решеток пленки и подложки [74].

### ***Магнитоупругая энергия.***

Вклад  $E_{me}$  в (1.11) описывает влияние упругих деформаций на энергию кристалла [67]

$$E_{me} = B_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \varepsilon_{kl}. \quad (1.16)$$

Здесь  $B_{ijkl}$  – компоненты тензора магнитоупругих модулей,  $\varepsilon_{kl}$  – компоненты тензора упругих деформаций. Магнитоупругие взаимодействия приводят, в частности, к магнитострикции и численные значения величин  $B_{ijkl}$  могут быть получены из констант магнитострикции [67].

Если не предпринимать специальных мер для обеспечения равенства постоянных решеток пленки и подложки, то пленка с необходимостью будет находиться в напряженном состоянии [74]. Связь возникающего напряжения  $\sigma_0$  с разностью постоянной решетки подложки  $a_s$  и постоянной решетки пленки  $a_f$ , то есть с  $\Delta a = a_s - a_f$ , определяется формулой:

$$\sigma_0 = \frac{E_\sigma}{1 - \nu} \frac{\Delta a}{a_f}, \quad (1.17)$$

где  $E_\sigma$ -модуль Юнга и  $\nu$ - коэффициент Пуассона. Для широко используемых материалов со структурой граната  $E_\sigma = 2 \times 10^{12}$  дин/см<sup>3</sup> и  $\nu = 0,3$ , так что  $\sigma_0 = 2,8 \times 10^{12} \frac{\Delta a}{a_f}$ .

Плотность магнитоупругой энергии (1.16) можно записать в виде [74]:

$$E_{me} = \frac{3}{2} \lambda_{100} \sigma_0 (\alpha_1^2 \beta_{n1}^2 + \alpha_2^2 \beta_{n2}^2 + \alpha_3^2 \beta_{n3}^2) + \quad (1.18)$$

$$+ 3 \lambda_{111} \sigma_0 (\alpha_1 \alpha_2 \beta_{n1} \beta_{n2} + \alpha_2 \alpha_3 \beta_{n2} \beta_{n3} + \alpha_3 \alpha_1 \beta_{n3} \beta_{n1}),$$

где  $\beta_{n1}, \beta_{n2}, \beta_{n3}$  - направляющие косинусы напряжения относительно осей кристалла,  $\lambda_{100}$  и  $\lambda_{111}$ -коэффициенты магнитострикции материала пленки, представляющие собой деформации кристалла вдоль направления

намагниченности, когда последняя направлена соответственно вдоль кристаллографических осей [100] и [111].

Для (111) пленки имеем:

$$E_{me}(111) = \frac{1}{2} \lambda_{100} \sigma_0 + \lambda_{111} \sigma_0 [a_1 a_2 + a_2 a_3 + a_3 a_1]. \quad (1.19)$$

При слабой анизотропии магнитострикции ( $\lambda_{111} \approx \lambda_{100} \approx \lambda_S$ ), выражение (1.19) в случае однородного напряжения  $\sigma_0$ , имеет вид:

$$E_{me} = \frac{3}{2} \lambda_S \sigma_0 \sin^2 \theta, \quad (1.20)$$

где  $\theta$ - угол между направлением однородного напряжения и намагниченности. При  $\sigma_0 > 0$  речь идет о растяжении, при  $\sigma_0 < 0$  речь идет о сжатии.

Таким образом для пленок с ориентацией (111) выражение (1.20) будет давать вклад в энергию одноосной анизотропии с эффективной константой анизотропии  $K_u = \frac{3}{2} \lambda_S \sigma_0$ .

При бомбардировке такой пленки ионами, которые внедряются (имплантируются) в поверхностный слой и приводят к его деформации, одноосная анизотропия, наведенная напряжениями в поверхностном слое, также будет изменяться.

Синтез пленок ферритов-гранатов нужно, проводить с учетом различия между постоянной решетки магнитной пленки  $a_f$  и подложки  $a_s$ . Это различие может привести к возникновению наведенной напряжениями компоненты одноосной анизотропии. При больших значениях  $\Delta a$ , возникшие напряжения могут привести к разрушению магнитной пленки. На рисунке 1.4 приведены зависимости постоянных решеток гранатов состава  $R_3 Ga_x Fe_{5-x} O_{12}$  от величины радиуса редкоземельного иона  $r_R$ . [74].

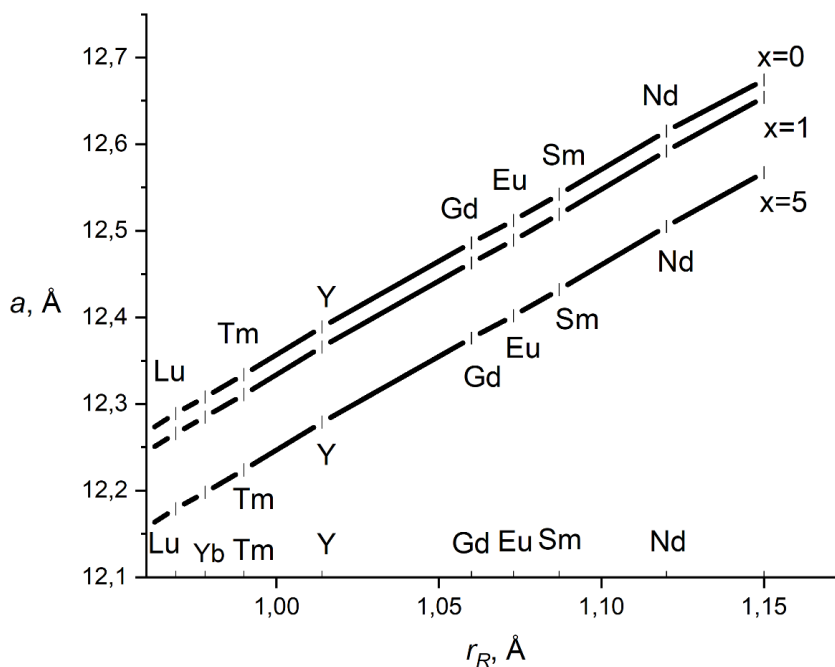


Рис. 1.4. Постоянные решеток гранатов  $R_3Ga_xFe_{5-x}O_{12}$  [74].

Показано также влияние замещения Fe на Ga. Из рисунка 1.4 видно, что  $Y_3Fe_5O_{12}$  (ЖИГ) имеет почти такое же значение постоянной решетки, как  $Gd_3Ga_5O_{12}$  (ГГГ). Поэтому ЖИГ можно вырастить на ГГГ почти с полным отсутствием напряжений. Парамагнитный ГГГ является хорошей подложкой для эпитаксиального выращивания магнитных гранатов.

#### ***Энергия размагничивания.***

Вклад  $E_{dem}$  обусловлен магнитными дипольными взаимодействиями и возникает в образцах конечных размеров. Для малого непроводящего, намагниченного до насыщения магнитного эллипсоида в координатных осях, совпадающих с осями эллипсоида,  $E_{dem}$  имеет вид [71]:

$$E_{dem} = \frac{1}{2} (N_x M_{sx}^2 + N_y M_{sy}^2 + N_z M_{sz}^2), \quad (1.21)$$

где  $N_x$ ,  $N_y$  и  $N_z$  – компоненты тензора размагничивающих факторов образца,  $M_{sx}$ ,  $M_{sy}$ ,  $M_{sz}$  – компоненты намагниченности насыщения  $M_s$ . Для тонкой магнитной пленки толщина много меньше двух других линейных размеров. Выбирая ось  $z$  вдоль нормали к плоскости пленки, получаем  $N_x = N_y = 0$ ,  $N_z = 4\pi$ . Если направление намагниченности насыщения образца  $M_s$  относительно нормали к плоскости задано полярным углом  $\theta_M$  (сферическая система координат рис. 1.3), то для  $E_{dem}$  получаем

$$E_{dem} = 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta_M. \quad (1.22)$$

Энергия размагничивания уменьшается при образовании доменов [67].

## 1.2. Ферромагнитный резонанс в ЭПФГ

### 1.2.1. Частота ферромагнитного резонанса

Для изучения физических свойств магнитных материалов широкое применение находит метод ферромагнитного резонанса (ФМР) [78, 79, 80, 81, 82, 83]. ФМР наблюдается на частоте пространственно однородной прецессии намагниченности в магнитном поле, и угловая скорость прецессии  $\omega$  определяется как величиной поля  $H$ , так и гиромагнитным отношением  $\gamma$  [67]:

$$\omega = \gamma H. \quad (1.23)$$

В силу ряда технических причин регистрация спектров ФМР, как правило, осуществляется при фиксированной частоте путем протяжки внешнего магнитного поля. С практической точки зрения важными параметрами ФМР спектра являются резонансное поле и ширина

спектральной линии. Строго говоря, равновесное направление намагниченности не совпадает с внешним магнитным полем, а определяется эффективным магнитным полем, включающим в себя, наряду с внешним полем, поля размагничивания и анизотропии. Вклад магнитоупругих взаимодействий в большинстве случаев может быть эффективно учтен посредством магнитной анизотропии. В результате величина резонансного поля ФМР позволяет судить о величине намагниченности и магнитной анизотропии исследуемого образца.

Для теоретического анализа связи частоты ФМР с внешним магнитным полем в настоящей работе мы следуем подходу, развитому в работах [84, 85, 86]. Частоту ФМР в магнитной пленке удобно представлять в сферической системе координат [71] в виде:

$$\frac{\omega}{\gamma} = \frac{1}{M_s \sin \theta_M} \sqrt{\frac{\partial^2 E}{\partial \theta_M^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_M^2} - \left( \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_M \partial \theta_M} \right)^2}. \quad (1.24)$$

Здесь  $E$  – плотность свободной энергии (1.3), углы  $\theta_M$  и  $\varphi_M$  – определяют ориентацию намагниченности (рис. 1.3). Полярный угол  $\theta_M$  отсчитывается от нормали к пленке. Направление, от которого отсчитывается азимутальный угол  $\varphi_M$  в плоскости пленки, определяется кристаллографической ориентацией образца. В системе координат, связанной с пленкой с кристаллографической ориентацией (111), угол  $\varphi_M$  отсчитывается от кристаллографического направления  $[11\bar{2}]$  (рис. 1.3).

Для определения констант анизотропии в гранатовых пленках в выражении для полной свободной энергии будем учитывать Зеемановскую энергию (1.4), энергию размагничивания (1.22), энергию одноосной анизотропии (1.10) и энергию кристаллографической анизотропии с учетом  $K_1$  и  $K_2$  (1.9). Выражение для полной свободной энергии  $E$  в (1.24) в сферической системе координат (рис. 1.3) будет иметь вид:



$$\begin{aligned}
E = & -M_s H (\sin \theta_H \sin \theta_M \cos \varphi_M + \cos \theta_H \cos \theta_M) + 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta_M \\
& + K_u \sin^2 \theta_M + K_1 \left( \frac{\sin^4 \theta_M}{4} + \frac{\cos^4 \theta_M}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta_M \cos \theta_M \cos 3\varphi_M \right) \quad (1.25) \\
& + \frac{K_2}{216} (5\sqrt{2} \cos^3 \theta_M - 3\sqrt{2} - 2 \sin^3 \theta_M \cos 3\varphi_M)^2,
\end{aligned}$$

где  $\theta_H$ ,  $\varphi_H$  – полярный и азимутальный углы, задающие направление внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  (рис. 1.3). Вклад одноосной анизотропии  $E_a^U$  приведен с учетом только первой константы одноосной анизотропии  $K_u$ , что оказывается достаточным в большинстве практически важных случаев. Учет вклада членов одноосной анизотропии более высокого порядка обсуждается в главе 3. Зеемановская энергия записана в сферической системе координат (рис. 1.3), с учетом, что внешнее поле  $\mathbf{H}$  меняется в плоскости  $(\bar{1}10)$ , т.е. ( $\varphi_H = 0$ ).

В положении равновесия  $\varphi_M$  и  $\theta_M$  удовлетворяют условиям  $\frac{\partial E}{\partial \varphi_M} = 0$ ,  $\frac{\partial E}{\partial \theta_M} = 0$ . Условие  $\frac{\partial E}{\partial \varphi_M} = 0$  всегда выполняется для  $\varphi_M = 0$ . Это означает, что  $M_s$  всегда лежит в плоскости  $(\bar{1}10)$ , в которой мы прикладываем внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$ . Условие  $\frac{\partial E}{\partial \theta_M} = 0$  с учетом  $\varphi_M = 0$  имеет вид:

$$\begin{aligned}
& -HM_s \sin(\theta_H - \theta_M) + (K_u - 2\pi M_s^2) \sin 2\theta_M + \\
& + K_1 \left( -\frac{7}{24} \sin 4\theta_M - \frac{1}{12} \sin 2\theta_M + \frac{\sqrt{2}}{3} (3\sin^2 \theta_M - 4\sin^4 \theta_M) \right) + \quad (1.26) \\
& + \frac{1}{108} K_2 (5\sqrt{2} \cos^3 \theta_M - 3\sqrt{2} \cos \theta_M - 2\sin^3 \theta_M) \times \\
& \times (-15\sqrt{2} \cos^2 \theta_M \sin \theta_M + 3\sqrt{2} \sin \theta_M - 6\sin^2 \theta_M \cos \theta_M) = 0.
\end{aligned}$$

Подставляя в уравнение (1.24) 2-е производные  $\frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_M^2}$ ,  $\frac{\partial^2 E}{\partial \theta_M^2}$ ,  $\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi}$  и, опуская громоздкие выкладки, получаем выражение для частоты ФМР в пленке (111) при направлении внешнего магнитного поля, заданном углами  $\theta_H$  и  $\varphi_H$ :

$$\begin{aligned} \frac{\omega}{\gamma} = & \frac{1}{M_s \sin \theta_M} [(HM_s \sin \theta_M \sin \theta_H - 3\sqrt{2}K_1 \sin^3 \theta_M \cos \theta_M + \\ & + \frac{K_2}{6} (5\sqrt{2} \cos^3 \theta_M - 3\sqrt{2} \cos \theta_M - 2 \sin^3 \theta_M) 2 \sin^3 \theta_M) \times \\ & \times (HM_s \cos(\theta_H - \theta_M) + (2K_u - 4\pi M_s^2) \cos 2\theta_M + \\ & + K_1 (7 \sin^2 \theta_M \cos^2 \theta_M - \sin^4 \theta_M - \frac{4}{3} \cos^4 \theta_M + 2\sqrt{2} \sin \theta_M \cos^3 \theta_M - \\ & - \frac{10}{3} \sqrt{2} \sin^3 \theta_M \cos \theta_M) + \frac{K_2}{108} (-15\sqrt{2} \cos^2 \theta_M \sin \theta_M + 3\sqrt{2} \sin \theta_M - \\ & - 6 \sin^2 \theta_M \cos \theta_M)^2 + \frac{K_2}{108} (5\sqrt{2} \cos^3 \theta_M - 3\sqrt{2} \cos \theta_M - 2 \sin^3 \theta_M) \times \\ & \times (30\sqrt{2} \cos \theta_M \sin^2 \theta_M - 15\sqrt{2} \cos^3 \theta_M + 3\sqrt{2} \cos \theta_M - \\ & - 12 \sin \theta_M \cos^2 \theta_M + 6 \sin^3 \theta_M))]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (1.27)$$

В уравнении (1.27)  $H$  и  $\theta_M$  должны удовлетворять уравнению (1.26). При резонансе,  $H$  в уравнении (1.27) соответствует резонансному полю  $H_{res}$ .

Особый интерес представляют случаи перпендикулярного и параллельного резонанса. При перпендикулярном резонансе магнитное поле  $H_{\perp}$  направлено вдоль нормали к образцу  $\theta_H = 0$  и для частоты ФМР из (1.27) получаем:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{\perp} + \frac{2K_u}{M_s} - 4\pi M_s - \frac{4}{3} \frac{K_1}{M_s} - \frac{4}{9} \frac{K_2}{M_s}. \quad (1.28)$$

При параллельном резонансе магнитное поле  $H_{\parallel}$  направлено в плоскости пленки ( $\theta_H = 90$ ). Из (1.27) получаем

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(H_{\parallel} - \frac{1}{3} \frac{K_2}{M_S}\right) \left(H_{\parallel} - 2 \frac{K_u}{M_S} + 4\pi M_S - \frac{K_1}{M_S} + \frac{1}{18} \frac{K_2}{M_S}\right). \quad (1.29)$$

Приведенные выше выражения для связи частоты ФМР с внешним магнитным полем используются в дальнейшем и позволяют получить параметры, описывающие анизотропные свойства образца.

Если  $4\pi M_S$  известно, то неизвестные параметры в (1.27)  $\gamma, K_1, K_u, \theta_M$  можно определить по следующей схеме [78]:

1. По спектрам ФМР строится угловая зависимость резонансного поля  $H_{res}(\theta_H)$  от направления прикладываемого внешнего поля в плоскости  $(\bar{1}10)$  в интервале углов  $\theta_H$  от  $0^\circ$  до  $180^\circ$  с шагом  $10^\circ$ .

2. Значение  $K_1$  (варьируемый параметр) будем задавать произвольно.

3. Решаем систему уравнений (1.28), (1.29) относительно  $K_u$  и  $\gamma$ .

4. Подставляя значения  $K_1, K_u$  и  $\gamma$  в систему уравнений (1.27), (1.26), решаем ее относительно  $H_{res}$  и  $\theta_M$  для каждого значения угла  $\theta_H$ . В результате получаем теоретическую зависимость резонансного поля  $H_{res}$  от угла  $\theta_H$  (с шагом  $10^\circ$ ).

5. Степень совпадения между вычисленными теоретически и экспериментальными значениями данных  $H_{res}(\theta_H)$  проверяется, используя выражение для суммы всех квадратических ошибок, которое имеет вид:

$$\sum_{\theta_H=0}^{\theta_H=170} \left( H_{res}^{calc}(\theta_H) - H_{res}^{exp}(\theta_H) \right)^2, \quad (1.30)$$

где  $H_{res}^{exp}(\theta_H)$  – экспериментальное значение резонансного поля при данном угле ( $\theta_H$ ),  $H_{res}^{calc}(\theta_H)$  – значение резонансного поля, полученное из системы уравнений (1.26), (1.27).

Для каждого  $K_1$ , определяем значение (1.30). Лучшие значения для  $\gamma, K_1, K_u, \theta_M$  будут соответствовать минимальному значению (1.30).

### 1.2.2. Эффективное поле магнитной анизотропии

Магнитную анизотропию можно описывать также с помощью эффективного поля анизотропии  $H_a^{eff}$  [67]. Предположим, что вектор  $M_S$  отклоняется от легкого направления на малый угол  $\theta_M$ , например, под действием внешнего магнитного поля  $H$  (рис. 1.5).

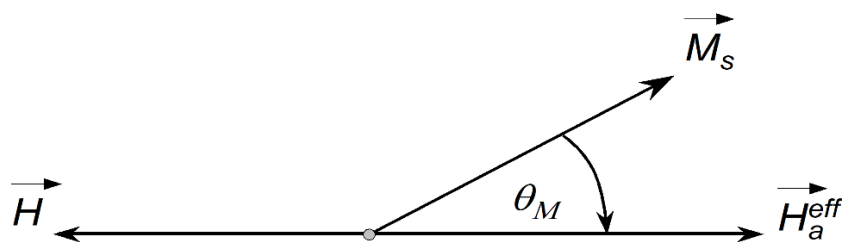


Рис. 1.5. К вопросу об определении эффективного поля анизотропии.

Влияние анизотропии проявляется как действие некоторого вращающего момента, который стремится повернуть вектор  $M_S$  обратно в первоначальное направление  $\theta_M = 0^\circ$ . Величина вращающегося момента определяется производной  $(\frac{\partial E}{\partial \theta_M})_{\theta_M = d\theta}$ , которую можно записать в виде:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial \theta_M}\right)_{\theta_M=d\theta} = \left(\frac{\partial E}{\partial \theta_M}\right)_{\theta_M=0} + \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta_M^2}\right)_{\theta_M=0} \Delta\theta_M = \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta_M^2}\right)_{\theta_M=0} \Delta\theta_M, \quad (1.31)$$

так как в направлении легкого намагничивания  $(\frac{\partial E}{\partial \theta_M})_{\theta_M=0} = 0$ . Если мы хотим заменить действие анизотропии действием эффективно поля  $H_a^{eff}$  (рис. 1.5), то вращающий момент поля  $M_S H_a^{eff} \sin(\theta_M) = M_S H_a^{eff} d\theta$  следует приравнять вращающему моменту, обусловленному энергией магнитной анизотропии, тогда

$$H_a^{eff} = \frac{1}{M_s} \left( \frac{\partial^2 E}{\partial \theta_M^2} \right)_{\theta_M=0}. \quad (1.32)$$

Можно показать, что эффективное поле кубической анизотропии  $H_k$  для пленки с ориентацией (111) с учетом  $K_1, K_2$  определяется выражением:

$$H_k = -\frac{4}{3}H_{k1} - \frac{4}{9}H_{k2}, \quad (1.33)$$

где  $H_{k1} = K_1/M_s$  - эффективное поле кубической анизотропии с учетом  $K_1$ ,  
 $H_{k2} = K_2/M_s$  - эффективное поле кубической анизотропии с учетом  $K_2$ .

Эффективное поле одноосной анизотропии, с учетом размагничивающего фактора  $H_u^*$ , определяется выражением:

$$H_u^* = H_u - 4\pi M_s, \quad (1.34)$$

где  $H_u = 2K_u/M_s$  - эффективное поле одноосной анизотропии без учета размагничивающего фактора.

Если намагниченность образца ЭПФГ не определена, то методом ФМР можно определить эффективные поля магнитной анизотропии. Уравнения для перпендикулярного и параллельного резонанса (1.28) (1.29) в терминах эффективных полей анизотропии будут иметь вид:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{\perp} + H_u^* - \frac{4}{3}H_{k1} - \frac{4}{9}H_{k2}, \quad (1.35)$$

$$\left( \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \left( H_{\parallel} - \frac{1}{3}H_{k2} \right) \left( H_{\parallel} - H_u^* - H_{k1} + \frac{1}{18}H_{k2} \right), \quad (1.36)$$

а уравнения (1.26), (1.27) будут соответственно иметь вид:

$$\begin{aligned}
 & -H \sin(\theta_H - \theta_M) + \frac{1}{2} H_u^* \sin 2\theta_M + \\
 & + H_{k1} \left( -\frac{7}{24} \sin 4\theta_M - \frac{1}{12} \sin 2\theta_M + \frac{\sqrt{2}}{3} (3\sin^2\theta_M - 4\sin^4\theta_M) \right) + \quad (1.37) \\
 & + \frac{1}{108} H_{k2} (5\sqrt{2}\cos^3\theta_M - 3\sqrt{2}\cos\theta_M - 2\sin^3\theta_M) \times \\
 & \times (-15\sqrt{2}\cos^2\theta_M \sin\theta_M + 3\sqrt{2}\sin\theta_M - 6\sin^2\theta_M \cos\theta_M) = 0,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\omega}{\gamma} &= \frac{1}{\sin\theta_M} [(H \sin\theta_M \sin\theta_H - 3\sqrt{2}H_{k1}\sin^3\theta_M \cos\theta_M + \\
 & + \frac{H_{k2}}{6} (5\sqrt{2}\cos^3\theta_M - 3\sqrt{2}\cos\theta_M - 2\sin^3\theta_M) 2\sin^3\theta_M) \times \\
 & \times (H \cos(\theta_H - \theta_M) + H_u^* \cos 2\theta_M + \\
 & + H_{k1} (7\sin^2\theta_M \cos^2\theta_M - \sin^4\theta_M - \frac{4}{3} \cos^4\theta_M + 2\sqrt{2}\sin\theta_M \cos^3\theta_M - \quad (1.38) \\
 & - \frac{10}{3} \sqrt{2}\sin^3\theta_M \cos\theta_M) + \frac{H_{k2}}{108} (-15\sqrt{2}\cos^2\theta_M \sin\theta_M + 3\sqrt{2}\sin\theta_M - \\
 & - 6\sin^2\theta_M \cos\theta_M)^2 + \frac{H_{k2}}{108} (5\sqrt{2}\cos^3\theta_M - 3\sqrt{2}\cos\theta_M - 2\sin^3\theta_M) \times \\
 & \times (30\sqrt{2}\cos\theta_M \sin^2\theta_M - 15\sqrt{2}\cos^3\theta_M + 3\sqrt{2}\cos\theta_M - \\
 & - 12\sin\theta_M \cos^2\theta_M + 6\sin^3\theta_M)]^{\frac{1}{2}}
 \end{aligned}$$

### 1.2.3. Ширина линии ФМР

Важным параметром ФМР спектра, наряду с резонансной частотой, является ширина линии. Как правило спектр ФМР регистрируется путем полевой развертки при фиксированной частоте возбуждения. Вдоль

постоянного магнитного поля прикладывается дополнительное сканирующее переменное магнитное поле, благодаря чему экспериментально регистрируется производная от сигнала поглощения по полю. В этом случае ширина линии ФМР  $\Delta H$  определяется экспериментально как разность полей, соответствующих максимуму и минимуму производной (рис. 1.6). В работе [87] рассмотрена ситуация разориентации резонансного и сканирующего магнитных полей и, на примере феррит-гранатовых пленок показано, что рассмотренная разориентация приводит к реализации наименьшей ширины линии в анизотропных магнетиках.

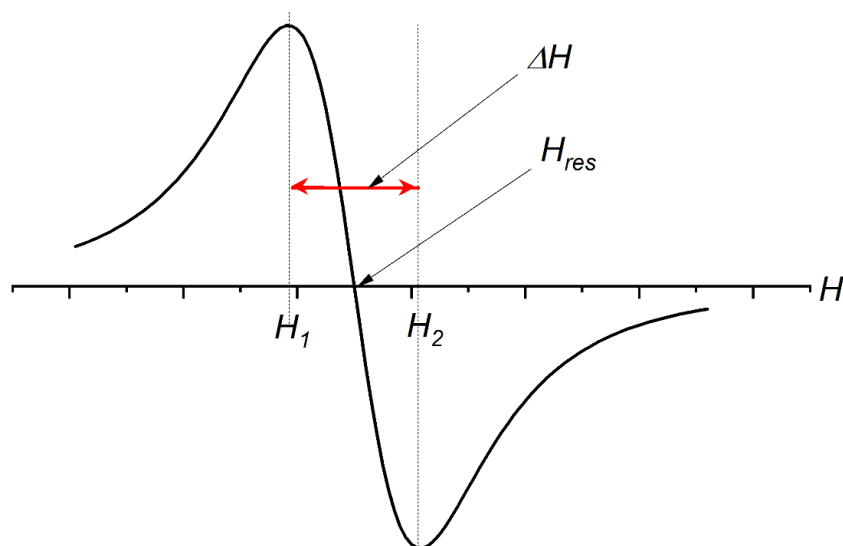


Рис. 1.6. К вопросу об определении ширины линии ФМР:  $\Delta H = H_2 - H_1$ .

Вопрос о ширине линии ФМР тесно связан с диссипацией энергии, определяемой скоростью релаксации при движении вектора намагниченности. В конечном итоге, чем выше скорость релаксации намагниченности, тем шире резонансная линия.

Уравнения движения намагниченности с учетом диссипативного члена в форме Ландау-Лифшица имеют вид [86, 88]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \cdot [\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - \frac{\gamma \cdot \lambda_e}{M^2} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}]] \quad (1.39)$$

Здесь  $\lambda_e$  – параметр затухания. Наряду с (1.39), используется уравнение движения в форме Гильберта с безразмерным параметром затухания  $\alpha$ :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \cdot [\mathbf{M} \times \mathbf{H}] + \frac{\alpha}{M} \left[ \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right]. \quad (1.40)$$

Из уравнения (1.40) видно, что релаксация обусловлена дополнительным эффективным полем, величина которого пропорциональна скорости изменения намагниченности. Чем выше скорость изменения намагниченности, тем сильнее затухание. Слагаемое, описывающее затухание намагниченности как в (1.), так в (1.) представляет собой векторную величину, направление которой нормально вектору намагниченности  $\mathbf{M}$ . В этом случае модуль вектора намагниченности сохраняется, что отражает наличие сильных обменных взаимодействий в магнитоупорядоченных веществах.

Микроскопические механизмы релаксации намагниченности подробно рассмотрены в работе А.Г. Гуревича и Г.А. Мелкова [89]. Диссипативные свойства магнитной системы обусловлены флуктуациями, которые имеют место в системе в условиях термодинамического равновесия. Релаксационные процессы обусловлены как непосредственной передачей энергии от колеблющейся спиновой системы в решетку – спин-решеточная релаксация, так и перераспределением энергии внутри магнитной системы – спин-спиновая релаксация. Процессы спин-решеточной релаксации подразделяются на прямые и косвенные. В диэлектрических катион-замещенных ферритах гранатах можно пренебречь вкладом косвенных механизмов релаксации с участием электронов проводимости. Процессы спин-спиновой релаксации приводят к тому, что возбуждаемый внешней накачкой определенный тип колебаний, например, однородная прецессия на



частоте ФМР, возбуждает другие типы колебаний в магнитной системе. Механизмы спин-спиновой релаксации разделяются на собственные, имеющие место в идеальном бездефектном материале, и несобственные, связанные с дефектами кристаллической структуры.

Процессы спин-решеточной релаксации приводят к затуханию продольной, по отношению к магнитному полю, компоненты намагниченности, а спин-спиновая релаксация определяет скорость затухания поперечной компоненты намагниченности. В магнитоупорядоченных веществах скорости продольной и поперечной релаксации – величины одного порядка и обусловлены как перераспределением энергии внутри магнитной системы, так и передачей энергии от магнитной системы решетке.

Из известных в настоящее время магнитоупорядоченных веществ наименьшей шириной линии обладает ЖИГ. На специально изготовленных сферических образцах высококачественного ЖИГ с полированной релаксацией в бездефектном ЖИГ приводят к ширине линии ФМР поверхностью получены значения ширины линии около  $0.3 \text{ Э}$  [90]. Теоретический анализ показывает, что собственные процессы магнитной порядка долей Эрстедта, что согласуется с экспериментом. Для катион-замещенных ЭПФГ ширина ФМР составляет единицы и десятки Эрстед. В этом случае следует учитывать как несобственные процессы спин-спиновой релаксации, так и косвенные механизмы спин-решеточной релаксации.

В анизотропных магнетиках, к которым относятся катион-замещенные ЭПФГ, эффекты формы образца, поверхность образца, интерфейсы между различными слоями, магнитные примеси, геометрические дефекты и другие факторы модифицируют магнитную анизотропию и индуцируют локальную дисперсию направления осей анизотропии. Аналогичные эффекты возникают при малых флуктуациях направления намагниченности относительного равновесного значения. В рамках феноменологического подхода В. Г. Скроцкий и Л. В. Кубатов [86, 88] показали, что, подобно резонансной частоте

(1.24), ширину линии ФМР также можно выразить через производные от свободной энергии  $F$  по углам  $\vartheta$  и  $\varphi$ , задающим направление намагниченности

$$\Delta H = \frac{\Delta\omega}{\gamma} = \frac{\alpha}{M_s} \left( \frac{\partial^2 E}{\partial \theta_M^2} + \frac{1}{\sin^2 \theta_M} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_M^2} \right). \quad (1.41)$$

При этом используются значения производных для углов  $\theta_M$  и  $\varphi_M$ , соответствующих равновесному направлению намагниченности. Зависимость ширины линии ФМР от полярного и азимутального углов для ЭПФГ исследована в работе [91]. В результате проведенного анализа получено [91], что угловые зависимости ширины линии указывают на наличие анизотропии скорости релаксации.

Особый интерес представляет вопрос о ширине линии ФМР в пространственно неоднородных образцах. Исходно в качестве таких образцов выступали образцы поликристаллических материалов. Для поликристаллических образцов может быть использовано приближение независимых областей, в рамках которого каждая область вносит аддитивный вклад в ФМР спектр. Приближение независимых областей применимо для сильно анизотропных образцов. Эффективное поле магнитной анизотропии должно быть существенно больше, чем  $4\pi M_s$  ( $M_s$  – намагниченность насыщения) [89]. В противном случае обменные и магнитные дипольные взаимодействия приводят к сильной связи областей и имеют место собственные типы колебаний неоднородного образца. Однако для порошков эффективность такой связи может оказаться низкой. Например, в работе [92] анализируется неоднородная ширина линии ФМР для высокодисперсных порошков сплавов Co – P в кристаллическом и аморфном состояниях.

В настоящее время актуальный тип пространственно неоднородных образцов представлен тонкопленочными образцами, содержащими два и более различных магнитных слоев. Такие структуры находят применение, например, в обработке высокочастотных сигналов [93]. Магнитные гетероструктуры

также находят применение в спинтронике - перспективной технологии элементной базы информационных технологий [94]. Ширина линии ФМР является важным параметром для устройств спинтроники, например, потому, что скорость магнитной релаксации определяет скорость, при которой может быть реализован процесс инверсии спинового состояния [95]. Увеличение ширины линии ФМР, вызванное протеканием спинового тока через границу оксидный ферромагнетик/ферромагнитный интерметаллид наблюдалось в работе [96].

В работе [97] исследованы гетероструктуры ферромагнетик-антиферромагнетик и в качестве факторов, определяющих ширину линии выделены одноосная магнитная анизотропия ферромагнитного слоя и шероховатость межслойного интерфейса. В работе [98] в результате микромагнитного моделирования обнаружена «резонансная» особенность процессов релаксации в нанокристаллических магнитных пленках. Обнаружена некоторая критическая частота, зависящая от толщины пленки, при которой наблюдается резкое уширение линии ФМР и смещение резонансной частоты. Природа наблюдаемых эффектов связана с двухмагнонным процессом рассеяния на квазипериодической магнитной микроструктуре.

Магнитные материалы на основе катион-замещенных феррит-гранатов находят применение в устройствах СВЧ электроники. При этом ширина линии ФМР влияет не только на частотный диапазон прибора, но и влияет на потери, обусловленные диссипацией энергии магнитных колебаний [1]. Резкий рост потерь в магнитном материале возникает вследствие перехода магнитных колебаний в нелинейный режим при увеличении мощности СВЧ накачки. При этом пороговый уровень мощности прямо пропорционален ширине линии, обусловленной спин-спиновым вкладом и обратно пропорционален  $4\pi M_s$  [1].

Анализ механизмов уширения спектров ФМР представляется важным этапом при отработке технологии синтеза магнитных материалов, в частности катион-замещенных ЭПФГ. Например, по ширине линии можно судить о

наличии катионов с сильной спин-орбитальной связью. Такими катионами являются катионы двух- и четырехвалентного железа, образующиеся, например, в результате компенсации валентности при вхождении в состав образца ионов свинца или платины. Рассогласование параметров ячейки пленки и подложки при эпитаксиальном синтезе также является причиной уширения ФМР спектра. Существуют другие механизмы уширения линии ФМР, формирующиеся в процессе синтеза. Однако, наблюдаемая ширина линии не является простой суммой отдельных вкладов. Полный ФМР спектр представляет собой свёртку кривых поглощения, относящихся к различным механизмам уширения. Для выделения вклада отдельного механизма необходимо провести операцию деконволюции свертки [88]. Такая операция не всегда возможна и использование ширины линии ФМР при отработке технологии синтеза образцов носит качественный характер.

## 2. ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ КАТИОН ЗАМЕЩЕННОГО ФЕРРИТА ГРАНАТА ВИСМУТА

ЭПФГ формульного состава  $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$  находят применение в качестве чувствительного элемента (датчика) в устройствах магнитооптической визуализации [А5, А7]. Для анализа качества синтезированных образцов использован метод ФМР, что позволило определить как эффективные поля магнитной анизотропии, влияющие, в частности, на поведение доменной структуры при намагничивании исследованных образцов, так и степень однородности выращенных ЭПФГ. Поскольку катионы  $\text{Bi}^{3+}$ , обеспечивающие значительный эффект Фарадея, имеют большой радиус, катионы  $\text{Lu}^{3+}$  и  $\text{Ge}^{4+}$  вводились с целью уменьшить рассогласование параметров кристаллической решетки пленки и подложки. Для зарядовой компенсации  $\text{Ge}^{4+}$  вводился  $\text{Ca}^{2+}$ . Пленки синтезировались методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) из переохлажденного раствора в расплаве на гадолиний-галлиевых подложках ориентации (111). Толщина пленок  $h$  составляла 5 – 6 мкм.

### 2.1. Эпитаксиальный синтез пленок ферритов гранатов

Метод ЖФЭ состоит в выращивании кристалла из пересыщенного раствора на монокристаллической затравке. В качестве затравки могут, например, использоваться монокристаллические подложки гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) требуемой кристаллографической ориентации. Подложка помещается в раствор-расплав, обеспечивающий на ней рост

монокристаллического слоя феррита. Процесс эпитаксиального синтеза пленок ферритов-гранатов состоит из следующих технологических этапов:

- Подготовка шихты, ее плавление и гомогенизация.
- Подготовка раствор-расплава.
- Синтез феррит-гранатовой пленки.
- Очистка пленки.

Шихта состоит из компонент, обеспечивающих синтез гранатовых пленок: окислов железа  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , окислов редкоземельных и замещающих железо элементов. Для снижения температуры плавления шихты в ее состав также включают окислы свинца  $\text{PbO}$  и бора  $\text{B}_2\text{O}_3$ .

Платиновый тигель с шихтой помещался в печь. С помощью прецизионного терморегулятора РИФ – 101 обеспечивался разогрев печи с заданной скоростью до необходимой температуры. Температура поддерживалась с точностью  $\pm 0,1$  К.

Плавление и гомогенизация шихты проводились при температуре  $1100^\circ\text{C} - 1250^\circ\text{C}$ , зависящей от состава шихты. При этом раствор-расплав выдерживался при заданной температуре в течении 8-10 часов, из них 2-4 часа с перемешиванием платиновой мешалкой. Затем температура снижалась до ростового значения  $T_G = 900^\circ\text{C} - 970^\circ\text{C}$ , меньшего температуры насыщения  $T_S$  (в течении 2-2,5 часов), что обеспечивало переохлаждение раствора-расплава на величину  $\Delta T = T_S - T_G$ .

Предварительно отмытая и высушенная подложка закреплялась в горизонтальном положении на платиновом держателе. Платиновый держатель крепился к алундовому штоку, который мог вращаться и перемещаться вдоль вертикальной оси. Для выравнивания температуры подложки и расплава, подложка помещалась в зону у поверхности расплава и выдерживалась там в течении 3 – 5 минут. Затем подложка погружалась в расплав. Цикл роста проводился в течении 2-8 минут. Скорость вращения подложки, составляла 6-

10 рад/с. Толщина ЭПФГ регулировалась временем роста, температуры переохлаждения и скоростью вращения подложки.

По окончании процесса эпитаксии подложка с пленкой поднимались из раствор-расплава при ускоренном вращении штока для сброса капель расплава с поверхности пленки. Извлечение образцов из печи производилось в течение 5-10 минут. После окончательного охлаждения, для удаления остатков капель расплава, образцы подвергались химическому травлению в нагретой 10 %-ной уксусной или азотной кислоте, а затем промывались в деионизованной воде.

Метод жидкофазной эпитаксии обеспечивает возможность синтезировать монокристаллические пленки феррит гранатов толщиной от примерно микрометра до десятков микрометров. Химический состав синтезированного образца фактически определяется содержанием окислов в шихте. Однако, в процессе синтеза в состав пленки входят примеси ионов растворителя  $Pb^{4+}$  и катионы платины  $Pt^{4+}$ . Кроме того, образуется переходной слой на интерфейсе пленка-подложка.

Для синтеза ЭПФГ подложка должна быть немагнитной, монокристаллической, соответствующим образом ориентированной, твердой, плоской, гладкой, бездефектной. Постоянная решетки  $a_s$  подложки должна соответствовать заданной величине рассогласования  $\Delta a$  синтезируемой пленки. В настоящей работе использовались подложки ГГГ ( $Gd_3Ga_5O_{12}$ ), ориентированные в кристаллографической плоскости (111). Постоянная решетки ГГГ  $a_s = 1,2383$  нм.

Толщина пленок определялась с помощью микроскопа INTEGRA PRIMA, модифицированного для проведения оптических измерений. При определении толщины пленки методом оптической микроскопии по торцу скола образца применялась оптическая головка с увеличением 100X и апертурой объектива 0,7. На рисунке 2.1 приведены фотографии торца скола, полученные в разных участках образца ЭПФГ. Серая область справа – подложка ГГГ. Вдоль левого

края подложки имеется светлая тонкая линия – слой ЭПФГ толщиной 5 мкм. Темная область слева от ЭПФГ – воздух.

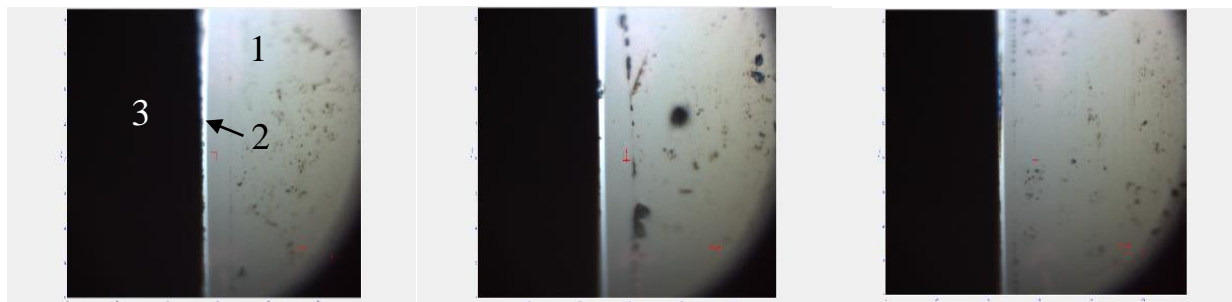


Рис. 2.1. Фотографии торца скола в разных участках образца ЭПФГ: 1 – подложка ГГГ, 2 – слой ЭПФГ толщиной 5 мкм, 3 – воздух.

Химический состав пленок определялся на растровом электронном микроскопе РЭМ-106 методом рентгеновского энергодисперсионного микроанализа. Суть данного метода заключается в детектировании характеристического рентгеновского излучения, генерируемого в зоне взаимодействия пучка электронов с образцом. Определение элементного состава проводилось при ускоряющем напряжении, которое обеспечивало глубину анализа 1 мкм.

## **2.2.Магнитная анизотропия эпитаксиальных пленок катион замещенного феррита граната висмута**

Как правило процессы намагничивания тонких магнитных пленок исследуются при направлении внешнего магнитного поля либо вдоль нормали к плоскости пленки, либо непосредственно в плоскости образца. В работах [2, 9, 10] исследовались процессы намагничивания образцов ЭПФГ, выращенных на подложках ГГГ с кристаллографической ориентацией (111) при направлении внешнего магнитного поля под произвольным углом к



поверхности образца. Направление внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  задавалось азимутальным  $\varphi_H$  и полярным  $\theta_H$  углами. Угол  $\theta_H$  отсчитывался от нормали к плоскости ЭПФГ (рисунок 1.3). Индукционно-частотным методом экспериментально обнаружена аномальная зависимость магнитной восприимчивости от величины магнитного поля  $\mathbf{H}$  при значениях угла  $\theta_H$  в интервале от  $0,3^\circ$  до  $1,5^\circ$  [9].

Специально проведенные эксперименты по магнитооптическому наблюдению модификации доменной структуры при изменении величины магнитного поля в диапазоне углов  $0,3 < \theta_H < 1,5^\circ$  показали, что перестройка доменной структуры происходит через промежуточное мономерное состояние с последующим появлением новой ДС и ее исчезновением в магнитных полях, достаточных для насыщения.

Переход из полидоменного в мономерное состояние при увеличении магнитного поля, направленного под некоторым углом к выделенной оси в одноосных кристаллах, анализируется в [72]. Анализ проводится на основе уравнения астроида – кривой критических полей, ограничивающей область сосуществования фаз с разным направлением намагниченности. При этом область полей, в которых существует неоднородное магнитное состояние, существенным образом зависит от поля анизотропии.

В работе [11] приведены теоретически полученные кривые, определяющие границы существования неоднородного состояния и демонстрирующие возможность переходов ДС при перемагничивании по схеме: неоднородное состояние-1 - однородное состояние-1 - неоднородное состояние-2 - однородное состояние-2. Была показана возможность существования в некотором интервале углов ориентации поля  $\mathbf{H}$  двух областей неоднородных состояний: низкополевой и высокополевой, разделенных областью однородных состояний. Теоретически было показано, что такая ситуация возможна, когда наряду с одноосной анизотропией учтено влияние кубической анизотропии, при этом константы кубической и

одноосной анизотропии должны быть одного порядка. В этом случае ось легкого намагничивания будет направлена под углом к плоскости пленки. Сведения о параметрах магнитной анизотропии для пленок с формульным составом  $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$  отсутствовали. Представляется интересным определять их на этапе отработки технологии синтеза.

### 2.2.1. Влияние направления магнитного поля на ферромагнитный резонанс

Для определения эффективных полей магнитной анизотропии образцов ЭПФГ использован метод ФМР. Регистрация спектров ФМР проводилась с помощью ЭПР спектрометра РЭ1306 на частоте  $f = 9.44$  ГГц. Эксперименты проводились при комнатной температуре [A1, A2].

Для исследований было отобрано 6 образцов состава  $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$  (таблица 2.1). Ориентация внешнего магнитного поля задавалась полярным углом  $\theta_H$ , который отсчитывался от направления нормали к поверхности пленки.

С целью определения эффективных полей магнитной анизотропии  $H_u$  и  $H_{k1}$  по ФМР-спектрам определялась зависимость резонансного поля  $H_{res}$  от полярного угла  $\theta_H$  в плоскости  $(\bar{1}10)$ . Измерения проводились в интервале углов  $0^\circ \leq \theta_H \leq 180^\circ$  с шагом  $10^\circ$ . На рисунке 2.2 приведена экспериментальная угловая зависимость  $H_{res}^{exp}(\theta_H)$  для образца №1. Для этого образца спектры ФМР представляли собой одиночную линию при различных значениях угла  $\theta_H$ .

Если при анализе экспериментальной зависимости  $H_{res}^{exp}(\theta_H)$  в выражении для полной свободной энергии учитывать энергию взаимодействия намагниченности пленки с внешним магнитным полем, энергию размагничивания и энергию одноосной магнитной анизотропии, то теоретическая угловая зависимость  $H_{res}^{calc}(\theta_H)$ , полученная при решении

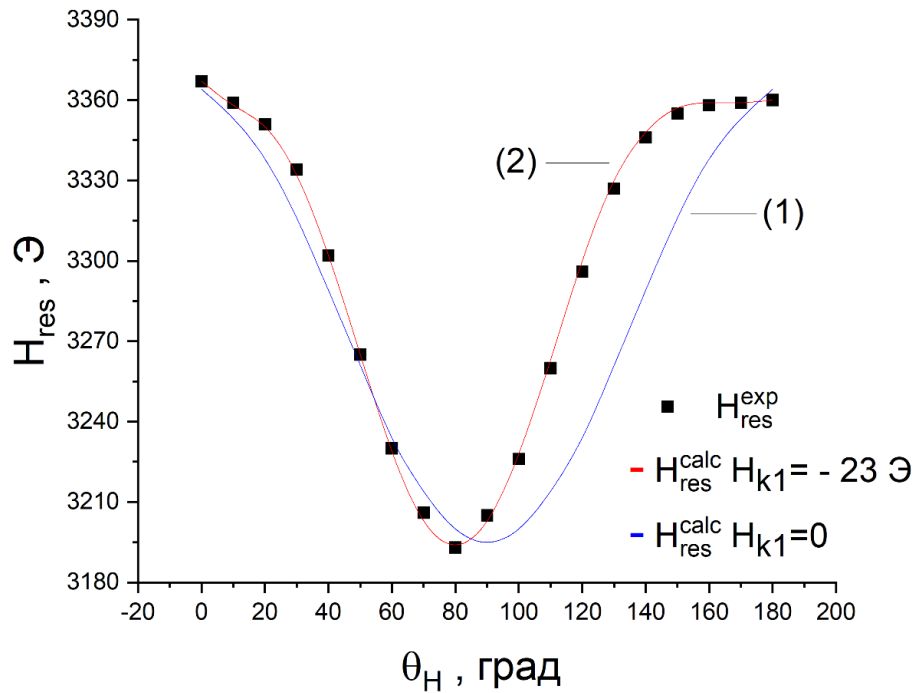


Рис. 2.2. Экспериментальная  $H_{res}^{exp}(\theta_H)$  и теоретические угловые зависимости  $H_{res}^{calc}(\theta_H)$  в плоскости  $(\bar{1}10)$  для образца №1.

системы уравнений (1.35 - 1.38) для  $0^\circ \leq \theta_H \leq 180^\circ$  будет симметричной относительно угла  $\theta_H = 90^\circ$  (рис. 2.2, кривая (1)). Экспериментально полученная угловая зависимость резонансного поля  $H_{res}^{exp}(\theta_H)$  асимметрична относительно угла  $\theta_H = 90^\circ$  (рис. 2.2). Для согласования теоретической и экспериментальной угловых зависимостей резонансного поля следует также принять во внимание вклад кубической анизотропии. Для определения эффективных полей магнитной анизотропии  $H_u^*$ ,  $H_{k1}$  использована методика, приведенная в разделе 1.2. В результате для образца №1 получено  $\gamma = 1,87 \times 10^7 \text{ Э}^{-1} \text{ с}^{-1}$ ,  $H_u^* = -117 \text{ Э}$ ,  $H_{k1} = -23 \text{ Э}$ . На рисунке. 2.2 приведена расчетная зависимость  $H_{res}^{calc}(\theta_H)$  для этих параметров (кривая (2)). При соотношении полей анизотропии, когда  $\frac{H_u^*}{H_{k1}} \approx 5$ , легкое направление намагничивания лежит под углом к плоскости пленки. На рисунке 2.2 видно,

что экспериментальная и теоретическая угловые зависимости  $H_{res}(\theta_H)$  имеют минимальное значение  $H_{res}$  при угле  $\theta_H = 80^\circ$ .

Для ЭПФГ с таким характером анизотропии в [2] было обнаружено аномальное поведение магнитной восприимчивости и существование промежуточного монокломоного состояния при намагничивании под малым углом  $\theta_H$ .

С помощью вибромагнетометра для данного образца была также определена намагниченность  $4\pi M_s = 500$  Гс. Зная намагниченность пленки, из (1.34) получаем:  $K_u = 7570$  эрг/см<sup>3</sup>. Константа кубической анизотропии  $K_1 = -920$  эрг/см<sup>3</sup> ( $K_1 = H_{k1}M_s$ ).

Таким образом, анализ зависимости частоты ФМР от угла между магнитным полем и нормалью к поверхности пленки позволяет определять значения эффективных полей магнитной анизотропии в пленках, а при наличии данных по их намагниченности, и констант анизотропии, что является важным при анализе данных по формированию доменной структуры и для понимания роли отдельных замещающих ионов при синтезе пленок.

### **2.3. Ферромагнитный резонанс в многослойных пленках катион замещенного феррита граната висмута**

При отработке технологии синтеза ЭПФГ состава  $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$  варьировались технологические параметры роста. В частности, изменение температуры синтеза ЭПФГ приводило к вариации состава образцов. Вариации процентного содержания гранатообразующих элементов приводило в свою очередь к появлению рассогласования параметров решеток пленки и подложки  $\Delta a$ , изменению намагниченности, периода доменной структуры и других свойств. Толщина пленок  $h$  и рассогласование параметров решеток  $\Delta a$  определялись стандартными методами. Значения этих параметров приведены в таблице 2.1. Магнитные параметры пленок оценивались по спектрам ФМР,

которые регистрировались на ЭПР спектрометре BRUKER ELEXIS E500. Измерения проводились при комнатной температуре на частоте 9,8 ГГц.

Таблица 2.1. Параметры  $\text{Bi}$  – замещенных ЭПФГ состава  $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ .

№	$h$ , мкм	$\Delta a$ , Å	$H_u^{*(1)}$ , Э	$H_{k1}^{(1)}$ , Э	$\gamma^{(1)} \times 10^7$ , Э <sup>-1</sup> с <sup>-1</sup>	$\Delta H^{(1)}$ , Э	$H_u^{*(2)}$ , Э	$H_{k1}^{(2)}$ , Э	$\gamma^{(2)} \times 10^7$ , Э <sup>-1</sup> с <sup>-1</sup>	$\Delta H^{(2)}$ , Э
1	5,0		-117	-23	1,87	20	-	-	-	-
2	5,0	0,011	-1892	-10	1,75	30	-	-	-	-
3	7,0		-1900	+5	1,75	40	-	-	-	-
4	6,0	0,011	-1850	-30	1,75	50	1000	-15	1,78	10
5	5,0	0	-1777	-5	1,77	20	396	+40	1,79	20
6	5,0	0	-1600	-30	1,76	30	1065	+50	1,75	10-15

Спектры ФМР образцов №1-3, были представлены одиночной линией. Однако оказалось, что спектры ФМР ряда образцов (№4-6) состоят из двух групп линий. Например, на рисунке 2.3 приведен спектр ФМР образца №4 (таблица 2.1) при  $\theta_H = 0^\circ$  (внешнее поле перпендикулярно плоскости пленки).

На приведенном спектре хорошо видны две линии поглощения: линия с большей интенсивностью в высоких полях и линия с меньшей интенсивностью в низких полях.

Наличие двух спектральных линий может быть связано со слоистой структурой ЭПФГ [17, 18, 19]. А именно, предполагается наличие двух слоев, условно обозначенных на рисунке 2.3 как слой 1 и слой 2. Меньшую интенсивность поглощения слоя 2 по отношению к слою 1 (рис. 2.3.) можно объяснить меньшим значением магнитного момента слоя 2 по сравнению с магнитным моментом в слое 1.

Спектры ФМР регистрировались при различных ориентациях пленки по отношению к внешнему магнитному полю. По спектрам ФМР для каждого образца были построены угловые зависимости резонансного поля.

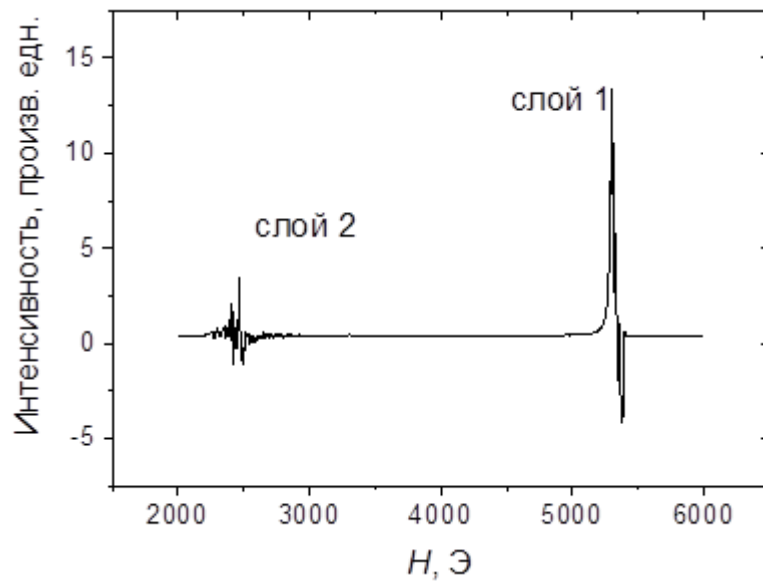


Рис. 2.3. Спектр ФМР образца №4 в магнитном поле, перпендикулярном плоскости пленки (высокополевой сигнал соответствует слою 1, низкополевой сигнал слою 2).

На рис. 2.4 представлены зависимости напряженности резонансного магнитного поля  $H_{res}(\theta_H)$  в интервале углов  $\theta_H$  от  $0^\circ$  до  $180^\circ$  с шагом  $10^\circ$  для слоя 1 и слоя 2 образца №4.

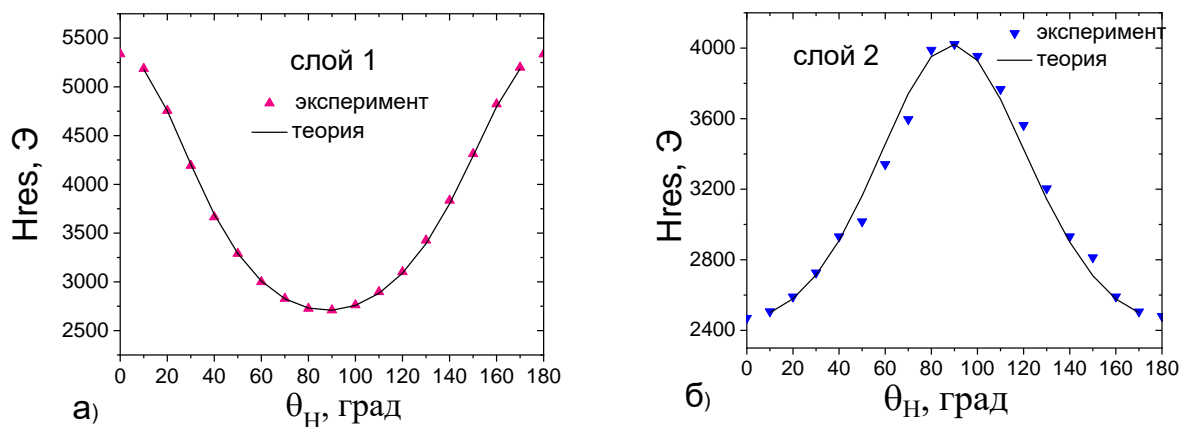


Рис. 2.4. Экспериментальные и теоретически рассчитанные угловые зависимости резонансного поля  $H_{res}(\theta_H)$  для образца №4; а) слой 1 б) слой 2.

Для других образцов вид таких зависимостей качественно не отличается.

Анализ угловых зависимостей  $H_{res}(\theta_H)$  проводился на основе формул (1.35-1.38) для каждого слоя отдельно, подобно анализу в однослойной пленке (см. подраздел 2.2.1). В результате получены значения гиромангнитного отношения, эффективного поля одноосной и кубической магнитной анизотропии для слоя 1:  $\gamma^{(1)}$ ,  $H_u^{*(1)}$ ,  $H_{k1}^{(1)}$  и для слоя 2:  $\gamma^{(2)}$ ,  $H_u^{*(2)}$ ,  $H_{k1}^{(2)}$ . Численные значения полученных параметров приведены в таблице 2.1.

Из данных таблицы 2.1. видно, что из шести исследованных образцов три имеют двухслойную структуру с качественно различным характером одноосной анизотропии в слоях:  $H_u^{*(1)} < 0$  и  $H_u^{*(2)} > 0$ . Из (1.34) можно также сделать вывод что для слоя-2 константа одноосной анизотропии  $K_u^{(2)} > 0$ . Для слоя-1, предполагая, что для ЭПФГ состава  $(BiLuCa)_3(FeGe)_5O_{12}$  с диамагнитно разбавленной  $d$  – подрешеткой  $4\pi M_s < 1750$  Гс ( $4\pi M_s = 1750$  Гс для ЖИГ  $Y_3Fe_5O_{12}$ ), из (1.34) получим, что для однослойных образцов №2,3 и двухслойных образцов №4,5  $K_u^{(1)} < 0$ , для образца №6  $K_u^{(1)} < 0$ , если  $4\pi M_s < 1600$  Гс. Для однослойного образца №1 намагниченность насыщения и константы анизотропии приведены в подразделе 2.2.1.

Для исследования слоистости пленок каждый образец послойно травили в ортофосфорной кислоте при температуре 80-90 °С. Скорость травления зависела от образца и температуры. Режимы травления были подобраны так, что после каждого травления толщина пленки уменьшалась на 1 мкм.

После каждого травления ЭПФГ определялся ее химический состав, толщина, регистрировались ФМР спектры.

В таблице 2.2 представлены толщина пленки  $h$  и химический состав (среднее число ионов на формульную единицу) в зависимости от номера травления для образца №4.

Таблица 2.2. Химический состав, толщина  $h$ , образца №4, в зависимости от номера травления.

№ травления	$h$ , мкм	O	Ca	Fe	Ge	Lu	Bi
0	6	11,997	0,146	4, 612	0, 556	1,275	1, 409
1	5	12,067	0, 149	4, 496	0, 604	1,253	1, 440
2	4	11,992	0, 140	4, 552	0, 583	1,286	1, 442
3	3	12,073	0, 141	4, 455	0, 617	1,250	1, 466
4	3	12,077	0, 105	4, 485	0, 610	1,248	1, 476
5	1	12,011	0, 099	4, 488	0, 659	1,242	1, 501

Данные таблицы 2.2 представлены графически на рисунке 2.5. Концентрация каждого из гранатообразующих элементов нормирована на максимальное значение вхождения в состав ЭПФГ именно этого элемента. Из приведенных данных видно, что по мере травления пленки, ее химический состав изменяется. Наименьшим образом изменяется содержание кислорода.

Увеличение концентрации ионов  $Ge^{4+}$  составляет около 15%. Поскольку  $Ge^{4+}$  занимает преимущественно тетраэдрические позиции [64], то рост его концентрации приводит к уменьшению намагниченности и увеличению роли анизотропии типа «легкая ось». На интерфейсе пленка-подложка содержание  $Ge^{4+}$  максимальное, а намагниченность тогда должна быть минимальной.

Падение намагниченности при приближении к интерфейсу может быть также обусловлено диффузией ионов  $Ga^{3+}$  и  $Gd^{3+}$  из подложки в пленку. С другой стороны, происходит падение концентрации ионов  $Ca^{2+}$ , что приводит к изменению разбаланса в распределении ионов в додекаэдрических позициях, влияющему на одноосную анизотропию.

Все эти факторы способствуют изменению величины и знака эффективного поля одноосной анизотропии с - 1850 Э в верхнем слое до + 1000 Э в нижнем слое.



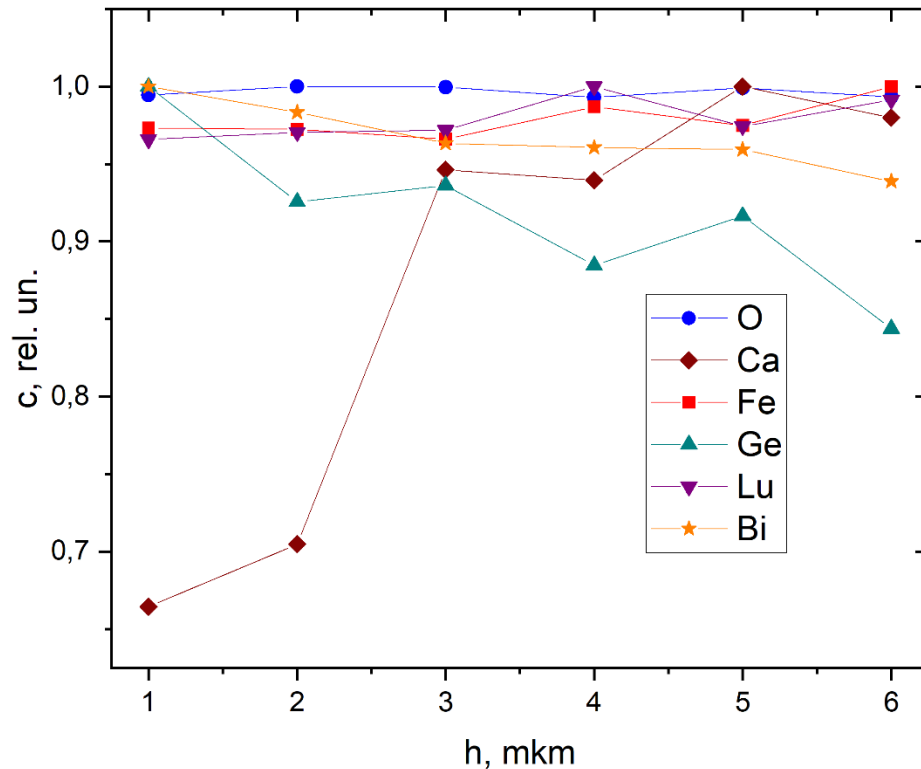


Рис. 2.5. Зависимость относительной концентрации гранатообразующих элементов от толщины пленки образца №4 после травления.

Если предположить, что слой 2 является переходным слоем пленка-подложка, то меньший магнитный момент этого слоя может быть обусловлен меньшей толщиной этого слоя и меньшей намагниченностью.

Константа одноосной (ростовой) анизотропии  $K_u^G$  определяется выражением (1.15). Если  $n_i$  - содержание ионов  $\text{Ca}^{2+}$  и  $\text{Bi}^{3+}$  с близкими радиусами, а  $n_j$  - содержание ионов  $\text{Lu}^{3+}$ , то произведение  $n_i n_j$  имеют максимальные значения после 2-го и 3-го травлений, на интерфейсах пленка-воздух и пленка-подложка произведение  $n_i n_j$  имеют приблизительно одинаковые значения.

Параметр решетки на интерфейсе пленка-подложка  $a_f = 12,4 \text{ \AA}$  больше параметра решетки подложки ГГГ ( $a_{GGG} = 12,383 \text{ \AA}$ ), поэтому можно говорить о положительном вкладе в одноосную анизотропию, обусловленном механическими напряжениями.

По ФМР спектрам были построены полярные угловые зависимости напряженности резонансного магнитного поля  $H_{res}(\theta_H)$  для слоя 1 и 2 для образца №4 после каждого травления. Вид этих зависимостей после очередного травления качественно и количественно не сильно отличается от зависимостей  $H_{res}(\theta_H)$ , приведенных на рисунке 2.4 для исходного образца (до травления).

Для образца №4 на рисунке 2.6 приведена также зависимость отношения амплитуд ФМР-сигналов слоя 1 к слою 2 от толщины пленки  $\frac{I_1}{I_2}(h)$  при угле  $\theta_H = 0^\circ$ .

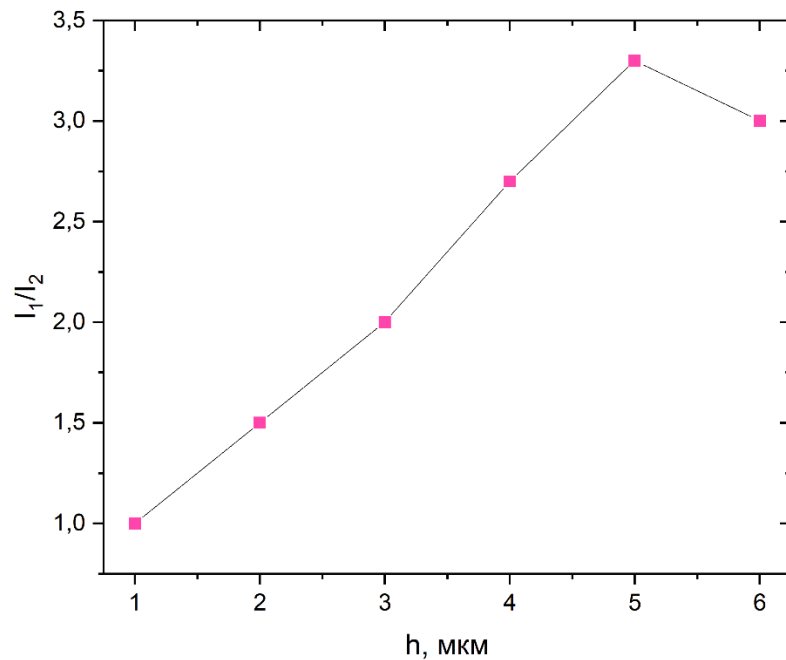


Рис. 2.6. Зависимость отношения амплитуд линий ФМР спектра слоя 1 к слою 2 от толщины пленки при травлении (образец №4).

По приведенной зависимости видно, что с ростом числа травлений (с уменьшением толщины пленки) отношение  $\frac{I_1}{I_2}(h)$  уменьшается. Это связано с тем, что слой 1 находится сверху и при травлении его объем уменьшается. После 4-го травления анализ ФМР-спектров показал, что наряду с

уменьшением отношения  $\frac{I_1}{I_2}$ , заметно уменьшается интенсивность слоя 2  $I_2$ . Это может быть связано с неравномерным травлением пленки по ее поверхности, в результате которого при травлении слоя 2 на нем еще остаются островки слоя 1.

Таким образом, данные о химическом составе и магнитных параметрах, полученные при последовательном травлении образцов, хорошо согласуются с предположением о наличии двух слоев, соответствующих основному объему образца и интерфейсу пленка-подложка.

## 2.4. Краткие выводы к Главе 2

1. Методом ферромагнитного резонанса и послойного травления установлено, что эпитаксиальные пленки состава  $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ , выращенные на гадолиний-галлиевых подложках ориентации (111) могут иметь однослойную или двухслойную структуры. Для двухслойных образцов верхний слой характеризуется большим поглощением и большей толщиной, чем переходный слой пленка-подложка.

2. По угловым зависимостям напряженности резонансного магнитного поля рассчитаны величины эффективных полей одноосной и кубической анизотропии, а также гиромангнитное отношение в слоях. В однослойных пленках реализуется анизотропия типа «легкая плоскость». Для образцов, имеющих двухслойную структуру, в основном слое 1 реализуется анизотропия типа «легкая плоскость», а в переходном слое 2 – «легкая ось». Эффективные поля кубической анизотропии в большинстве случаев малы и не превышают 2% от величин эффективного поля одноосной анизотропии.

3 Среди однослойных пленок имеется образец, в котором эффективное поле кубической анизотропии составляет 20% от величины эффективного поля одноосной анизотропии, что приводит в результате к выходу намагниченности из плоскости пленки.

### **3. ПЛЕНКИ ВИСМУТ-СОДЕРЖАЩЕГО ФЕРРИТА ГРАНАТА, ВЫРАЩЕННЫЕ МЕТОДОМ РЕАКТИВНОГО ИОННО-ЛУЧЕВОГО РАСПЫЛЕНИЯ**

Пленки на базе висмутового и висмут замещенного ферритов гранатов представляют интерес для использования их в качестве магнитооптически активных слоев при синтезе одномерных магнитофотонных кристаллов (МФК) [А5, А3], [25].

Одномерные МФК представляют собой периодические многослойные пленочные структуры, состоящие из магнитных и немагнитных компонент. Период структуры сравним с длиной волны света в видимой или ближней инфракрасной областях спектра. Метод жидкофазной эпитаксии позволяет синтезировать пленки микрометровой толщины. Для синтеза более тонких пленок и наноструктур на их основе используются методы вакуумного осаждения из паровой фазы. Метод реактивного ионно-лучевого распыления (РИЛР) для синтеза пленок *Bi*-замещенных феррит-гранатов впервые применил Т. Окудо (Т. Okuda) [99, 100, 101].

#### **3.1.Метод реактивного ионно-лучевого распыления**

В настоящей работе исследовались образцы пленок *Bi*-замещенных феррит-гранатов, синтезированные методом РИЛР. Для синтеза пленок использована установка УРМ 3.279.014 с ионно-лучевым источником ионов «Холодок-1». Источник «Холодок-1» служит для бомбардировки мишени заданного химического состава пучком высокоэнергетических ионов. Распыляемый материал мишени затем осаждается на подложку. Процесс происходит в атмосфере аргона и кислорода. Распыление мишени проводилось на «холодную» подложку (радиационный нагрев составлял до

80 °С). Кристаллизация осажденного на подложку аморфного слоя осуществлялась путем отжига в воздухе при атмосферном давлении.

Распыляемая мишень готовилась керамическим методом [102, 99, 103]. Мишень в виде диска диаметром 120 мм изготавливалась холодным прессованием шихты при давлении 300 кг/см<sup>2</sup> и последующим твердофазным синтезом при температурах 800 - 1000°С в течение 8 или 12 часов в воздухе при атмосферном давлении. Данная последовательность проводилась два раза с целью получения микроскопически однородного состава мишени. Шихта для мишеней состояла из смеси оксидов Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, молярное соотношение которых соответствовало требуемому составу. Химический состав мишеней и пленок контролировался с помощью растрового электронного микроскопа РЭМ-106 с энергодисперсионным рентгеновским анализатором ЭДС-1.

Для синтеза висмут-содержащих пленок ферритов гранатов использовались монокристаллические подложки ГГГ ориентации (111), а также подложки из оптического ситалла. Химический состав и свойства исследованных образцов, синтезированных на подложке ГГГ, приведены в таблице 3.1.

Образец с высоким содержанием висмута Bi<sub>2.8</sub>Y<sub>0.2</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (образец №2 в таблице 3.1) синтезировался методом РИЛР непосредственно на монокристаллическую подложку. Для этого состава используется технологическое обозначение *Gn*. Кроме того, использовалась технология синтеза по двухэтапной схеме [26, 27]. Вначале, в качестве буферного слоя, на ГГГ подложку осаждался слой состава Bi<sub>1.5</sub>Gd<sub>1.5</sub>Fe<sub>4.5</sub>Al<sub>0.5</sub>O<sub>12</sub> (технологическое обозначение *G8*), параметр решетки которого ближе к параметру решетки ГГГ, чем у образца №2 (образец №1 в таблице 3.1). Далее этот аморфный слой кристаллизовался отжигом при температуре  $T_a = 680^\circ\text{C}$ . Затем на буферный слой осаждался висмут-замещенный феррит-гранат иттрия с высоким содержанием висмута (*Gn*) и полученный образец снова отжигается

при температуре  $T_a = 680^\circ\text{C}$ . В таблице 3.1 приведены также толщина  $h$ , параметр решетки  $a$  и намагниченность насыщения  $4\pi M_s$  синтезированных однослойных и двухслойных нанопленок ферритов гранатов на ГГГ подложки.

Таблица.3.1 Химический состав, технологическое обозначение, толщина  $h$ , параметр решетки  $a$  и намагниченность насыщения  $4\pi M_s$  исследуемых однослойных и двухслойных наноструктур пленок ферритов гранатов, синтезированных на подложке ГГГ.

№	Химический состав магнитных нанопленок, наноструктур и подложки	Технологическое обозначение	$h$ , нм	$a$ , нм	$4\pi M_s$ , Гс
1	$\text{Bi}_{1.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Al}_{0.5}\text{O}_{12}$	ГГГ/ <i>G8</i>	80	1.255	360
2	$\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	ГГГ/ <i>Gn</i>	180	1.260	1600
3	$\text{Bi}_{1.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Al}_{0.5}\text{O}_{12}$ / $\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	ГГГ/ <i>G8/Gn</i>	84/180		1150
	$\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$	ГГГ	$5 \cdot 10^5$	1,2383	

При отжиге пленок на интерфейсе пленка-подложка возможно образование переходного диффузионного слоя. Как показано в [104], этот слой для пленок различной толщины не превышает 10 нм, при этом магнитные и магнитооптические свойства пленок выбранной толщины близки к свойствам объемных материалов.

На этапе отработки технологии синтеза пленок методом РИЛР толщина пленок определялась при помощи поляризационно-интерференционного микроскопа «Biolar PI», микроинтерферометра Линника МИИ-4 или вычислялась по спектрам пропускания пленок, что позволило определить среднюю скорость осаждения в процессе синтеза. Значения толщины пленок,

приведенные в таблице 3.1, получены расчетным путем, по известной скорости осаждения при тех же условиях и с той же мишени.

Толщина пленки  $G8$  выбрана равной  $\lambda/4$ , и пленки  $Gn$   $3\lambda/4$ , как и в случае магнитофотонных кристаллов, работающих в видимой области спектра [27].

Параметры ячейки для синтезированных пленок ферритов гранатов получены в результате рентгеноструктурного анализа с помощью рентгеновского дифрактометра ДРОН-3.

Намагниченность насыщения пленок определяли из измерений петель гистерезиса при комнатной температуре, выполненных с использованием СКВИД-магнитометра Quantum Design. Погрешность определения намагниченности насыщения не превышала 5%. Значения намагниченности насыщения однослойных пленок близки к значениям, известным для пленок аналогичного состава [105, 106]. Отметим, что величина намагниченности насыщения для двухслойной структуры (образец №3, таблица 3.1), представляет собой магнитный момент пленки на общий объем обоих магнитных слоев. Измеренное значение намагниченности образца №3, (1150 Гс) в пределах ошибки эксперимента, совпадает со средневзвешенным значением (1200 Гс), если для расчета взяты измеренные значения отдельных слоев соответствующих однослойных образцов №1 и №2.

### **3.2. Спектры ферромагнитного резонанса в пленках висмут-содержащего феррита граната**

Однослойные и двухслойные наноструктуры, приведенные в таблице 3.1, исследовались методом ФМР [A4]. Для исследований ферромагнитного резонанса использован ЭПР спектрометр Bruker Elexsys E500, работающий при комнатной температуре на частоте 9.87 ГГц. В качестве примера на рисунке 3.1 приведены спектры ФМР при намагничивании однослойных пленок  $G8$ ,  $Gn$  и двухслойной пленки  $G8/Gn$  перпендикулярно плоскости. Спектр ФМР каждого из образцов состоит из одиночной линии шириной

порядка 350 Э. Заметим, что для чистого ЖИГ минимальная ширина линии ФМР может составлять несколько Эрстед, а для эпитаксиальных висмут содержащих ЭПФГ ширина линии ФМР порядка 20 – 60 Э (глава 2). Большие значения ширины линии ФМР (рис. 3.1) могут свидетельствовать о недостаточном качестве синтезируемых образцов висмут содержащих ферритов-гранатов, полученных методом РИЛР мишени на «холодную» подложку.

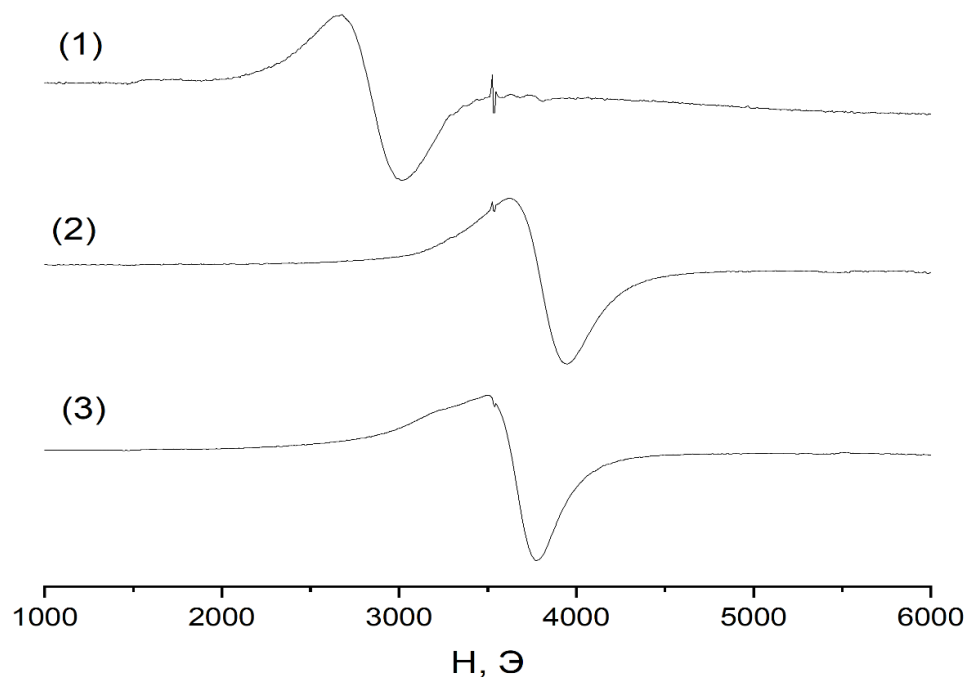


Рис. 3.1. Спектры ФМР при намагничивании однослойных пленок: (1)– $G8$ ,  $H_{res} = 2840$  Э; (2)– $Gn$ ,  $H_{res} = 3800$  Э и двухслойной пленки: (3)– $G8/Gn$ ,  $H_{res} = 3650$  Э перпендикулярно плоскости.

В случае нормально намагниченной пленки наименьшее по величине, равное примерно 2840 Э, резонансное поле экспериментально наблюдается для образца №1 состава  $Bi_{1.5}Gd_{1.5}Fe_{4.5}Al_{0.5}O_{12}$  с наименьшей намагниченностью, а наибольшее резонансное поле, примерно 3800 Э – для образца состава  $Bi_{2.8}Y_{0.2}Fe_5O_{12}$  с наибольшей намагниченностью.



Без учета магнитной анизотропии величину резонансного поля ФМР при фиксированной частоте возбуждения  $\omega$  можно получить из (1.28)

$$H = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_s. \quad (3.1)$$

Несмотря на то, что для образца с большей намагниченностью экспериментально наблюдаемое резонансное поле больше, чем для образца с меньшей намагниченностью, наблюдаемая разность резонансных полей плохо согласуется со значениями намагниченности (таблица 3.1). Это означает, что при ФМР-анализе необходимо учитывать вклад магнитной анизотропии. С этой целью проведены эксперименты по влиянию направления магнитного поля на частоту ФМР как в плоскости пленки, так и относительно ее нормали. На рисунке 3.2 приведены экспериментальные зависимости величины резонансного поля от азимутального угла  $\varphi_H$ , задающего направление внешнего магнитного поля в плоскости пленки. Угол  $\varphi_H$  отсчитывался от направления  $[11\bar{2}]$  ГГГ подложки, ориентированной в плоскости (111). Зависимости поля ФМР от полярного угла  $\theta_H$  приведены на рисунке 3.3. Угол  $\theta_H$  отсчитывался от нормали к плоскости образца и лежал в плоскости ( $\bar{1}10$ ) кубической ГГГ подложки (рис. 1.3), что соответствует азимутальному углу  $\varphi_H = 0$ .

Экспериментально наблюдаемые зависимости резонансного поля от азимутального угла  $\varphi_H$  демонстрируют 60-градусную симметрию в плоскости для всех исследованных образцов (рис. 3.2). Для образца  $\text{Bi}_{1.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Al}_{0.5}\text{O}_{12}$  легкое направление намагниченности совпадает с направлением  $[11\bar{2}]$  кубической ГГГ подложки. Трудное направление в плоскости образца отличается от легкого на угол  $30^\circ$ .

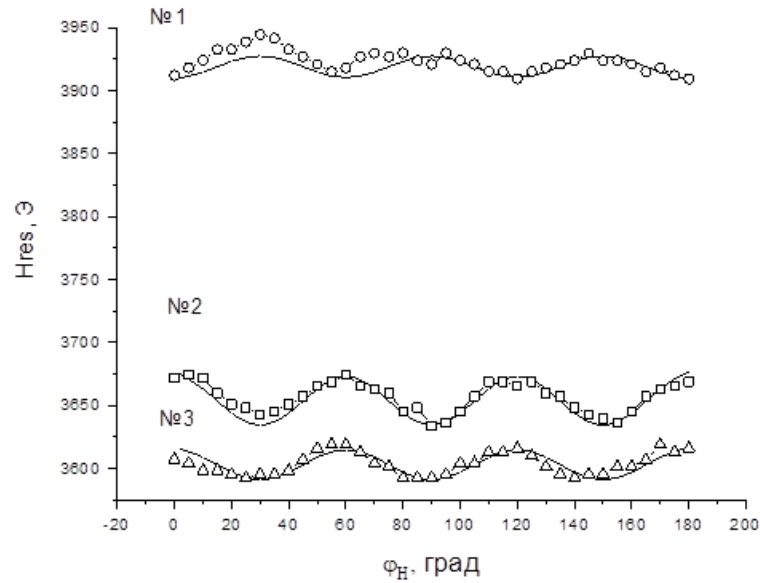


Рис. 3.2 Зависимость резонансного поля ФМР от азимутального угла  $\varphi_H$  ( $\theta_H = 90^\circ$ ). Символами приведены экспериментальные значения и указан номер образца, согласно таблицы 3.1. Сплошные линии – результат аппроксимации экспериментальных угловых зависимостей с использованием магнитных параметров, приведенных в таблице 3.2.

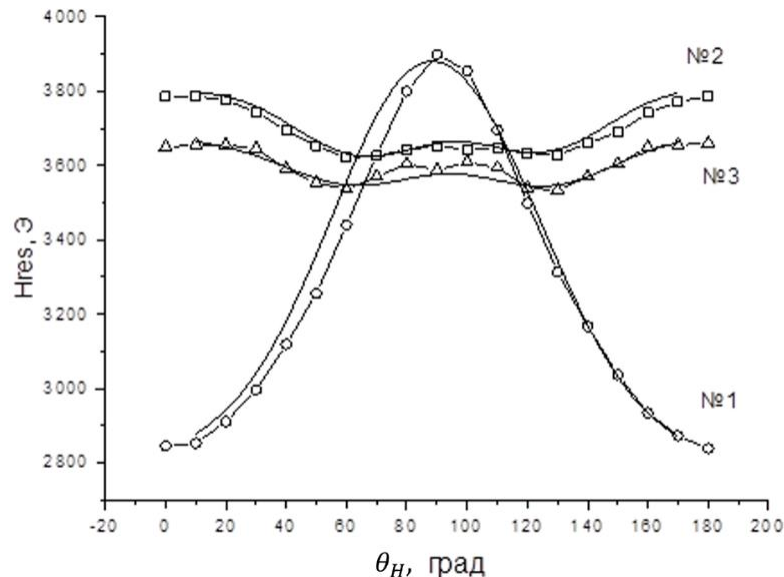


Рис. 3.3. Зависимость резонансного поля ФМР от полярного угла  $\theta_H$ . Символами приведены экспериментальные значения и указан номер образца в таблице 3.1. Сплошные линии – результат аппроксимации экспериментальных угловых зависимостей с использованием магнитных параметров, приведенных в таблице 3.2.

Для двух других образцов с направлением  $[11\bar{2}]$  совпадает направление трудного намагничивания в плоскости пленки, отличающимся от легкого также на угол  $30^\circ$ .

Можно предположить, что феррит-гранатовая пленка в процессе синтеза наследует кубическую кристаллическую структуру подложки. Для кубических кристаллов известно, что первая константа кубической анизотропии не вносит вклад в угловую зависимость резонансного поля в плоскости (111). Анизотропия резонансного поля ФМР в плоскости (111) объясняется при учете второй константы кубической анизотропии  $[106]$  и при этом действительно реализуется 60-ти градусная симметрия. Однако, в феррит-гранатовых пленках, наряду с кубической анизотропией, следует учитывать одноосную анизотропию с выделенной осью вдоль нормали к плоскости образца.

Для определения численных значений констант кубической и одноосной анизотропии недостаточно данных по зависимости поля ФМР от азимутального угла в плоскости (рис. 3.2). Необходимо принять во внимание зависимость поля ФМР от полярного угла  $\theta_H$  (рис. 3.3).

Тот факт, что для образца №1 ( $\text{Bi}_{1.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Al}_{0.5}\text{O}_{12}$ ) при нормальном ( $\theta_H = 0$ ) намагничивании резонансное поле ниже, чем при намагничивании в плоскости ( $\theta_H = \pi/2$ ) свидетельствует о том, что первая константа одноосной анизотропии должна быть положительной и удовлетворять условию  $K_u > 2\pi M_S^2$ . Для образца №2 ( $\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) константа  $K_u$  должна быть порядка  $2\pi M_S^2$ . Характер зависимостей резонансного поля от полярного угла  $\theta_H$  для образцов №2 и №3 (рис. 3.3) указывает на то, что для согласования с экспериментальными данными при расчете должны быть учтены константы одноосной анизотропии более высокого порядка.

Таким образом, для анализа экспериментальных результатов в выражении для свободной энергии (1.25), необходимо учесть не только

вклады первой и второй констант кубической анизотропии, но также вклады первой и второй констант одноосной анизотропии. Однако, найти приемлемые значения констант анизотропии для согласования теоретических зависимостей с экспериментальными не представилось возможным. В частности оказалось, что для образца №2 и №3 вторая константа кубической анизотропии  $K_2$  на порядок больше первой.

Выражения для вклада в свободную энергию кристалла, зависящего от направления намагниченности, с точностью до трех первых констант одноосной анизотропии можно найти в [72]. В случае гексагональной симметрии выражение для вклада одноосной анизотропии имеет вид:

$$E_a^U = K_{u1} \sin^2 \theta_M + K_{u2} \sin^4 \theta_M + K_{u3} \sin^6 \theta_M + K_6 \sin^4 \theta_M \cos 6\varphi_M. \quad (3.2)$$

Здесь  $K_{u1}$ ,  $K_{u2}$ ,  $K_{u3}$  – первая, вторая, третья константы одноосной анизотропии, соответственно,  $K_6$  – константа анизотропии, которая отвечает за формирование 60-ти градусной анизотропии в плоскости. Для расчета частоты ФМР использовалось выражение для энергии с учетом вкладов Зеемановского взаимодействия (1.4), поля размагничивания (1.22) и анизотропного вклада (3.2)

$$E = -(\mathbf{M}_s \mathbf{H}) + 2\pi M_S^2 \cos^2 \theta_M + E_a^U. \quad (3.3)$$

Используя выражение для энергии (3.3) по методу, описанному в подразделе 1.2.1 строились теоретические зависимости  $H_{res}(\theta_H)$ . Константы  $K_{u1}$ ,  $K_{u2}$ ,  $K_{u3}$  и  $K_6$  варьировались так, чтобы обеспечить наилучшее согласие теории с экспериментом. Результаты аппроксимации показаны на рисунках 3.2 и 3.3 сплошными линиями, а численные значения констант анизотропии приведены в таблице 3.2. Большие величины констант одноосной анизотропии

не позволили выделить возможный вклад кубической кристаллографической анизотропии и поэтому значения материальных констант в таблице 3.2 приведены без учета этого вклада.

Таблица 3.2. Константы одноосной анизотропии, полученные путем аппроксимации экспериментальных угловых зависимостей резонансного поля.

Образец	Структура	$K_{u1}$ эрг/см <sup>3</sup>	$K_{u2}$ эрг/см <sup>3</sup>	$K_{u3}$ эрг/см <sup>3</sup>	$K_6$ эрг/см <sup>3</sup>	$\Delta a$ , нм
1	ГГГ/ <i>G8</i>	16500	-1000		25	0,0167
2	ГГГ/ <i>Gn</i>	100000	-7500	3200	-130	0,0217
3	ГГГ / <i>G8/Gn</i>	74000	-9000	3700	-60	0,0167/0,005
3, теория	ГГГ / <i>G8/Gn</i>	73500	-4200	1600	-80	

### 3.3. Обсуждение результатов ФМР эксперимента

В результате аппроксимации экспериментальных угловых зависимостей (рисунки 3.2 и 3.3) удовлетворительное согласие теории с экспериментом получено с учетом гексагональной одноосной анизотропии (3.2), несмотря на кубическую симметрию феррит-гранатовых слоев, установленную по результатам рентгеноструктурного анализа. Методами атомной силовой микроскопии установлено, что при вакуумном осаждении конденсатов формируются блоки (кристаллиты), которые имеют преимущественный рост вдоль направлений [111] кубического кристалла [A8]. Возможный механизм формирования гексагональной сингонии исследованных образцов обусловлен колоннарным (столбчатым) ростом пленок, который ранее наблюдался в подобных структурах [108].

Технология синтеза образца №3 с использованием буферного слоя предполагает наличие, как минимум, двух магнитных слоев. Однако, в

отличие от двухслойных эпитаксиальных пленок (глава 2), для двухслойной структуры  $G8/Gn$  наблюдается только одна спектральная линия (рисунок 3.1, образец №3). При этом расстояние между спектральными линиями, соответствующими однослойным образцам  $G8$  и  $Gn$  больше, чем ширина каждой из спектральных линий. Формирование одиночной линии в спектре ФМР двухслойного образца связано с сильным обменным взаимодействием между слоями.

Для образца, состоящего из двух магнитных слоев, связанных обменным взаимодействием, выражение для плотности свободной энергии представим в виде

$$E = \rho_{G8}E_{G8} + \rho_{Gn}E_{Gn} + k \mathbf{M}_{G8}\mathbf{M}_{Gn}, \quad (3.4)$$

$$\rho_{G8} = \frac{h_{G8}}{h_{G8} + h_{Gn}}, \quad \rho_{Gn} = \frac{h_{Gn}}{h_{G8} + h_{Gn}} \quad (3.5)$$

Здесь  $E_{G8}$  и  $E_{Gn}$  – плотность свободной энергии для слоев  $G8$  и  $Gn$ , соответственно. Полагаем, что каждый из слоев вносит аддитивный вклад в свободную энергию всего образца с весовыми множителями  $\rho_{G8}$  и  $\rho_{Gn}$ , а  $h_{G8}$  и  $h_{Gn}$  – толщина соответствующего слоя. Последний член в (3.4) описывает обменное взаимодействие между слоями, где  $k$  – параметр обменного взаимодействия.

В приближении сильного обменного взаимодействия в двухслойной структуре направления намагниченностей насыщения  $\mathbf{M}_{Gn}$  и  $\mathbf{M}_{G8}$  должны быть одинаковыми, и мы можем положить  $\theta_M^{(G8)} = \theta_M^{(Gn)} = \theta_M$  и  $\varphi_M^{(G8)} = \varphi_M^{(Gn)} = \varphi_M$ . Тогда (3.3) сводится к виду

$$E = -(\rho_{G8}M_{G8} + \rho_{Gn}M_{Gn})H + 2\pi (\rho_{G8}M_{G8} + \rho_{Gn}M_{Gn})^2 \cos^2 \theta_M - \quad (3.6)$$

$$-K_{u1} \cos^2 \theta_M - K_{u2} \cos^4 \theta_M - K_{u3} \cos^6 \theta_M - K_6 \sin^4 \theta_M \cos 6\varphi_M,$$

$$K_i = \rho_{G8}K_i^{(G8)} + \rho_{Gn}K_i^{(Gn)}, i = u1, u2, u3, u6. \quad (3.7)$$

Значения констант одноосной анизотропии (3.2) для двухслойного образца, рассчитанные по значениям констант отдельных слоев согласно (3.7) приведены в последней строке таблицы 3.2. Получено, что наилучшее согласие расчетных констант с результатом аппроксимации достигается для первой константы  $K_{u1}$ , а для остальных констант расчетные значения заметно отличаются от результата аппроксимации.

Наряду со вкладом, обусловленным формированием возможной блочной (колоннарной) структуры образца, близкой к гексагональной, следует учесть вклад в одноосную анизотропию, формируемый в кристаллитах, обладающих кубической симметрией.

Для кристаллитов, обладающих кубической симметрией, вклад в одноосную анизотропию возникает вследствие различий параметров ячейки ГГГ и магнитных слоев (1.20). Это различие указывает на формирования адаптивного переходного слоя [109]. Величина рассогласования параметров ячеек  $\Delta a$  различна для интерфейса ГГГ/ $Gn$  для однослойного образца №2 и интерфейса  $G8/Gn$  двухслойного образца №3 (таблица 3.1). По всей видимости указанные различия в  $\Delta a$  и являются возможной причиной расхождений в константах анизотропии двухслойного образца, приведенных в таблице 3.2. Для слоя  $Gn$  рассогласование  $\Delta a$  с ГГГ подложкой больше, чем со слоем  $G8$  и, соответственно вклад (1.20) для интерфейса ГГГ/ $Gn$  больше, чем для интерфейса  $G8/Gn$ .

Упругие напряжения, приводящие к дополнительному вкладу в одноосную анизотропию кубических кристаллитов, возникают в результате разницы коэффициентов теплового расширения пленки и подложки. Охлаждение от температуры отжига ( $680^{\circ}\text{C}$  для исследуемых пленок) до комнатной температуры приводит к механическому напряжению, которое может быть приблизительно оценено как [110]:

$$\sigma_0 = \frac{E_{\sigma}}{1 - \nu} (\beta_s - \beta_f) \Delta T. \quad (3.8)$$

Здесь  $\beta_s$  и  $\beta_f$  коэффициенты теплового расширения подложки и пленки, соответственно,  $\Delta T$  – разность температур.

Используя численные значения материальных параметров, приведенных в работах [110, 110, 67], проведена оценка константы  $K_{u1}$  согласно (1.20), (3.8). Для пленки *Gn* состава  $\text{Vi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  получено  $K_{u1} \approx 36000$  эрг/см<sup>3</sup>, а для пленки *G8* состава  $\text{Vi}_{1.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Al}_{0.5}\text{O}_{12}$   $K_{u1} \approx 18000$  эрг/см<sup>3</sup>. Сравнивая полученные результаты с данными таблицы 3.2, получаем, что теоретические оценки магнитоупругого вклада в одноосную анизотропию, обусловленного охлаждением образца, близки к экспериментальным значениям для пленки состава  $\text{Vi}_{1.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Al}_{0.5}\text{O}_{12}$ , а для пленки состава  $\text{Vi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  это значение в три раза ниже.

По аналогии с эпитаксиальным синтезом, один из вкладов в формирование одноосной анизотропии может быть связан с индуцируемым ростом упорядочением ионов в додекаэдрической подрешетке [64, 74]. Таким ионом может быть и ион Vi, обладающий большим орбитальным моментом и именно с его влиянием связывается рекордное усиление магнитооптических эффектов в Vi гранатах. Действительно, для однослойного образца ГГГ/*G8* разность параметров решеток  $\Delta a$  между магнитным слоем *G8* и подложкой ГГГ больше, чем  $\Delta a$  для двухслойного образца ГГГ/*G8*/*Gn* между слоем *Gn* и подслоем *G8* (таблица 3.2). Однако константа одноосной анизотропии  $K_{u1}$  для



однослойного образца ГГГ/*G8* значительно меньше, чем для двухслойного образца ГГГ/*G8/Gn* (таблица 3.2). В двухслойном образце ГГГ/*G8/Gn* в слое *Gn* содержание *Vi* выше, чем в однослойном образце ГГГ/*G8* в слое *G8*, поэтому вклад ростовой анизотропии в одноосную анизотропию в двухслойном образце ГГГ/*G8/Gn* выше, чем в однослойном образце ГГГ/*G8*. По-видимому, вклад в одноосную анизотропию, обусловленный ростовой анизотропией и является определяющий по сравнению с вкладом, обусловленным разностью параметров решеток гранатов с различным формульным составом.

### **3.4. Влияние типа подложки на формирование магнитной анизотропии**

С целью выявления влияния типа подложки на формирование магнитной анизотропии в пленках, были исследованы однослойные и многослойные структуры, на основе *Vi*-замещенных феррит-гранатов, осажденных на подложки ГГГ, ориентированные в плоскости (111) и на подложки, термостойкого оптического ситалла. Синтез пленок осуществлялся методом РИЛР с последующим отжигом (см. раздел 3.1).

Химический состав, технологическое обозначение, толщина *h*, параметр решетки *a* и намагниченность насыщения  $4\pi M_s$  исследуемых однослойных и двухслойных наноструктур, синтезированных на подложках ГГГ (образцы №3,6,8) и термостойкого оптического ситалла  $\text{SiO}_2$ , (образцы №5,7) а также магнитофотонного кристалла на основе пленок *Vi*-замещенных феррит-гранатов, выращенного на подложке ГГГ с Брэгговскими зеркалами состава  $\text{SiO}_2, \text{TiO}_2$  (образец №9) представлены в таблице 3.3.

Магнитная анизотропия образцов исследовалась методом ферромагнитного резонанса на частоте 9,87 ГГц при комнатной температуре.

Таблица 3.3. Химический состав, толщина  $h$ , параметр решетки  $a$  и намагниченность насыщения  $4\pi M_s$  однослойных и двухслойных пленок ферритов гранатов, используемых при создании магнитофотонных кристаллов.

№	Состав магнитных нанопленок	Структура	$h$ , нм	$a$ , нм	$4\pi M_s$ , Гс
4	$\text{Bi}_1\text{Gd}_{1.5}\text{Y}_{0.5}\text{Fe}_{4.2}\text{Al}_{0.8}\text{O}_{12} : (G7)$	ГГГ/ $G7$	120	1.2444	280
5	$\text{Bi}_1\text{Gd}_{1.5}\text{Y}_{0.5}\text{Fe}_{4.2}\text{Al}_{0.8}\text{O}_{12} : (G7)$	$\text{SiO}_2/G7$	120	1.2444	280
6	$\text{Bi}_1\text{Gd}_{1.5}\text{Y}_{0.5}\text{Fe}_{4.2}\text{Al}_{0.8}\text{O}_{12}$ / $\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	ГГГ/ $G7/Gn$	120/180	1.2444/ 1.26	1060
7	$\text{Bi}_1\text{Gd}_{1.5}\text{Y}_{0.5}\text{Fe}_{4.2}\text{Al}_{0.8}\text{O}_{12}$ / $\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	$\text{SiO}_2/G7/Gn$	120/180	1.2444/ 1.26	1060
8	$\text{Bi}_{0.95}\text{Gd}_{1.45}\text{Y}_{0.3}\text{Lu}_{0.3}\text{Fe}_{4.35}\text{Al}_{0.65}\text{O}_{12}$ / $\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	ГГГ/ $G1/Gn$	120/180	1.2413/ 1.26	1075
9	$\text{Bi}_{0.95}\text{Gd}_{1.45}\text{Y}_{0.3}\text{Lu}_{0.3}\text{Fe}_{4.35}\text{Al}_{0.65}\text{O}_{12}$ / $\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	(МФК) ГГГ/ / $\{\text{TiO}_2\text{SiO}_2\}_5$ / $G1/Gn$ / / $\{\text{TiO}_2\text{SiO}_2\}_5$	120/180	1.2413/ 1.26	1075
10	$\text{Bi}_{0.95}\text{Gd}_{1.45}\text{Y}_{0.3}\text{Lu}_{0.3}\text{Fe}_{4.35}\text{Al}_{0.65}\text{O}_{12} (G1)$		120	1.2413	320

Для однослойных образцов №4,5 и двухслойных образцов №8,9 (таблица 3.3) на рисунках 3.4 и 3.5 представлены соответственно полярные угловые зависимости резонансного поля  $H_{res}(\theta_H)$  в плоскости  $(\bar{1}10)$  и азимутальные угловые зависимости резонансного поля  $H_{res}(\varphi_H)$  в плоскости пленки  $(111)$ . Для двухслойных образцов №6 и №8, выращенных на подложке ГГГ и образцов №7 и №9, выращенных на подложке  $\text{SiO}_2$ , вид угловых зависимостей качественно не отличается.

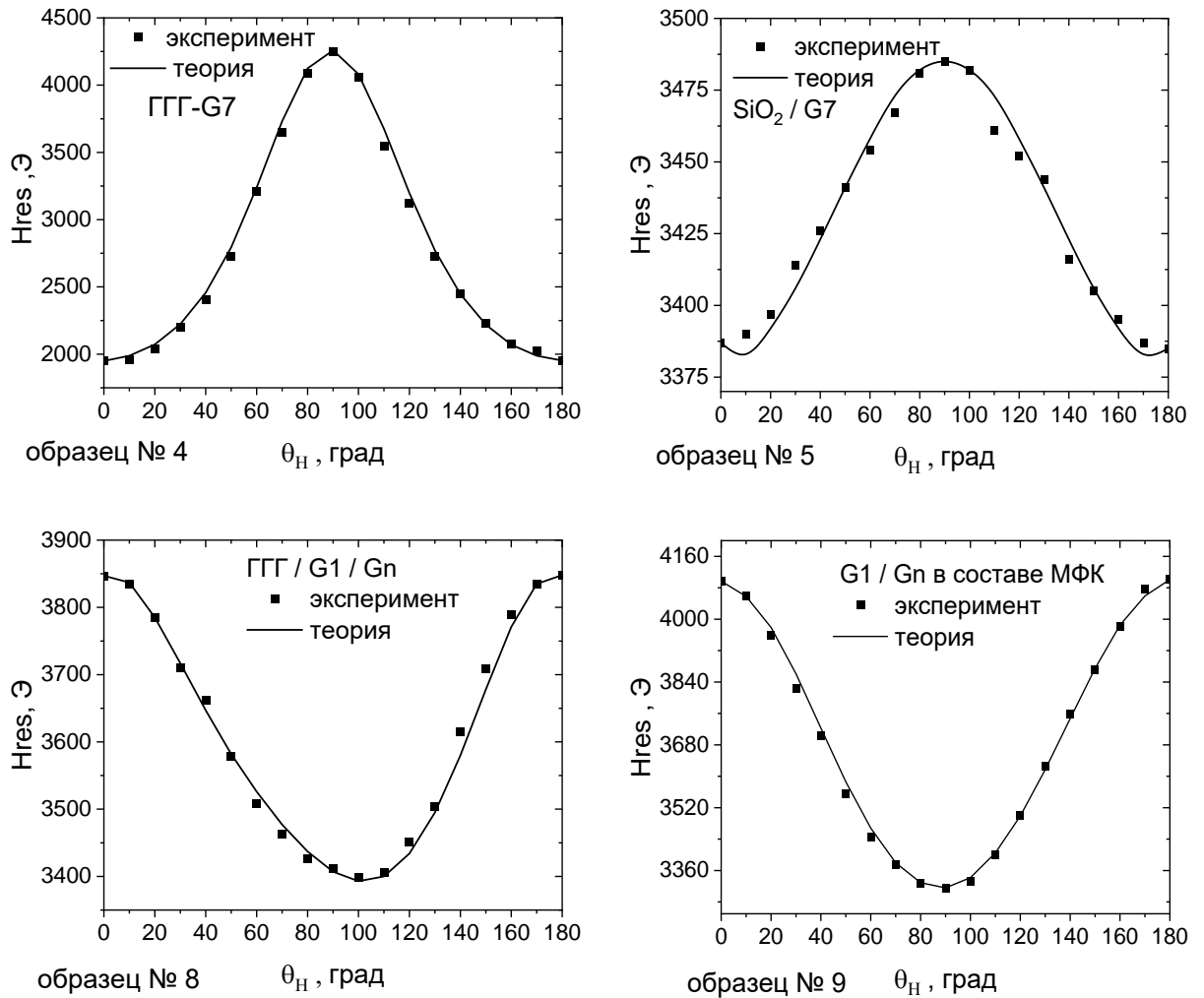


Рис. 3.4. Полярные угловые зависимости  $H_{res}(\theta_H)$  исследованных образцов (нумерация в таблице 3.3).

Экспериментальные полярные угловые зависимости  $H_{res}(\theta_H)$  для однослойных образцов №4,5 и двухслойных образцов №7,9 несколько несимметричны в окрестности угла  $\theta_H = 90^\circ$  (параллельный резонанс), при котором резонансное поле имеет экстремальное значение. При анализе экспериментальной зависимости  $H_{res}(\theta_H)$  для этих образцов выражение для полной свободной энергии можно представить, как в виде (1.25) или, как в виде (3.3), с последним членом в виде (3.2). При этом теоретические и экспериментальные угловые зависимости в обоих случаях хорошо согласуются.

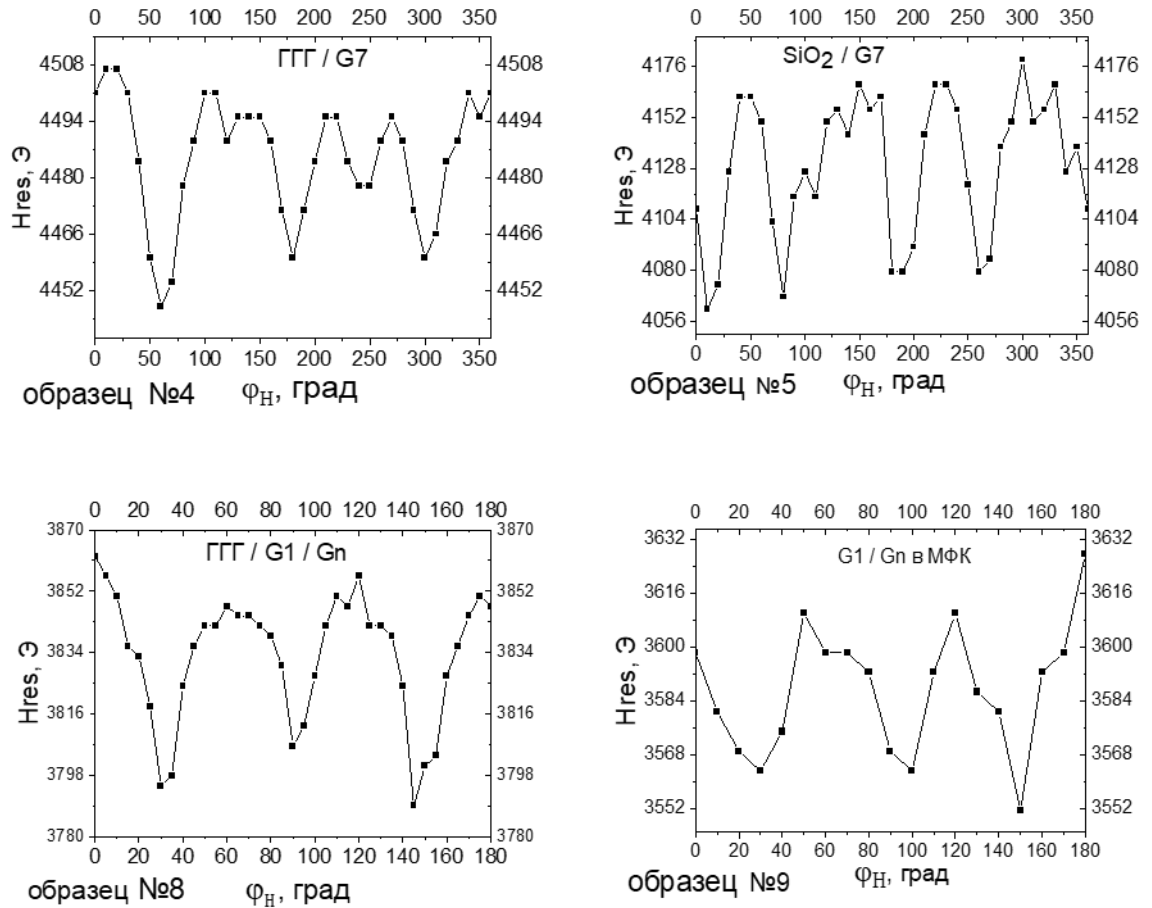


Рис. 3.5. Азимутальные угловые зависимости  $H_{res}(\varphi_H)$  исследованных образцов (нумерация в таблице 3.3).

Экспериментальные полярные угловые зависимости  $H_{res}(\theta_H)$  для двуслойных образцов №6,8 сильно ассиметричны вблизи  $\theta_H = 90^\circ$  (параллельный резонанс). Минимальное значение резонансного поля для этих образцов отличается от угла  $\theta_H = 90^\circ$ . Для образца №6  $H_{res\ min}$  наблюдаются при  $\theta_H = 110^\circ$ , для образца №8  $H_{res\ min}$  наблюдаются при  $\theta_H = 100^\circ$ . Хорошего согласования теоретических и экспериментальных зависимостей удалось добиться при учете анизотропных членов в виде (1.25).

Для всех образцов приведены значения констант магнитной анизотропии  $K_u$ ,  $K_1$  и гиромагнитное отношение (таблица 3.4) при учете в выражении для энергии анизотропных членов в виде (1.25). В таблице 3.4 также приведены

значения эффективного поля одноосной анизотропии  $H_u^*$  (1.34), рассогласование  $\Delta a$  постоянных решетки пленки и подложки или верхней пленки  $Gn$ , по отношению к нижней пленке в двуслойной структуре.

Таблица 3.4. Константы одноосной  $K_u$  и кубической  $K_1$  магнитной анизотропии, гиромангнитное отношение  $\gamma$ , эффективное поле одноосной анизотропии  $H_u^*$ , рассогласование  $\Delta a$ .

№	Структура	$K_u$ , эрг/см <sup>3</sup>	$K_1$ , эрг/см <sup>3</sup>	$H_u^*$ , Э	$\gamma \times 10^7$ , Э <sup>-1</sup> с <sup>-1</sup>	$\Delta a$ , нм
№4	ГГГ/ <i>G7</i>	20600	390	1487	1,81	0,006
№5	SiO <sub>2</sub> / <i>G7</i>	4200	570	70	1,81	
№6	ГГГ/ <i>G7/Gn</i>	39400	3520	-165	1,76	0,006/0,0156
№7	SiO <sub>2</sub> / <i>G7/Gn</i>	8600	616	-865	1,76	
№8	ГГГ/ <i>G1/Gn</i>	35500	765	-285	1,75	0,003/0,0187
№9	(МФК) <i>G1/Gn</i>	24800	260	-525	1,73	

Из таблицы 3.4 видно, что в однослойных пленках состава *G7*, реализуется магнитная анизотропия типа «легкая ось», независимо от типа подложки. При этом значение  $K_u$  буферного слоя *G7* на подложке ГГГ в 5 раз больше, чем при его кристаллизации на SiO<sub>2</sub>.

При кристаллизации на ГГГ пленка растет квазиэпитаксиально, и сильная одноосная анизотропия может быть вызвана, как разницей параметров ячейки пленки и подложки, так и ориентированным ростом микрокристаллитов в направлении [111].

Из анализа азимутальных зависимостей  $H_{res}(\varphi_H)$  для однослойных пленок *G7*, на подложке ГГГ видно, что образец *G7* обнаруживает в плоскости (111) искаженную 60-ти градусную симметрию с тремя выделенными через

120 градусов направлениями. Как видно из рисунка 3.5, №4, в пленке существует неэквивалентность направлений типа [111].

Оказалось, что пленка *G7*, выращенная на  $\text{SiO}_2$  подложке, также проявляет анизотропию магнитных свойств в плоскости. Азимутальная зависимость резонансного поля для этой пленки, выращенной на  $\text{SiO}_2$  подложке, имеет 90-градусную симметрию в плоскости (рис. 3.5, №5), в отличие от пленки, выращенной на ГГГ подложке.

Наличие анизотропии в плоскости у пленок, выращенных на подложках  $\text{SiO}_2$ , может свидетельствовать об ориентированном росте кристаллитов в результате спонтанной кристаллизации при послеростовом отжиге.

Как следует из анализа резонансных кривых (рис. 3.5, №4, 5), выделенным направлением для роста на ГГГ является направление [111], а на  $\text{SiO}_2$  – [100]. Указанная симметрия подтверждается микромагнитной структурой, регистрируемой методом магнито-силовой микроскопии МСМ (рис. 3.6. а, б).

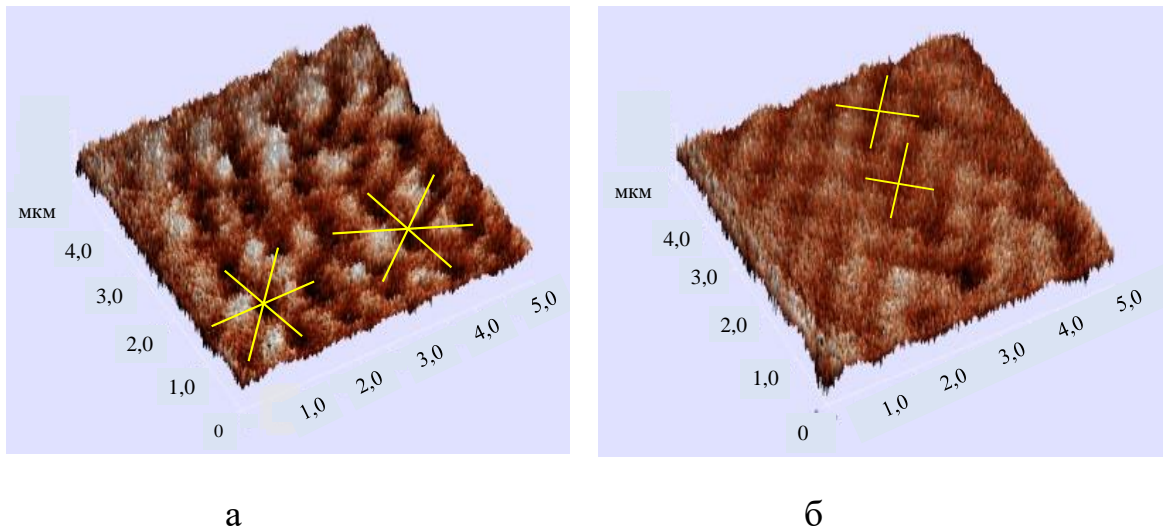


Рис. 3.6. МСМ изображение феррит-гранатовой пленки *G7* на подложке ГГГ - (а) и на подложке  $\text{SiO}_2$  - (б).

В двуслойных структурах *G1/Gn*, *G7/Gn* на ФМР-спектрах имеется одна линия поглощения. Наличие единственной линии в спектре ФМР может

означать, что между буферным и основным слоями (как в случае с образцом ГГГ/*G8/Gn* в разделе 3.1) действует сильная обменная связь. Эти структуры имеют высокие значения намагниченности (таблица 3.4) из-за наличия в них слоя *Gn*. Однако, если их синтез осуществляется на подложке ГГГ, значения константы анизотропии 2-го порядка  $K_u$  также оказываются высокими (таблица 3.4), а значение разности  $K_u - 2\pi M_s^2$  мало, поэтому возрастает роль кубической, а также одноосной анизотропии более высоких порядков. Учет этих констант и позволяет добиться лучшего совпадения экспериментальных и теоретических угловых зависимостей резонансных полей (рис. 3.4, №6, 8). За счет влияния кубической и одноосной анизотропии высокого порядка в этих пленках реализуется анизотропия, приводящая к выходу намагниченности из плоскости пленки. Для образцов ГГГ/*G7/Gn* и ГГГ/*G1/Gn* теоретическая угловая зависимость  $H_{res}(\theta_H)$  также, как и экспериментальная, имеет минимальное значение резонансного поля соответственно при  $\theta_H = 110^\circ$ , и при  $\theta_H = 100^\circ$  (рис. 3.4, №8).

Соответствующие образцам *G1/Gn*, *G7/Gn*, выращенным на подложке ГГГ, азимутальные зависимости  $H_{res}(\varphi_H)$  также, как в случае с образцом ГГГ/*G8/Gn* (рис. 3.2) имеют 60-градусную симметрию.

Значение  $K_u$  для двухслойной структуры *G7/Gn*, выращенной на подложке  $\text{SiO}_2$ , в 4,5 раза меньше, чем для пленок того же состава в аналогичной структуре на монокристаллической подложке ГГГ. Для этой пленки значение разности  $K_u - 2\pi M_s^2$  меньше нуля и достаточно высокое по сравнению с вкладом в магнитную энергию слагаемых, связанных с кубической магнитной анизотропией и одноосной магнитной анизотропией более высоких порядков. Полярные (экспериментальная и теоретическая) угловые зависимости  $H_{res}(\theta_H)$  имеют минимальное значение при  $\theta_H = 90^\circ$  (рис. 3.4, №7). В образце  $\text{SiO}_2/\text{G7}/\text{Gn}$  реализуется магнитная анизотропия типа «легкая плоскость».

Для структуры  $G1/Gn$ , в составе МФК, выращенной на подложке ГГГ с подслоем  $TiO_2SiO_2$ , значение  $K_u$  на 17% меньше, чем для той же структуры  $G1/Gn$ , выращенной на подложке ГГГ. Это также приводит к тому, что структура  $G1/Gn$  в составе МФК имеет магнитную анизотропию типа «легкая плоскость». Для образца состава  $G1/Gn$ , в составе МФК,  $H_{res}(\theta_H)$  имеет минимальное значение при  $\theta_H = 90^\circ$  (рис. 3.4, №9). Этот образец имеет анизотропию типа «легкая плоскость». При этом оказалось, что резонансное поле при намагничивании этого образца вдоль нормали к поверхности пленки увеличилось не значительно (до 10 %) по сравнению с такой же двуслойной структурой  $G1/Gn$  (рис. 3.4, №8), выращенной без Брэгговских зеркал.

Для структуры  $G1/Gn$ , выращенной в составе МФК, зависимость  $H_{res}(\varphi_H)$  отражает 60-ти градусную симметрию.

### **3.5. Зависимость ширины линии ФМР от угла между направлением магнитного поля и плоскостью пленки**

О качестве кристаллов феррит-гранатов можно судить по ширине линии ФМР. Для применения пленок ферритов-гранатов в различных устройствах, важно, чтобы ширина линии ФМР была наименьшей. При одинаковом формульном составе ширина линии ФМР у поликристаллических пленок выше, чем у монокристаллических. Это связано с особенностями синтеза таких пленок. Так пленки, выращенные методом РИЛР, представляют собой кристаллиты с различной формой и размерами. Кристаллиты могут также отличаться друг от друга кристаллографической ориентацией. Резонансная частота ФМР каждого кристаллита зависит от его формы, ориентации по отношению ко внешнему магнитному полю, от соотношения различных вкладов анизотропии. Таким образом каждый кристаллит можно рассматривать как осциллятор со своей собственной частотой ФМР.



В процессе роста пленки также могут образовываться поры и трещины, которые также приводят к уширению резонансной линии ФМР [67]. Все это говорит о сложности рассматриваемых структур.

Для всех образцов (см. раздел 3.2) ФМР анализ показал высокие значения ширины линии  $\Delta H$ , как для пленок, выращенных на ГГГ подложке ( $\Delta H = 150 - 350$  Э), так и для пленок, выращенных на подложке  $\text{SiO}_2$  ( $\Delta H = 450 - 650$  Э). Исследуемые структуры могли сформироваться в результате островкового роста кристаллитов пленки в процессе синтеза. В процессе роста на подложке ГГГ островки кристаллитов наследовали одну и ту же пространственную ориентацию решетки, и при срастании на границах островков нет ярко выраженных дефектов, как это может иметь место в случае роста пленки на изотопной подложке  $\text{SiO}_2$ . Это отразилось на величине ширины линии ФМР, которая у пленок, выращенных на подложках ГГГ в целом меньше, чем у пленок, выращенных на подложках  $\text{SiO}_2$ . В эпитаксиальных пленках с похожим составом ширина линии ФМР на порядок меньше, чем в пленках, синтезированных методом ионно-лучевого распыления.

При срастании кристаллиты формируют в пленке, в нижнем ее слое сплошную среду, толщина которой увеличивается по мере роста пленки. Верхний слой пленки представляет собой не сросшиеся кристаллиты.

При исследовании  $\text{Vi}$ - замещенных пленок, выращенных методом РИЛР по ФМР спектрам для однослойных образцов  $G8$ ,  $Gn$  и двуслойного образца  $G8/Gn$ , выращенных на подложке ГГГ, были построены угловые зависимости ширины линии ФМР от полярного угла  $\Delta H(\theta_H)$ . На рисунке 3.7, а приведена экспериментальная угловая зависимость  $\Delta H(\theta_H)$  для однослойного образца  $G8$ . По данным ФМР (см. раздел 3.3) пленка  $G8$  имеет анизотропию типа «легкая ось».

Особенность наблюдаемой зависимости состоит в том, что максимальные значения  $\Delta H = 345$  Э наблюдаются при углах  $\theta_H = 90^\circ$  и  $0^\circ$ , соответствующих

легкому и трудному направлениях намагничивания. Минимальная ширина линии ФМР  $\Delta H = 200$  Э наблюдается при углах  $\theta_H = 60^\circ$  и  $120^\circ$ .

В работе [110] для эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов изучалось влияние дисперсии полей орторомбической анизотропии на ширину линии ФМР. Для объяснения характера угловой зависимости ширины линии ФМР предполагалось наличие неоднородности полей анизотропии по толщине пленки, что связано с нестационарностью кинетики ее роста.

Особенности уширения линии ФМР, связанного с угловой дисперсией анизотропии изучались в работах [112] на металлических пленках. При таком типе дисперсии максимумы на угловой зависимости ширины резонансного поля наблюдаются при промежуточных ориентациях, между трудным и легким направлениями, внешнего магнитного поля.

Зависимость ширины линии ФМР, приведенная на рис. 3.7,а для пленки ГГГ/*G8*, выращенной методом РИЛР, может быть также связана с неоднородностью состава пленки и ее магнитных параметров (намагниченность, константы магнитной анизотропии, гиромагнитное отношение) по толщине.

В отличие от толстых эпитаксиальных пленок, в напыленных пленках из-за малости их толщины, толщина переходных слоев пленка-подложка и пленка-пленка (в двуслойных образцах), в которых имеет место изменение магнитных параметров по толщине, может быть сравнима с толщиной основных слоев. поэтому важно учитывать вклад таких слоев в уширение линий ФМР.

Толщина подложки ГГГ на 3 порядка больше толщины магнитного слоя *G8* и, так как подложка ГГГ имеет существенно меньший параметр решетки ( $a = 1,2383$  нм) по отношению к слою пленки *G8*. ( $a = 1,2506$  нм), последняя будет напряжена. По мере удаления от интерфейса пленка-подложка, напряжение в пленке должно уменьшаться. Связанная с напряжениями одноосная анизотропия также должна меняться по толщине пленки. Такая

неоднородность может приводить к уширению резонансной линии. На рисунке 3.7,б приведены расчетные угловые зависимости  $H_{res}(\theta_H)$  для модельного образца (с магнитными параметрами близкими к магнитным параметрам образца G8), имеющего неоднородную структуру по толщине. Неоднородность заключалась в том, что образец состоит из двух слоев, немного отличающихся только константами магнитной анизотропии 2-го порядка, а именно, слой-1 и слой-2 имеют константы анизотропии 2-го порядка соответственно  $K_u^{(1)} = 16000$  эрг/см<sup>3</sup>, и  $K_u^{(2)} = 14000$  эрг/см<sup>3</sup>. Остальные магнитные параметры для обоих слоев одинаковы и имеют следующие значения:  $4\pi M_s = 360$  Гс,  $\gamma = 1,68 \times 10^7$  Э-1 с<sup>-1</sup>,  $K_1 = 1600$  эрг/см<sup>3</sup>,  $K_2 = 600$  эрг/см<sup>3</sup>.

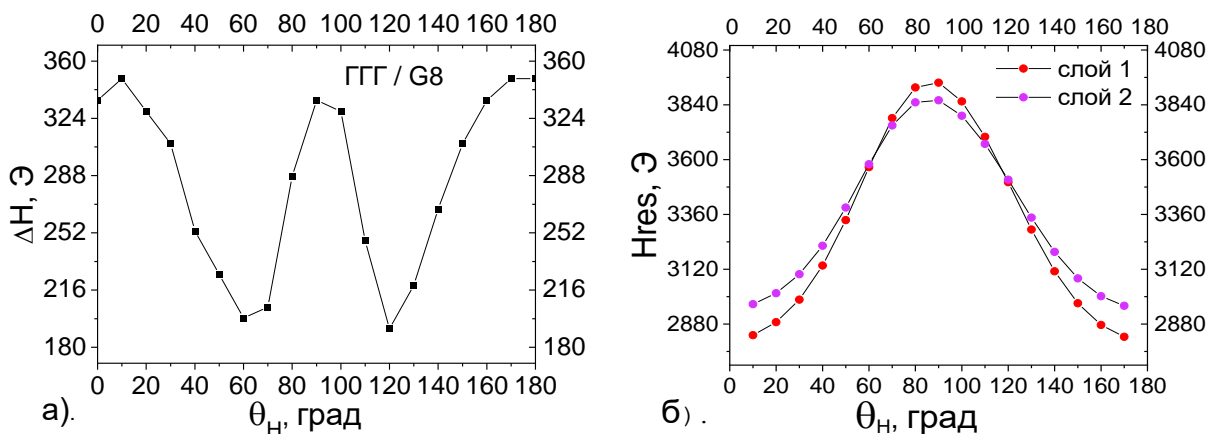


Рис. 3.7. Экспериментальная зависимость  $\Delta H(\theta_H)$  в пленке G8 -(а), теоретически рассчитанные зависимости  $H_{res}(\theta_H)$  для модельного образца, имеющего неоднородную структуру по толщине, которая состоит в том, что образец состоит из двух слоев, немного отличающихся только константами магнитной анизотропии 2-го порядка.

При углах  $\theta_H = 60^\circ$  и  $120^\circ$  резонансные поля обоих слоев почти совпадают. При углах  $\theta_H = 0^\circ$  и  $90^\circ$  резонансные поля слоев максимально отличаются (рис. 3.7, б).

На рисунке 3.8, а приведена угловая зависимость разности резонансных полей слоя1 и слоя2  $H_{res}^{(1)}(\theta_H) - H_{res}^{(2)}(\theta_H)$  для модельного образца. Если предположить, что ширина линии ФМР для каждого слоя модельного образца равна  $\Delta H = 200$  Э. (это соответствует минимальному значению на экспериментальной зависимости  $\Delta H(\theta_H)$  (рис. 3.7, а)) и не сильно зависит от полярного угла  $\theta_H$ , то для модельного образца расчетная зависимость  $\Delta H(\theta_H)$  от угла будет иметь вид, как на рисунке. 3.8, б.

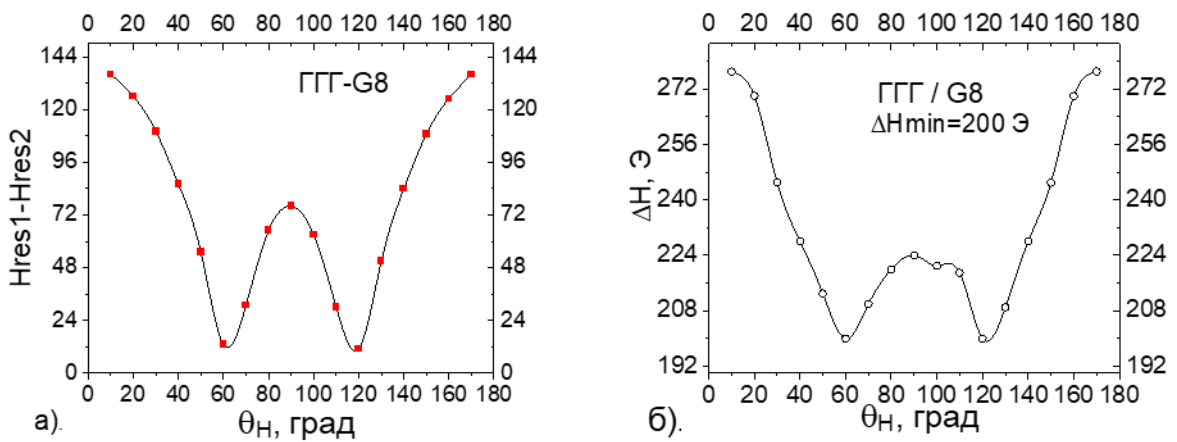


Рис. 3.8. Расчетные угловые зависимости разности резонансных полей слоя1 и слоя2  $H_{res}^{(1)}(\theta_H) - H_{res}^{(2)}(\theta_H)$ -(а) и ширины линии  $\Delta H(\theta_H)$ . -(б) для модельного образца.

На рисунке 3.9 приведены экспериментально зарегистрированный (красная линия) для образца G8 и теоретически построенный (черная линия) для модельного образца ФМР-спектры при  $\theta_H = 0^\circ$ . При расчете учитывается разница между резонансными полями слоев для этого угла, которая составляет 140 Э, а также предполагается, что ширина линии ФМР для каждого слоя не меняется от угла и равна  $\Delta H = 200$  Э, что соответствует минимальному значению на экспериментальной зависимости  $\Delta H(\theta_H)$  (рис. 3.7, а).

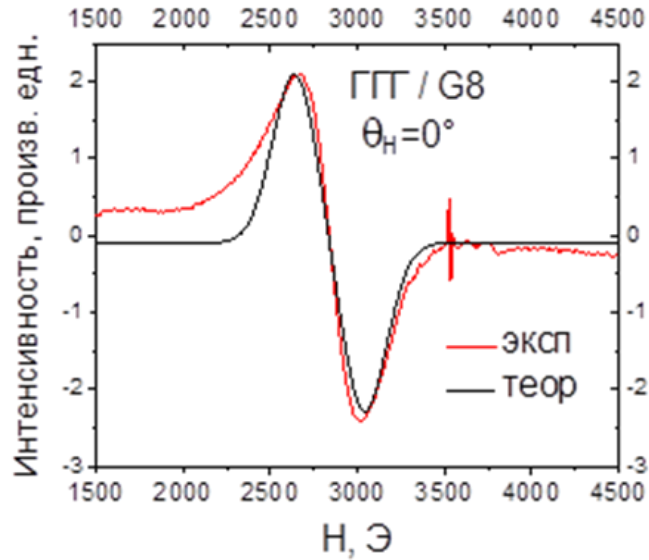


Рис. 3.9. Экспериментально зарегистрированный для образца  $G8$  и построенный для модельного образца ФМР-спектры. Угол  $\theta_H = 0^\circ$ .

Отклонение теоретического ФМР-спектра от экспериментально зарегистрированного может быть связано с влиянием подложки ГГ.

На рисунке 3.10 приведены экспериментальные и теоретические зависимости  $\Delta H(\theta_H)$  для однослойного образца  $Gn$  и двуслойного образца  $G8/Gn$ .

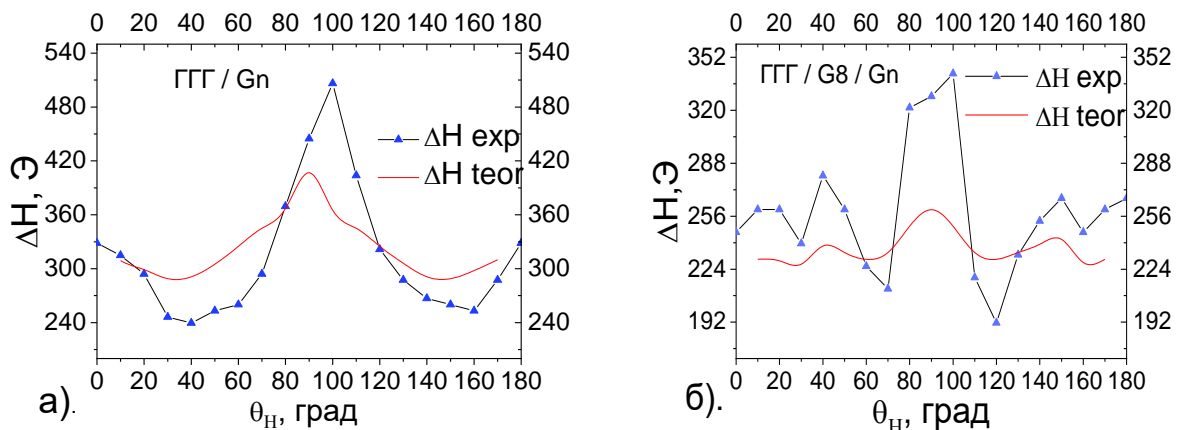


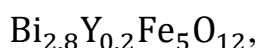
Рис. 3.10. (Экспериментальная и теоретическая) Зависимость ширины линии ФМР от полярного угла  $\theta_H$  в пленке  $Gn$  -(a) и  $G8/Gn$  -(б)

Теоретические зависимости построены, исходя из тех же соображений что и в случае однослойного образца  $G8$ .

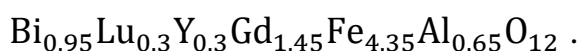
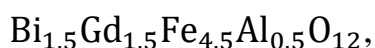
Из рисунка видно, что экспериментальные и построенные на основе двухслойной модели с одним изменяющимся магнитным параметром зависимости ширины линии  $\Delta H$  ведут себя качественно подобно в зависимости от угла ( $\theta_H$ ). При этом количественные различия существенны, что связано с простотой используемой модели. Для уточнения модели требуются дополнительные исследования образцов иными методами.

### 3.6. Краткие выводы к Главе 3

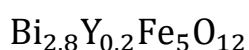
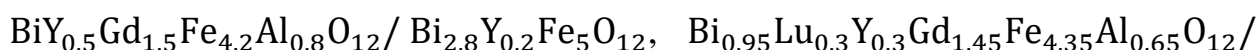
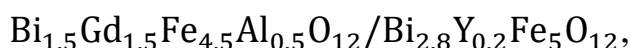
В настоящей работе методом ФМР проведено исследование однослойных и двухслойных пленок  $Bi$ -замещенных ферритов гранатов, синтезированных методом реактивного ионно-лучевого распыления на подложках гадолиний галлиевого граната с ориентацией (111) и на подложках  $SiO_2$ . Однослойные образцы условно делились на пленки с высоким содержанием  $Bi$  состава:



и пленки с малым содержанием  $Bi$  состава:



Двухслойные пленки имели составы:



Во всех образцах исследовалась магнитная анизотропия и влияние на магнитную анизотропию взаимодействия между слоями, а также типа подложки.

1. В насыщенном состоянии в однослойных пленках феррит-граната (с малым содержанием  $Bi$ ), синтезированных на подложке монокристаллического гадолиний галлиевого граната и на подложке  $SiO_2$ , реализуется магнитная анизотропия типа «легкая ось». При этом однослойные пленки, выращенные на ГГГ подложке, имеют значительно большие значения констант одноосной анизотропии, чем пленки, выращенные на подложках  $SiO_2$ .

2. В насыщенном состоянии в однослойном образце (с большим содержанием  $Bi$ ) и в двухслойных образцах, синтезированных по двухэтапной схеме на подложке монокристаллического гадолиний галлиевого граната, реализуется магнитная анизотропия, приводящая к выходу намагниченности из плоскости пленки. Это связано с тем, что в пленках, выращенных на подложке ГГГ, одноосная анизотропия, наведенная ростом и напряжениями, частично компенсирует анизотропию формы. При этом существенным оказывается влияние членов анизотропии более высоких порядков, учтенных в выражении для энергии.

Двухслойные пленки, выращенные на подложках  $SiO_2$ , имеют меньшие значения констант одноосной анизотропии, наведенной ростом и напряжениями, по отношению к пленкам, выращенным на ГГГ подложке. Поэтому двухслойные пленки, выращенные на подложках  $SiO_2$ , из-за преобладания в них анизотропии формы, имеют анизотропию, укладывающую намагниченность в плоскости пленки.

3. Одним из требований к магнитоактивным слоям в магнитофотонных кристаллах является вне плоскостная конфигурация намагниченности в нулевых внешних магнитных полях. Это позволяет реализовать максимальный эффект Фарадея. Наши эксперименты показывают, что феррит-гранатовый слой с низкой концентрацией  $Bi$  обеспечивает перпендикулярное намагничивание основного магнитоактивного слоя с высокой концентрацией  $Bi$ , благодаря сильной обменной связи. Магнитные параметры двухслойной

системы сопоставимы с однослойными пленками, и такие двуслойные системы могут быть успешно использованы для получения магнитофотонных кристаллов.

4. Ширины линии ФМР пленок, выращенных на ГГГ подложке почти в два раза меньше, чем в пленках подложке  $\text{SiO}_2$ . Измерены ориентационные зависимости ширины линии ФМР и на примере пленки состава  $\text{Bi}_{1.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Al}_{0.5}\text{O}_{12}$  с анизотропией типа «легкая ось» показано, что минимальные значения ширины линии ФМР реализуются при углах, соответствующих максимальной крутизне аналогичных ориентационных зависимостей резонансных полей. Максимальные значения ширины линии ФМР наблюдаются при намагничивании образца в легком и в трудном направлениях. Это может свидетельствовать о значительном вкладе в неоднородное уширение линии ФМР дисперсии полей одноосной анизотропии.



## 4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЧАСТОТНОЙ РАЗВЕРТКИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ НИЗКОПОЛЕВЫХ СПЕКТРОВ ФМР

### 4.1. Описание экспериментальной установки

Электромагнитные колебания с длиной волны 3.5 см (X-диапазон СВЧ) получили широкое распространение для регистрации спектров электронного парамагнитного резонанса. В этом же частотном диапазоне СВЧ проводится и регистрация спектров ФМР так, что используются фактически одни и те же приборы [71, 73]. Для регистрации спектров используется полевая развертка при фиксированной частоте возбуждения. Диапазон полей, в которых могут наблюдаться спектры, привязан к рабочей частоте, магнитной анизотропии исследуемых образцов, что не всегда позволяет наблюдать сигналы ФМР в слабых, близких к переходу в полидоменное состояние, магнитных полях. В настоящей работе решается задача исследования спектров ФМР в слабых магнитных полях [А9].

Для наблюдения сигналов ФМР в широком частотном диапазоне предлагается использовать векторный анализатор цепей, конкретно, модель R&S ZNB-20. Собственно векторный анализатор позволяет измерять S-параметры четырехполосников. Если использовать четырехполосник, содержащий исследуемый образец, то с помощью векторного анализатора можно исследовать влияние образца на свойства четырехполосника. Конкретно, для регистрации ФМР спектров образец должен находиться в области измеряемого элемента с максимумом переменного магнитного поля.

В качестве датчиков сигналов ФМР используются СВЧ резонаторы, полосковые линии, компланарные линии передач и другие устройства. Преимущество резонаторов состоит в их высокой чувствительности. Однако, регистрация спектров осуществляется на фиксированной частоте путем

частотной развертки. Для полей, близких к переходу в полидоменное состояние такой подход не применим. Основное условие – фиксированное поле и, как следствие – частотная развертка.

Для реализации требуемых условий в настоящей работе используется специально изготовленный четырехполюсник на основе несимметричной полосковой линии передач. В этом случае четырехполюсник представляет собой измерительную ячейку, которая совмещает функции датчика сигнала и держателя образца. С помощью векторного анализатора измерялись частотные зависимости коэффициента пропускания (параметр  $S_{21}$ ) измерительной ячейки.

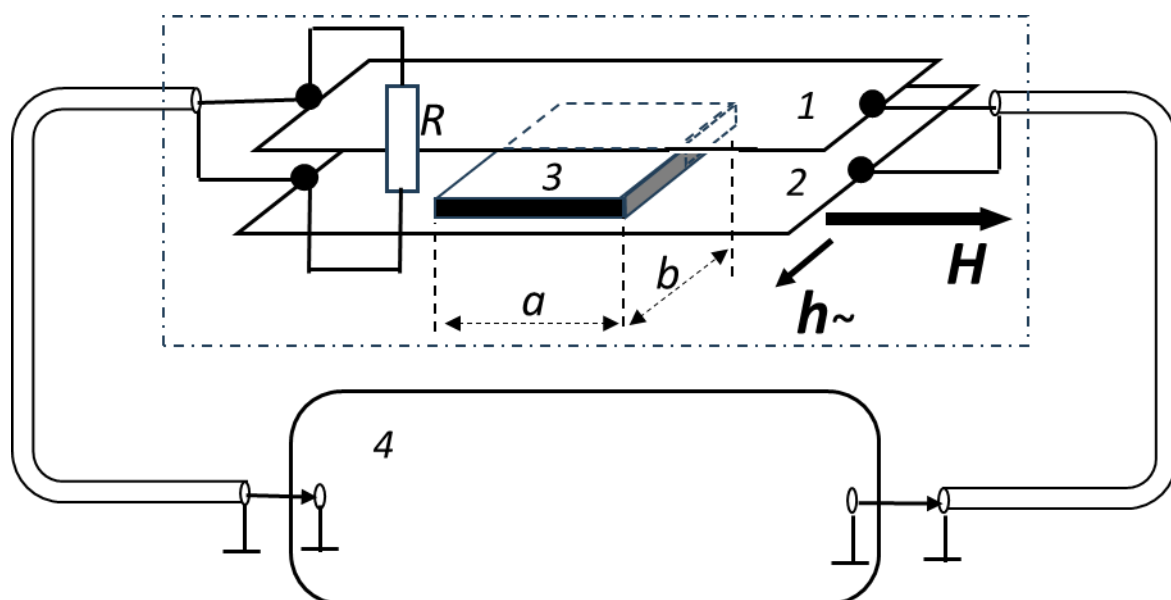


Рис. 4.1. Схема измерительной ячейки (режим измерения коэффициента пропускания  $S_{21}$ ).

1, 2 – плоскопараллельные металлические пластины, 3 – образец, 4 – векторный анализатор цепей (модель R&S ZNB-20), 5 – соединительные кабели,  $\vec{H}$  – постоянное магнитное поле,  $\vec{h}_{\sim}$  переменное магнитное поле,  $R$  – согласующий резистор 50 Ом.

Для изготовления измерительной ячейки использовались металлические (медные) пластины. Над пластиной длиной 20 мм и шириной 15 мм (пластина 2 на рис. 4.1) располагался второй плоский проводник, имеющий такую же длину 20 мм и ширину 10 мм (пластина 1 на рис. 4.1). Пластины располагались параллельно друг другу, а расстояние между пластинами, порядка нескольких миллиметров, подбиралось экспериментально так, чтобы обеспечить наилучшее согласование с измерительным прибором в возможно большем (до 1 – 2 ГГц) частотном диапазоне. Кроме того, для согласования с анализатором, использовано активное сопротивление  $R = 50$  Ом, схема включения которого приведена на рис 4.1.

Исследуемый образец, имеющий форму пластины толщиной не более 0.5 мм помещался в зазор между пластинами измерительной ячейки параллельно пластинам. Если рассматривать измерительную ячейку как несимметричную полосковую линию передач, то при распространении электромагнитных волн квази Т-типа максимум переменного поля реализуется в пространстве между пластинами, а вектор поля параллелен пластинам. В результате переменное магнитное поле  $\vec{h}$  лежало в плоскости образца. Для обеспечения пространственной однородности переменного магнитного поля использовались образцы ЭПФГ, размер которых не выходил за размеры пластины 1.

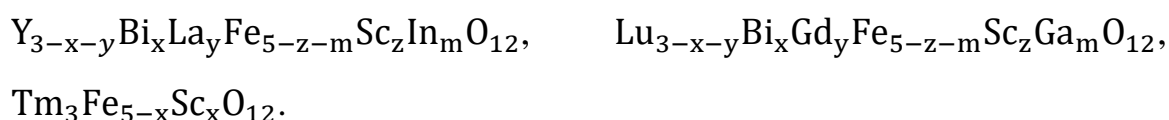
Постоянное магнитное поле в диапазоне 0 – 150 Э создавалось с помощью катушек Гельмгольца (не показано на рис 4.1), При этом пространственное расположение катушек Гельмгольца и измерительной ячейки выбирались так, чтобы переменное магнитное поле  $\vec{h}$  и постоянное магнитное поле  $\vec{H}$  лежали в плоскости пленки перпендикулярно друг другу.

Предварительно регистрировалась «базовая» характеристика измерительной ячейки путем измерения частотной зависимости комплексного коэффициента пропускания  $S_{21}$  измерительной ячейки с образцом в отсутствии постоянного магнитного поля (калибровочный спектр). Затем

регистрировалась аналогичная зависимость  $S_{21}$  во внешнем магнитном поле  $H$  и из полученной частотной зависимости вычиталась «базовая» характеристика (калибровочный спектр). Вычитание проводилось отдельно для действительной и мнимой компонент сигнала. Частотная зависимость модуля  $S_{21}$ , полученная путем вычитания, представляет спектр образца. С целью повышения отношения сигнал/шум при регистрации спектров использовалось накопление из 50 сканов.

#### 4.2. Низкополевые спектры ФМР тонких пленок катион-замещенных ферритов гранатов

Для проведения экспериментов были отобраны образцы ЭПФГ с различным катионным замещением со следующими формульными составами:



Катионное замещение использовано для формирования магнитной анизотропии, укладывающей намагниченность в плоскость пленки. Все образцы ЭПФГ были синтезированы на ориентированных в кристаллографической плоскости (111), подложках из монокристаллических пластин гадолиний-галлиевого граната и гадолиний-галлиевого граната, легированного кальцием, магнием и цирконием (КМЦ ГГГ).

Исследуемые ЭПФГ представляли собой пластины, близкие к квадратной форме и имели размер не более, чем  $5 \times 5 \times 0.55$  мм, благодаря чему поле  $h_{\perp}$  в первом приближении, можно рассматривать, как пространственно однородное.

На рисунке 4.2, а приведены спектры комплексного коэффициента пропускания ЭПФГ с формульным составом  $(YBi)_3(FeSc)_5O_{12}$ . Внешнее поле  $H = 10$  Э было ориентировано вдоль стороны  $a$  квадратного образца. Каждый из спектров нормирован на максимум  $S_{21y} = Im(S_{21})$ .

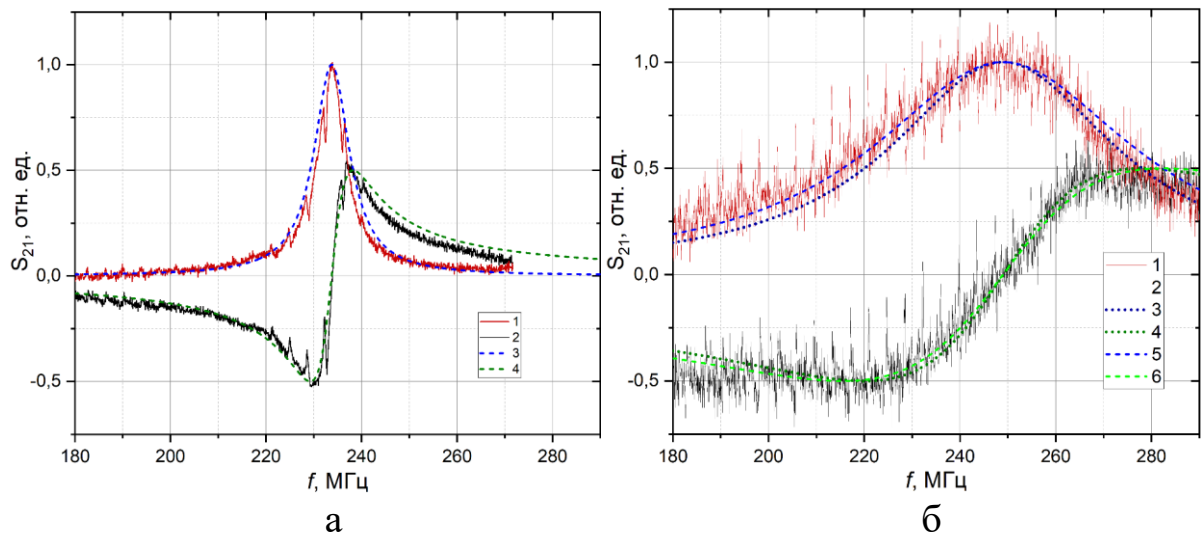


Рис. 4.2. Частотные зависимости мнимой  $Im(S_{21})$  (1) и действительной  $Re(S_{21})$  (2) частей коэффициента пропускания  $S_{21}(f)$  датчика с образцом. Образец – ЭПФГ  $BiY_2Fe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$ . Постоянное магнитное поле  $H = 10$  Э (а) и  $H = 6,7$  Э (б) направлено вдоль стороны  $a$  квадратного образца.

Пунктирные линии – результат аппроксимации экспериментальных зависимостей функциями (4.1) и (4.2).

Спектры представляют собой широкую линию, модулированную серией узких, равноотстоящих по частоте друг от друга спектральных линий. Оказалось, что резонансная частота широкой линии определяется внешним магнитным полем  $H$ .

Частотный спектр мнимой части комплексного коэффициента пропускания  $S_{21y}$  хорошо аппроксимируется функцией Лоренца

$$S_{21y}(f) = \frac{\gamma_M^2}{(f - f_{res})^2 + \gamma_M^2} \quad (4.1)$$

При этом действительная часть комплексного коэффициента пропускания  $S_{21x}$  аппроксимируется выражением:

$$S_{21x}(f) = \frac{(f - f_{res}) \gamma_M}{(f - f_{res})^2 + \gamma_M^2}. \quad (4.2)$$

Здесь  $f_{res}$  – центральная (резонансная) частота,  $\gamma_M$  – параметр затухания. На рисунке 4.2 приведены также примеры аппроксимации экспериментальных спектров  $S_{21}$  с помощью выражений (4.1) и (4.2). При этом для расчетных по выражениям (4.1) и (4.2) спектров хорошего совпадения удалось добиться при  $f_{res} = 206$  МГц и  $\gamma_M = 4,5$  МГц. Параметр затухания  $\gamma_M$  можно связать с шириной спектральной линии  $\Delta f$ , определяемой по спектрам действительной части коэффициента пропускания, как расстояние по частоте между минимумом и максимумом  $S_{21x}$  (линии 2 на рис. 4.2). Для функции (4.2), определяющей зависимость  $S_{21x}(f)$ , выполняется соотношение  $\Delta f \approx 2\gamma_M$ . Ширина линии, пересчитанная, в соответствии с гиромагнитным отношением  $2.8$  МГц/Э, равна  $\Delta H = 3,2 \pm 0,1$  Э.

При увеличении внешнего магнитного поля до  $40$  Э, резонансная частота широкой линии  $f_{res}$  растет, а ширина линии в пределах погрешности измерения не меняется.

По аналогии с работами [37, 45, 114] будем считать, что широкая линия связана с ФМР в гранатовой пленке.

В слабых полях  $H = 6 \div 8$  Э, направленных вдоль стороны  $a$  образца также наблюдаются сигналы ФМР. При этом уменьшение поля приводит как к росту резонансной частоты, так и к росту ширины линии. Спектры ФМР в поле  $H = 6,7$  Э, приведены на рисунке 4.2, б. Аппроксимация выражениями (4.1) и (4.2) (линии 3, 4 на рис. 4.2, б) оказывается удовлетворительной при  $\gamma_M = 29$  МГц и  $f_{res} = 249$  МГц.

### 4.3. Полевые зависимости частоты ФМР

На рисунке. 4.3 приведены полученные из анализа частотных спектров  $S_{21}(f)$  полевые зависимости резонансной частоты ФМР  $f_{res}(H)$ . Постоянное магнитное поле  $H$  сначала прикладывалось вдоль стороны  $a$  квадратного образца  $Bi$ -содержащей ЭПФГ. Затем образец поворачивался на угол  $90^\circ$  и полевая зависимость  $f_{res}(H)$  определялась для случая, когда поле  $H$  было приложено вдоль другой стороны образца (сторона  $b$ ).

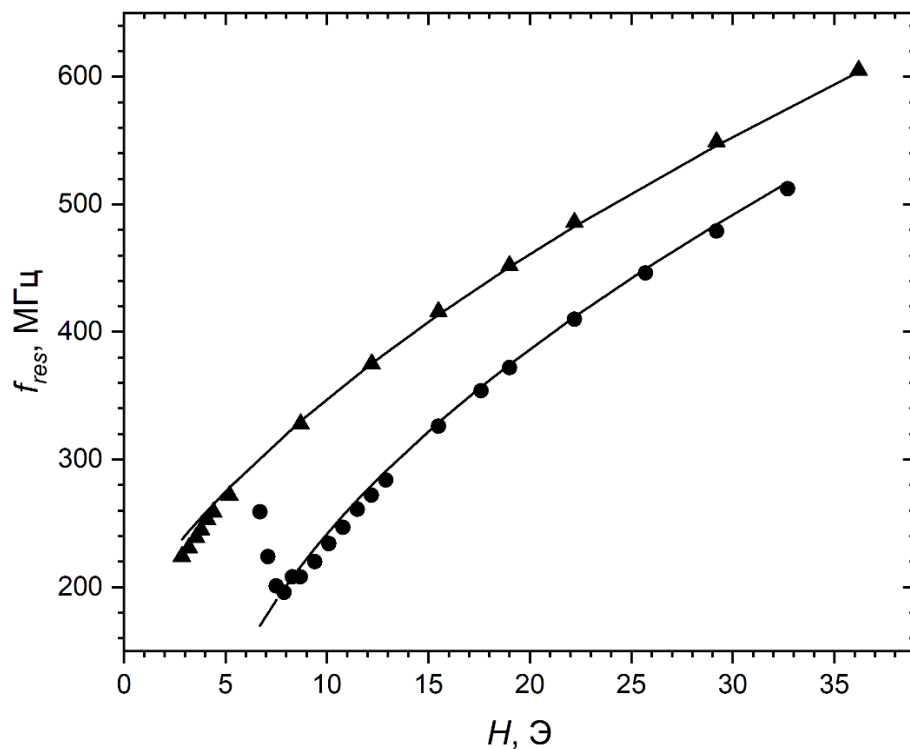


Рис. 4.3. Полевые зависимости резонансной частоты ФМР  $f_{res}(H)$  для случаев, когда поле направлено вдоль стороны  $a$  (круги) и стороны  $b$  (треугольники) образца. Сплошные линии – результат аппроксимации экспериментальных зависимостей выражением (4.4).

Из рисунка 4.3 видно, что для любой фиксированной частоты величина резонансного поля  $H_{res}$  зависит от его ориентации в плоскости образца. Так при намагничивании образца вдоль стороны  $a$  (на любой фиксированной

частоте) резонансное поле оказывается больше, чем резонансное поле при намагничивании вдоль стороны  $b$ . Для выяснения характера анизотропии резонансного поля, обнаруженной в плоскости пленки, регистрировались ФМР спектры при различных ориентациях внешнего поля  $H$  в плоскости пленки (111).

#### 4.4. Анизотропия

По спектрам ФМР были построены зависимости резонансного поля от азимутального угла  $\varphi_H$ , который задает направление внешнего поля  $H$  в плоскости (111). Угол  $\varphi_H$  отсчитывался от стороны  $a$  квадратной пластины образца. Эксперимент проводился на частоте  $f = 403,8$  МГц. На рисунке 4.4 для ЭПФГ состава  $\text{BiY}_2\text{Fe}_{4.4}\text{Sc}_{0.6}\text{O}_{12}$  приведена экспериментальная зависимость резонансного поля  $H_{res}$ , от азимутального угла  $\varphi_H$  (квадраты).

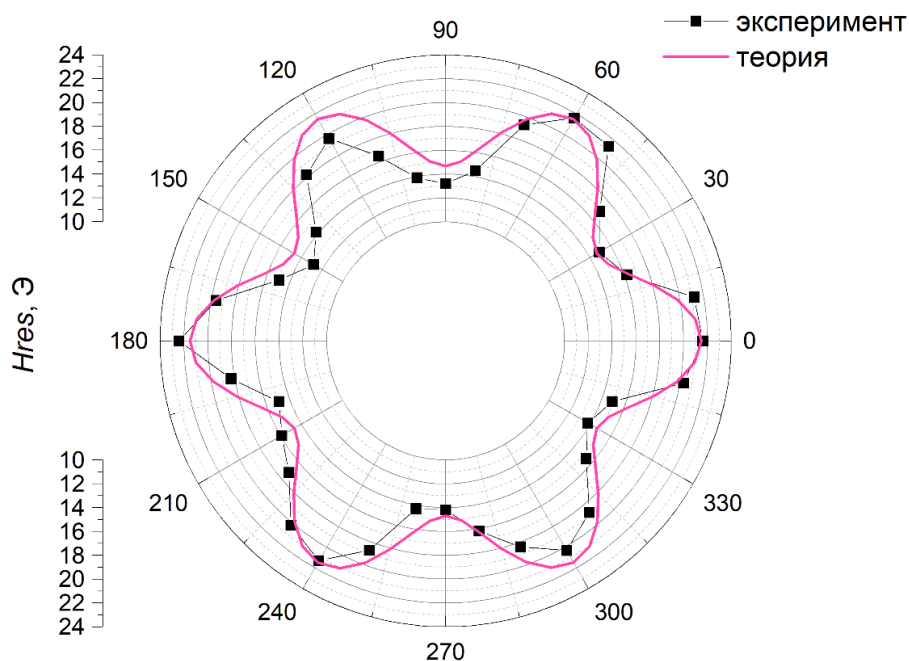


Рис. 4.4. Экспериментальная (квадраты) и теоретическая (красная линия) азимутальные угловые зависимости  $H_{res}(\varphi_H)$ .



Такая зависимость характерна для кубической магнитной анизотропии в плоскости (111). Зависимость частоты ФМР от направления постоянного поля в плоскости пленки (рис. 4.3 и рис 4.4) свидетельствует о наличии анизотропии в плоскости пленки, что может обусловлено вкладом кубической анизотропии. Если полагать, что намагниченность не выходит из плоскости, то первая константа кубической анизотропии не вносит вклад в анизотропию частоты ФМР в плоскости (111). В этом случае теоретический анализ необходимо проводить с учетом второй константы кубической анизотропии [106].

Для определения констант анизотропии по спектрам ФМР использован стандартный подход, основанный на анализе полевых спектров ФМР в X-диапазоне. При этом был использован ЭПР спектрометр SPINSCAN X, работающий на фиксированной частоте 9.4 ГГц. Образцы ЭПФГ с размерами, не превышающими 2×2 мм, закреплялись на специально изготовленном держателе, который помещался в резонатор. Держатель мог вращаться вокруг своей оси, обеспечивая изменение угла  $\theta_H$  между внешним магнитным полем и нормалью к пленке. Погрешность измерения этого угла составляла  $\pm 0,5^\circ$ . По полевым спектрам ФМР были определены значения резонансных полей для углов  $\theta_H = 0^\circ$  и  $\theta_H = 90^\circ$  (соответственно перпендикулярный и параллельный резонанс)

Из условия для перпендикулярного резонанса из (1.35) с учетом эффективного поля анизотропии, связанного со второй константой кубической анизотропии, получаем выражение:

$$\frac{f_{res}}{\gamma} = H + H_u^* - \frac{4}{3}H_{k1} - \frac{4}{9}H_{k2}. \quad (4.3)$$

Можно показать, что условие параллельного резонанса при намагничивании пленки в плоскости в произвольном направлении имеет вид:

$$\frac{f_{res}}{\gamma} = \sqrt{\left(H - \frac{1}{3} H_{k2} \cos 6\varphi_M\right)} \times \sqrt{\left(H - H_u^* - H_{k1} + \frac{1}{6} H_{k2} - \frac{1}{9} H_{k2} \cos^2 3\varphi_M\right)}. \quad (4.4)$$

Здесь  $\gamma$  – гиромагнитное отношение (полагалось равным 2,88 МГц/Э). При  $\varphi_M = 0$ , соответствующее направлению внешнего магнитного поля в плоскости пленки, вдоль направления  $[11\bar{2}]$ , из (4.4) получаем (1.36).

Для нахождения эффективных полей магнитной анизотропии определяются частоты ФМР при направлении поля в плоскости пленки и перпендикулярно ей [A9]. Эти значения подставляются в уравнения (4.3) и (4.4). В первом приближении будем полагать вклад второй константы кубической анизотропии пренебрежимо малым. Тогда систему уравнений (4.3) и (4.4) относительно неизвестных  $H_u^*$  и  $H_{k1}$  будем решать при условии  $H_{k2} = 0$ . В результате получаем эффективные поля анизотропии  $H_u^* = -1098 \pm 5,0$  Э и  $H_{k1} = 30,4 \pm 0,5$  Э. Доминирующий вклад в частоту ФМР  $f_{res}$  обусловлен эффективным полем одноосной анизотропии  $H_u^*$ . Отрицательное значение эффективного поля  $H_u^*$  свидетельствует о расположении намагниченности в плоскости пленки.

Вклад слабого поля  $H_{k2}$  оценим по анизотропии частоты ФМР в плоскости пленки, полагая значения для основных вкладов  $H_u^*$  и  $H_{k1}$  известными. Для этого проведем измерения частоты ФМР при направлении двух взаимно ортогональных направлениях постоянного поля в плоскости пленки. В результате, из уравнения (4.4) получим систему из двух уравнений, различающихся значениями азимутального угла  $\varphi_M$  на  $\pi/2$ . Неизвестными величинами в этой системе уравнений выступают угол  $\varphi_M$  и поле  $H_{k2}$ . В нашем случае направления кристаллографических осей в плоскости образца были неизвестны, в результате чего ориентация поля в плоскости

рассматривалась как произвольная. Анализ уравнения (4.4) при произвольных значениях  $\varphi_M$  показывает, что в плоскости (111) из уравнений на основе (4.4) можно получить лишь оценку минимального значения модуля вклада второй константы анизотропии  $|H_{k2}| \geq 10,4$  Э. Эта оценка согласуется с экспериментально полученной азимутальной зависимостью  $H_{res}(\varphi_H)$  (рис. 4.4), например для углов  $\varphi_H$ , равных  $0^\circ$  и  $90^\circ$ .

Сплошными линиями на рисунке 4.3 приведены теоретические зависимости, рассчитанные согласно уравнения (4.4) при  $H_{k2} = 10,4$  Э и значении угла  $\varphi_H = 0$  при направлении поля вдоль стороны  $a$  образца. Как следует из данных рисунка 4.3, наблюдается хорошее соответствие теории эксперименту (круглые символы на рис 4.3) при величине постоянного поля больше 8 Э. В этом случае увеличение поля приводит к росту частоты ФМР в соответствии с (4.4). В полях, меньших 8 Э зависимость обратная – частота ФМР растет при уменьшении поля.

При второй ортогональной ориентации поля в плоскости пленки, то есть направлении поля вдоль стороны  $b$  образца, согласие теории (4.4) и эксперимента (треугольные символы на рис. 4.3) наблюдается в полях, больших 5 Э. В меньших полях уменьшение поля приводит к более быстрому, по сравнению с теоретически ожидаемым, уменьшению частоты ФМР.

По расчетным значениям эффективных полей анизотропии  $H_u^* = -1098$  Э,  $H_{k1} = 30,4$  Э,  $H_{k2} = 10,4$  Э была также построена теоретическая зависимость резонансного поля от азимутального угла (рис. 4.4, красная линия). Имеющиеся расхождения теоретической и экспериментальной зависимостей можно объяснить погрешностью в определении угла  $\varphi_H$ .

#### 4.5. Ширина линии ФМР

Наряду с резонансной частотой, экспериментально измеряемым параметром является ширина линии ФМР  $\Delta f$ . Экспериментально обнаружено

(рис. 4.5) что при направлении поля в плоскости пленки и в диапазоне полей, соответствующих росту резонансной частоты ширина линии  $\Delta f$ , в пределах экспериментальной точности, не зависит от поля. При этом также имеет место анизотропия ширины линии: при направлении поля вдоль стороны  $a$  образца спектральная линия ФМР уже, чем для стороны  $b$  (рис. 4.5).

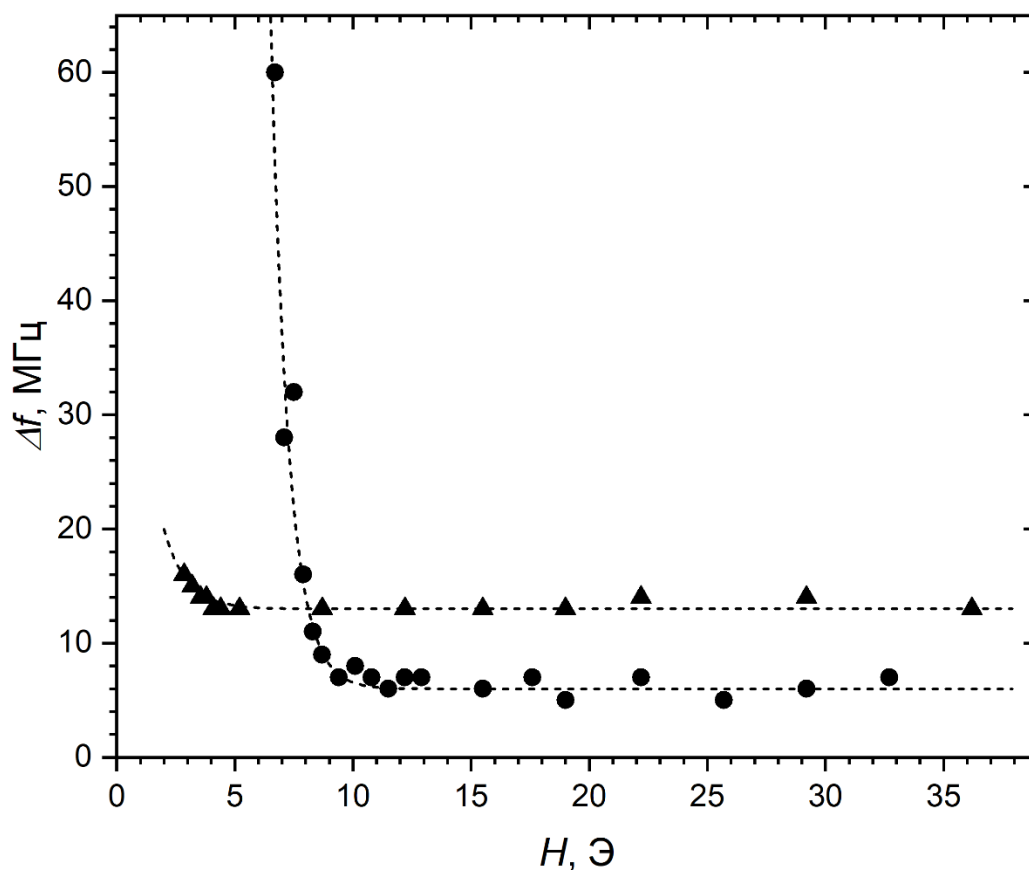


Рис. 4.5. Полевые зависимости ширины линии ФМР для случаев, когда поле направлено вдоль стороны  $a$  (круги) и стороны  $b$  (треугольники) образца висмут-скандий-замещенного граната железа. Пунктирные линии приведены для удобства зрительного восприятия.

В слабых полях (меньше 8 Э для стороны  $a$  и меньше 5 Э для стороны  $b$ ) уменьшение магнитного поля приводит к резкому увеличению ширины линии (Рис. 4.5). Фактически рост ширины линии ФМР экспериментально наблюдается при тех же условиях, что и отклонение полевой зависимости

частоты от теоретически ожидаемой зависимости (4.4). Наблюдаемые особенности ФМР спектров свидетельствуют о возникновении пространственно неоднородного распределения намагниченности в слабых полях и связаны с доменной структурой [71].

#### 4.6. Доменная структура

В ЭПФГ состава  $\text{BiY}_2\text{Fe}_{4.4}\text{Sc}_{0.6}\text{O}_{12}$  в однородном состоянии (в высоких полях) основной вклад в магнитную анизотропию дает наведенная анизотропия, которая имеет тип «легкая плоскость». При отсутствии внешнего магнитного поля или при небольших его величинах, имеющаяся небольшая кубическая анизотропия может приводить к появлению z-компоненты намагниченности доменов. Висмут содержащие гранатовые пленки характеризуются значительным эффектом Фарадея. Это позволило в ЭПФГ состава  $\text{BiY}_2\text{Fe}_{4.4}\text{Sc}_{0.6}\text{O}_{12}$  наблюдать доменную структуру. Трансформация доменной структуры, зависела как от величины, так и от направления внешнего магнитного поля.

В отсутствие внешнего магнитного поля наблюдается слабоконтрастная полосовая доменная структура с наклоном полос  $60^\circ \pm 5^\circ$  к стороне  $b$  образца (рис. 4.6, а). Размер доменов неоднороден с периодом доменной структуры  $d = 50 \pm 10$  мкм.

Увеличение поля вдоль стороны  $b$  образца приводит к вытеснению невыгодных доменов выгодными при неизменном периоде  $d$  (рис. 4.6, б). В полях  $H > 2$  Э оптический контраст между доменами исчезает (При  $H > 3$  Э пленка выглядит оптически однородной), на спектрах  $S_{21}(f)$  появляется сигнал ФМР. Отклонение экспериментальной зависимости  $f_{res}(H)$  от теоретически ожидаемой (рис. 4.3) и увеличение ширины линии (рис. 4.5) в интервале полей  $H$  от 2,5 Э до 5 Э может быть связано с наличием доменной структуры.

При намагничивании вдоль стороны  $a$  в полях  $H = 1,5 \pm 2$  Э наблюдается перестройка доменной структуры: развивается полосовая доменная структура с периодом  $d \approx 150$  мкм, направление полос которой практически ортогонально приложенному полю (рис. 4.6, в). Увеличение поля приводит к уменьшению периода полосовой структуры и уменьшению оптического контраста между доменами (рис. 4.6, г). Так, при увеличении поля от 2 Э до 5 Э период доменной структуры  $d$  уменьшается примерно в 4 раза (при этом сигналы ФМР еще не регистрируется).

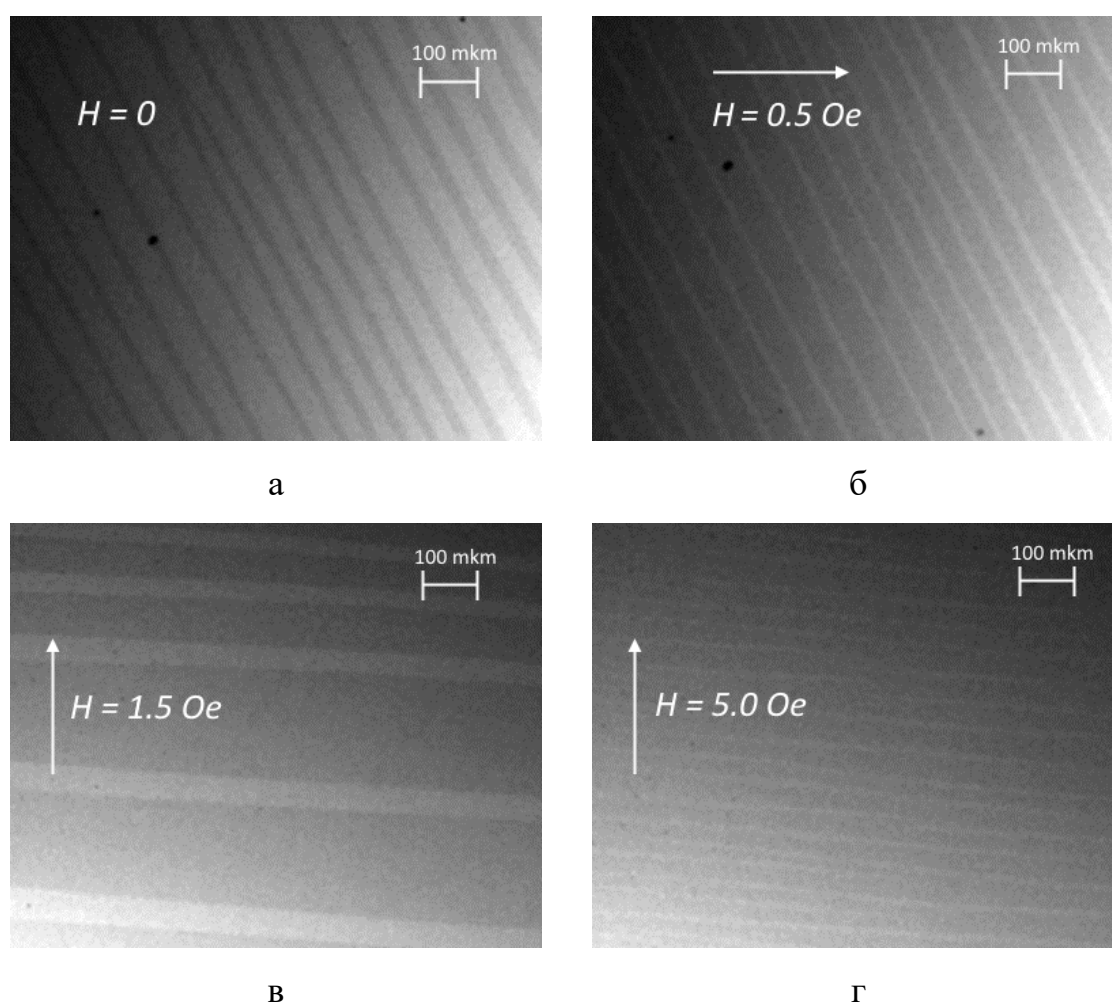


Рис. 4.6. Модификация исходной доменной структуры: (а, б) - во внешнем магнитном поле, приложенном вдоль стороны  $b$  образца; (в, г) - во внешнем магнитном поле, приложенном вдоль стороны  $a$  образца.

В полях от 5 Э до 8 Э доменная структура постепенно становится неразличима, и при дальнейшем увеличении поля, пленка выглядит оптически однородной. В этом интервале полей (образец еще в полидоменном состоянии) на спектрах  $S_{21}(f)$  появляется линия ФМР (рис. 4.2, б).

Заметим, что в интервале полей от 5 Э до 8 Э также имеется неоднородное уширение спектральной линии ФМР (рис. 4.5,  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ ). Это может быть связано с экспериментально наблюдаемой неоднородностью периода доменной структуры в пленке.

Можно предположить, что в каждом из доменов наблюдается ФМР с узкой линией  $\alpha = 4,5$  МГц, как в случае аппроксимации функциями (4.1) и (4.2) спектров  $S_{21}(f)$  при  $H = 10$  Э (Рис. 4.2, а). Частота ФМР в каждом из доменов зависит от размера домена. Учитывая неоднородный по образцу размер доменов, вклад домена с частотой ФМР  $f_0$  будем учитывать с помощью весового множителя

$$G(f) = D \frac{\Gamma^2}{(f_{\text{res}} - N_0)^2 + \Gamma^2}. \quad (4.5)$$

Здесь  $D$  – нормировочный множитель. Пунктирными линиями 5 и 6 на рисунке 4.2, б приведен результат аппроксимации экспериментальных зависимостей при  $N_0 = 249$  МГц и  $\Gamma = 29$  МГц, что хорошо описывает неоднородное уширение линии ФМР в полидоменном состоянии. Полученное отношение ширины распределения  $\Gamma$  к центральной частоте  $N_0$  составляет примерно 12%. В первом приближении это отношение можно полагать примерно равным неоднородности распределения размера доменов, что не противоречит экспериментально наблюдаемой доменной структуре.

#### 4.7. Упругие колебания

Несмотря на то, что спектральная линия ФМР хорошо описывается функцией Лоренца (4.1) и (4.2), экспериментально зарегистрированные спектры имеют тонкую структуру. На фоне основного ФМР спектра наблюдаются провалы в виде отдельных спектральных линий шириной около 0.1 МГц. Частотный интервал  $\Delta\nu$  между этими дополнительными линиями для исследованного образца висмут-замещенного граната оказался примерно равен  $\Delta\nu = 3,81$  МГц [А9, А10]. Специально проведенные эксперименты показывают, что ширина дополнительных спектральных линий и их резонансная частота не зависят от внешнего магнитного поля  $H$ . Амплитуда дополнительных спектральных линий зависит от частотного положения линии в пределах основного ФМР спектра так, что максимум амплитуды дополнительной линии реализуется при совпадении частоты этой линии с частотой, соответствующей максимуму основного ФМР спектра.

Отсутствие влияния постоянного магнитного поля на частотное положение и ширину дополнительных линий позволяет связать появление этих линий с немагнитными колебаниями подложки. По аналогии с работами [37, 45, 114] и цитируемыми в них статьями будем полагать, что дополнительные спектральные линии наблюдаются на частотах, соответствующих резонансу упругих колебаний по толщине системы пленка-подложка.

Для гадолиний галлиевого граната, являющегося материалом подложки, скорость продольных и поперечных упругих волн равна 6360 м/с и 3570 м/с, соответственно [112]. Исследованный образец выращен на подложке толщиной 450 мкм. Для упругих колебаний с длиной волны, равной толщине подложки, частота продольных волн равна 14.1 МГц, а поперечных – 7.93 МГц. С учетом толщины пленки 10,5 мкм, экспериментально наблюдаемый частотный интервал между линиями  $\Delta\nu = 3,81$  МГц будем



полагать примерно равным половине длины волны поперечных упругих мод по толщине структуры пленка-подложка.

Возбуждение упругих колебаний осуществляется за счет магнитоупругих взаимодействий в ферромагнитной пленке. А именно, переменное магнитное поле вызывает колебания намагниченности, амплитуда которых достигает максимума при условиях ФМР. Переменная намагниченность, за счет магнитоупругой связи, приводит к упругим колебаниям пленки. Однако, в эпитаксиальной структуре пленка наследует кристаллическую структуру подложки и упругие колебания возбуждаются в структуре пленка-подложка.

Интересно заметить, что поперечные упругие колебания наблюдаются экспериментально при ФМР как в моно-, так и в полидоменном состояниях. Отсутствие вклада продольных колебаний, по видимому связано с геометрией эксперимента – переменная намагниченность лежит в плоскости пленки. Однако, детальный анализ этого вопроса выходит за рамки настоящего исследования.

#### 4.7.1. Модуляция спектров ФМР модами упругих колебаний

Будем рассматривать упругие моды как независимые друг от друга осцилляторы, каждый из которых связан с магнитным осциллятором. Тогда, по аналогии с работой [45], запишем систему уравнений

$$\begin{cases} (\omega - \omega_M + i\gamma_M)m^+ = \frac{\Omega}{2} \sum_k u_k^+ + \chi h^+, \\ \sum_k \delta_{1k}(\omega - \omega_k + i\gamma_A)u_k^+ = \frac{\Omega m^+}{2}, \\ \dots \\ \sum_k \delta_{Nk}(\omega - \omega_k + i\gamma_A)u_k^+ = \frac{\Omega m^+}{2}, \end{cases} \quad (4.6)$$

где  $h^+$  – амплитуда колебаний переменного магнитного поля,  $\chi$  – магнитная восприимчивость,  $m^+ = m_x + im_y$  – амплитуда колебаний

намагниченности,  $i$  – мнимая единица,  $\omega_M = 2\pi f_M$ , ( $f_M$  – резонансная частота магнитного осциллятора),  $\gamma_M$  – параметр затухания магнитного осциллятора,  $u_k^+$  – комплексная амплитуда колебаний  $k$  – го упругого осциллятора,  $\omega_k = 2\pi f_k$ , ( $f_k$  – резонансная частота  $k$  – го упругого осциллятора),  $\gamma_A$  – параметр затухания предполагается равным для всех  $k$ .

$N$  – число упругих осцилляторов, принимаемых во внимание. Каждый из упругих осцилляторов связан с магнитным осциллятором и степень связи определяется эффективным коэффициентом магнитоупругой связи  $\Omega$ . Разделяя действительные и мнимые части  $N + 1$  уравнений системы (4.6), получим систему, состоящую из  $2N + 2$  линейных алгебраических уравнений.

Решение системы уравнений (4.6), проведенное численными методами при  $N = 19$ , дает частотные зависимости мнимой и действительной части амплитуды динамической компоненты намагниченности (рис. 4.7, а, красные пунктирные линии).

Интересно заметить, что при  $N = 1$  сближение частот упругого резонанса и ФМР приводит к сдвигу резонансных частот, что характерно для двух связанных гармонических осцилляторов. На расчетных спектрах при учете большого числа упругих резонаторов, расположенных по обе стороны относительно частоты ФМР в пределах ширины линии, этот эффект исчезает.

Приведенные на рисунке 4.7 результаты для ЭПФГ состава  $\text{BiY}_2\text{Fe}_{4.4}\text{Sc}_{0.6}\text{O}_{12}$  свидетельствуют о хорошем согласии теории с экспериментом как для висмут-скандиевого, так и для индий-замещенного гранатов железа. Дополнительные расчеты, проведенные с помощью (4.6) показывают, что глубина провалов ФМР спектра, обусловленных упругими резонансами, растет с увеличением коэффициента магнитоупругой связи  $\Omega$  и с уменьшением ширины линии упругого резонанса. Для образца висмут-скандиевого граната (рис. 4.7, а) количественное согласие теории с экспериментом реализуется при значении эффективного коэффициента магнитоупругой связи  $\Omega/2\pi = 1,6$  МГц и параметре затухания упругих

колебаний  $\gamma_A/2\pi = 0,1$  МГц.

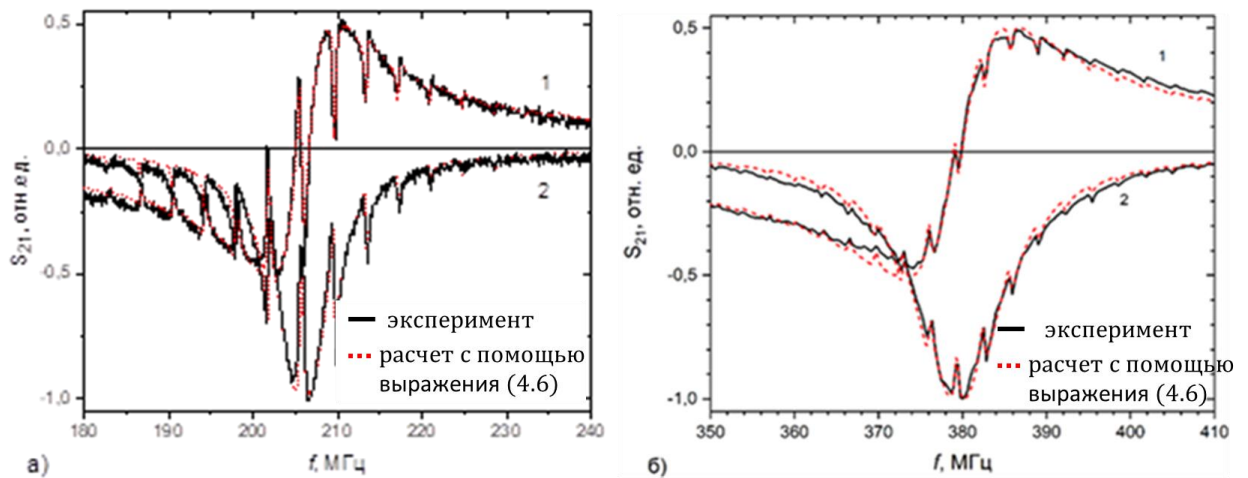


Рис. 4.7. Частотные зависимости мнимой  $Im(S_{21})$  (1) и действительной  $Re(S_{21})$  (2) частей коэффициента пропускания  $S_{21}(f)$  датчика с образцом ЭПФГ состава  $BiY_2Fe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$  (а) и  $Y_3Fe_{4.3}In_{0.7}O_{12}$  (б).

Резонансная частота  $k$ -го осциллятора задавалась соотношением  $\omega_k = 2\pi \cdot (n + k) \cdot \Delta\nu$  при  $n = 47$ ,  $k = 1, 2, \dots, 19$  и  $\Delta\nu = 3,81$  МГц. Для магнитных колебаний использована резонансная частота  $\omega_M/2\pi = 206,0$  МГц и параметр затухания  $\gamma_M/2\pi = 4,5$  МГц.

При аппроксимации экспериментов для образца индий-замещенного феррита граната  $Y_3Fe_{4.3}In_{0.7}O_{12}$  выражением (4.6) (при  $N = 19$ ) (пунктирные линии на рис. 4.7, б) хорошее согласие теории с экспериментом достигается при других численных значениях параметров колебательных систем. А именно, эффективный коэффициент магнитоупругой связи  $\Omega/2\pi = 1,2$  МГц, а параметр затухания упругих колебаний  $\gamma_A/2\pi = 0,25$  МГц. То есть магнитоупругая связь в индий-замещенном гранате слабее, а упругие потери больше, чем в ЖИГ: Bi, Sc. Это проявляется экспериментально в меньшей амплитуде модуляции ФМР спектра модами упругих колебаний. Для магнитного осциллятора ширина линии также больше  $\gamma_M/2\pi = 6,25$  МГц, а эксперименты проводились при другой частоте ФМР  $\omega_M/2\pi = 379,5$  МГц.

Образец с формульным составом  $Y_3Fe_{4.3}In_{0.7}O_{12}$  характеризовался толщиной подложки  $L=550 \pm 1$  мкм, толщиной пленки  $h=2,8 \pm 1$  мкм, частотным интервалом  $\Delta\nu= 3,205$  МГц. Для образца состава  $BiY_2Fe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$   $L=455 \pm 1$  мкм,  $h=10,5 \pm 1$  мкм и  $\Delta\nu = 3,81$  МГц. Для более толстого образца состава  $Y_3Fe_{4.3}In_{0.7}O_{12}$  ( $L + h=552,8 \pm 1$  мкм) упругие моды расположены ближе. Отношение интервалов частот и обратное отношение толщин соответственно равны 1,19 и 1,21. Эти экспериментальные факты могут дополнительно указывать на возникновение размерного резонанса по толщине образца.

Различие в ширинах линий для различных образцов ЭПФГ может быть связано с различием их химических составов и различным согласованием параметров пленка-подложка. Однако, несмотря на одинаковый материал подложек, для упругих колебаний также получены разные параметры затухания. Это может быть связано как с потерями непосредственно в феррит-гранатовой пленке, так и с влиянием интерфейса пленка-подложка, формируемого в процессе эпитаксиального синтеза.

#### **4.7.2. Модификация акустических мод при изменении внешнего поля**

В зарегистрированных с использованием частотной развертки спектрах  $S_{21}$  анализировалась модификация упругих мод в зависимости от величины постоянного магнитного поля. Регистрация спектров проводилась в частотном диапазоне до 1,5 ГГц, в слабых магнитных полях до 150 Э, ориентированных в плоскости пленки.

На рисунке 4.8, в качестве примера, приведены частотные спектры модуля  $S_{21}$  измерительной ячейки с эпитаксиальной пленкой толщины 10,5 мкм и состава  $(BiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$ .

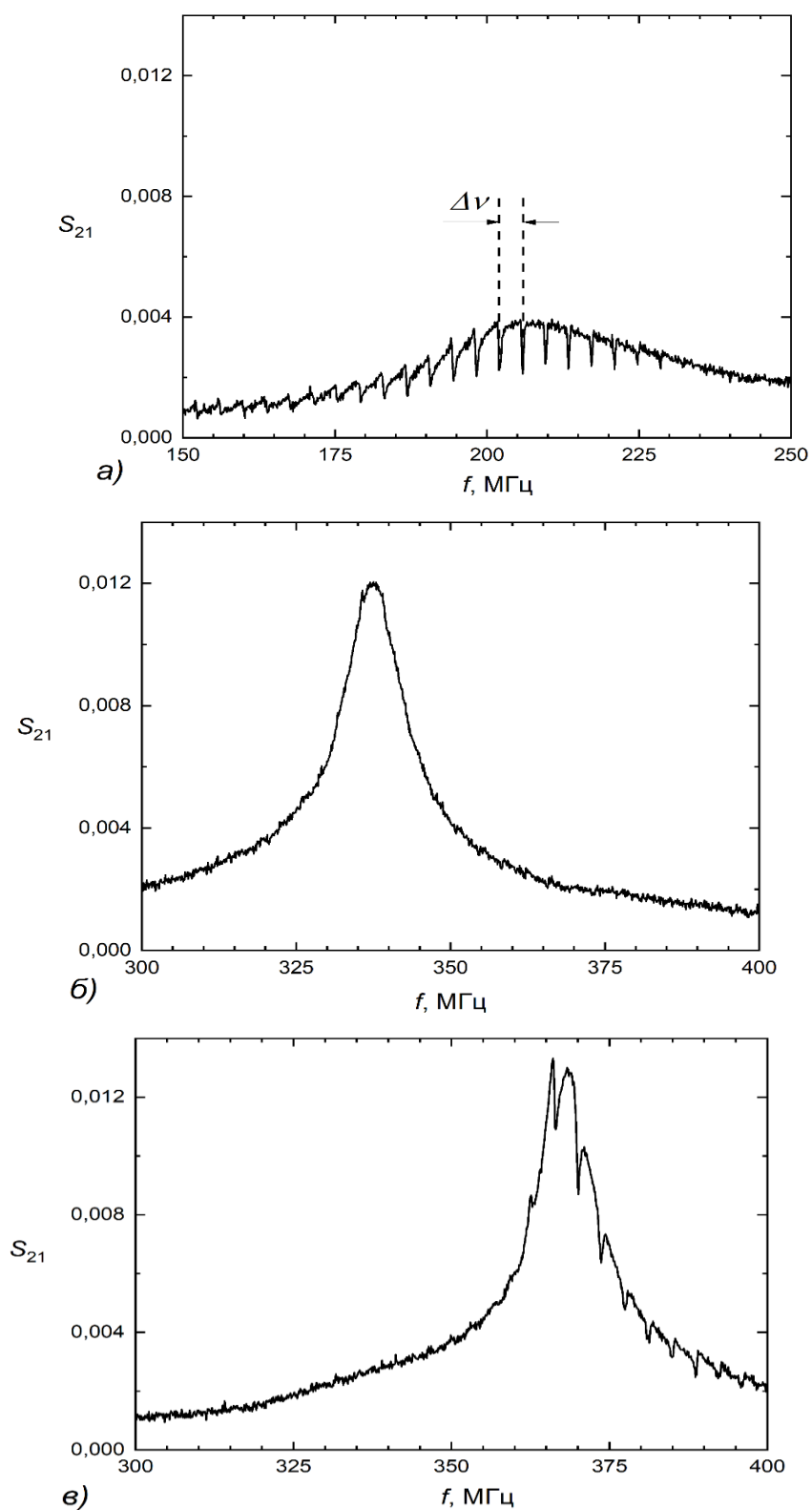


Рис. 4.8. Частотные спектры образца  $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  толщиной 10,5  $\mu\text{m}$  во внешнем магнитном поле  $H = 8,7$  Э (а),  $H = 16,7$  Э (б) и  $H = 18,9$  Э (в).

Частотный спектр на рис. 4.8, *а* получен в поле  $H = 8,7$  Э, в котором образец находится в полидоменном состоянии (и соответствует ФМР в полидоменном состоянии). Широкая линия ФМР модулирована набором узких, равноотстоящих по частоте линий с частотным интервалом  $\Delta\nu \approx 3,81$  МГц. При увеличении поля ( $H = 16,7$  Э) модуляция исчезает (рис. 4.8, *б*). В этом поле пленка переходит в насыщенное монодоменное состояние, а линия ФМР сужается. Однако, в поле  $H = 18,9$  Э модуляция с тем же самым частотным интервалом  $\Delta\nu$  появляется снова (рис. 4.8, *в*), а ширина линии ФМР соответствует насыщенному состоянию образца. При дальнейшем увеличении поля модуляция спектров ФМР исчезает вновь.

Модуляция спектров ФМР набором узких линий наблюдается для всех образцов, приведенных в таблице 4.1. В пределах ширины спектральной линии ФМР максимальное значение амплитуды модуляции как в полидоменном, так и насыщенном состояниях наблюдается вблизи частоты, соответствующей максимуму спектра ФМР. При увеличении частоты ФМР до некоторого критического значения  $f_c$  модуляция исчезает.

По мере дальнейшего увеличения внешнего магнитного поля (частоты ФМР) для образцов состава  $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  модуляция восстанавливается с меньшей амплитудой, затем модуляция опять исчезает, так, что затухание модуляции носит осциллирующий характер. Для других образцов модуляция исчезает при частоте ФМР  $f_c$  и далее не восстанавливается (в пределах измерений в частотном диапазоне 1,5 ГГц). При этом значение критической частоты  $f_c$  растет с уменьшением толщины магнитной пленки (таблица 4.1).

Период модуляции  $\Delta\nu$  зависит, в первую очередь, от толщины подложки: чем толще подложка, тем меньше частотный интервал  $\Delta\nu$  между линиями. Соответственно, экспериментально наблюдаемый механизм модуляции спектров ФМР состоит в следующем. Прецессирующая намагниченность, за счет магнитоупругих взаимодействий, приводит к формированию сдвиговых

волн, для которых система пленка-подложка выступает в качестве акустического резонатора [41, А9].

Таблица 4.1. Основные параметры образцов ЭПФГ.

Под-ложка	Хим. состав	$h$ , мкм	$L$ , мкм	$\Delta\nu$ , МГц	$f_c$ , МГц	$c_F^{(res)}$ , $\times 10^3$ м/с	$c_F^{(\eta)}$ , $\times 10^3$ м/с
ГГГ	$(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$	12,0	450	$3.860 \pm 0.005$	$250 \pm 15$	$3,45 \pm 0,15$	$3,33 \pm 0,1$
		10,5	450	$3.810 \pm 0.005$	$297 \pm 15$	$2,03 \pm 0,06$	$2,96 \pm 0,1$
КМЦ ГГГ	$(\text{GdLu})_3(\text{FeSc})_5\text{O}_{12}$	9,9	500	$3.610 \pm 0.005$	$350 \pm 25$		$3,47 \pm 0,1$
ГГГ	$\text{Tm}_3(\text{FeSc})_5\text{O}_{12}$	7,6	550	$2.990 \pm 0.005$	$400 \pm 25$	$0,58 \pm 0,02$	$3,04 \pm 0,1$
		4,0	500	$3.415 \pm 0.005$	$730 \pm 50$	$0,63 \pm 0,02$	$2,92 \pm 0,1$
	$(\text{YLa})_3(\text{FeScIn})_5\text{O}_{12}$	2,7	550	$3.190 \pm 0.005$	$950 \pm 75$	$1,01 \pm 0,10$	$2,57 \pm 0,1$
		1,5	550	$3.220 \pm 0.005$	$1500 \pm 150$	$1,23 \pm 0,25$	$2,25 \pm 0,2$

Резонанс возникает при условии, когда по толщине ЭПФГ укладывается целое число длин полуволн упругих колебаний. Пренебрегая толщиной пленки, для частотного интервала имеем  $\Delta\nu \approx c / 2L$ , где  $c \approx 3,57 \times 10^3$  м/с – скорость поперечной волны в ГГГ [114],  $L$  – толщина подложки. То есть, чем тоньше подложка, тем больше ожидаемый интервал  $\Delta\nu$ . Однако, благодаря высокой добротности упругих колебаний в гранатах величину  $\Delta\nu$  удастся определить с достаточно высокой точностью так, что ограничиться только толщиной подложки недостаточно. Следует учитывать полную толщину системы пленка–подложка.

#### 4.7.3. Упругий резонанс в системе пленка-подложка

При анализе упругих колебаний в системе пленка-подложка будем рассматривать эту систему как сплошную среду, состоящую из двух слоев: магнитная пленка толщиной  $h$  и подложка толщиной  $L$ . Для слоистой среды

[115] упругие колебания в каждом из слоев описываются уравнением движения

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_i^2 \frac{\partial^2 u_i}{\partial z^2} \quad (4.7)$$

Здесь  $u_i$  – смещение в  $i$ -том слое (либо пленка, либо подложка),  $c_i$  – скорость упругой волны в соответствующем слое,  $t$  – время, ось  $z$  направлена вдоль нормали к пленке. Для магнитной пленки используется скорость упругой волны, модифицированная за счет магнитоупругих взаимодействий [34,117,118].

Поверхность ЭПФГ полагаем свободной, то есть упругие напряжения на поверхности равны нулю, откуда  $\partial u / \partial z = 0$ . На границе пленка-подложка используем условие непрерывности для упругого смещения и деформации. Тогда условие упругого резонанса структуры пленка–подложка можно записать либо для волнового числа в пленке  $k_F$ , либо для волнового числа в подложке  $k_G$ : (в условиях резонанса эти волновые числа оказываются линейно связанными):

$$k_F = \frac{\pi n}{h + \xi^{-1}L}, \quad k_G = \frac{\pi n}{L + \xi h} \quad (4.8)$$

где  $n$  – номер моды,  $\xi = c_G/c_F$ ,  $c_G$  – скорость волны в подложке,  $c_F$  – скорость волны в пленке. Условия (4.8) означают, что на «приведенной» (с учетом различия скоростей волн в средах) толщине образца укладывается целое число длин полуволн упругих колебаний. При линейном законе дисперсии для частотного интервала между линиями упругих колебаний получаем



$$\Delta\nu = \frac{c_G}{2(L + \xi h)} = \frac{c_F}{2(h + \xi^{-1}L)}. \quad (4.9)$$

Если полагать известной скорость упругой волны в ГГГ подложке  $c_G \approx 3,57 \times 10^3$  м/с [114], то по частотному интервалу  $\Delta\nu$  из (4.9) можно найти скорость упругой волны в ферритовой пленке

$$c_F^{(res)} = \frac{2 h \Delta\nu c_G}{c_G - 2 L \Delta\nu}. \quad (4.10)$$

Значения  $c_F^{(res)}$  для ЭПФГ с ГГГ подложкой, полученные из экспериментальных значений с помощью выражения (4.10), приведены в таблице 4.1. Для образца ЭПФГ с КМЦ – ГГГ подложкой получаются нефизические (отрицательные по величине) значения, что свидетельствует о том, что в легированном КМЦ – ГГГ скорость поперечной волны больше, чем в нелегированном ГГГ.

Оценки скорости упругой волны в магнитной пленке  $c_F^{(res)}$  дают значения, заметно меньшие, чем известная скорость поперечной волны в железо-иттриевом феррит-гранате  $c_{YIG} \approx 3,85 \times 10^3$  м/с [114]. При этом заметно меньшие значения  $c_F^{(res)}$  реализуются для более тонких пленок. Это может свидетельствовать о том, что модель двуслойной среды не полностью отражает особенности резонанса в структуре пленка-подложка и необходимо учитывать, например, конечную толщину интерфейса пленка-подложка.

#### 4.7.4. Магнитоупругое возбуждение упругих волн.

Решая систему уравнений (4.7) относительно  $u_i(z)$ , построим распределение амплитуды смещения по толщине системы пленка-подложка для разных мод колебаний (рис. 4.9).

В иллюстративных целях на рис. 4.9 приведена ситуация, когда подложка толще пленки в 10 раз, что гораздо меньше реального соотношения. Распределение упругого смещения в магнитной пленке для мод с малыми значениями номеров  $n$  практически однородно по  $z$ . При увеличении  $n$  неоднородность упругого смещения по  $z$  растет. Для больших номеров  $n$  по толщине магнитной пленки может поместиться несколько полуволен упругих колебаний.

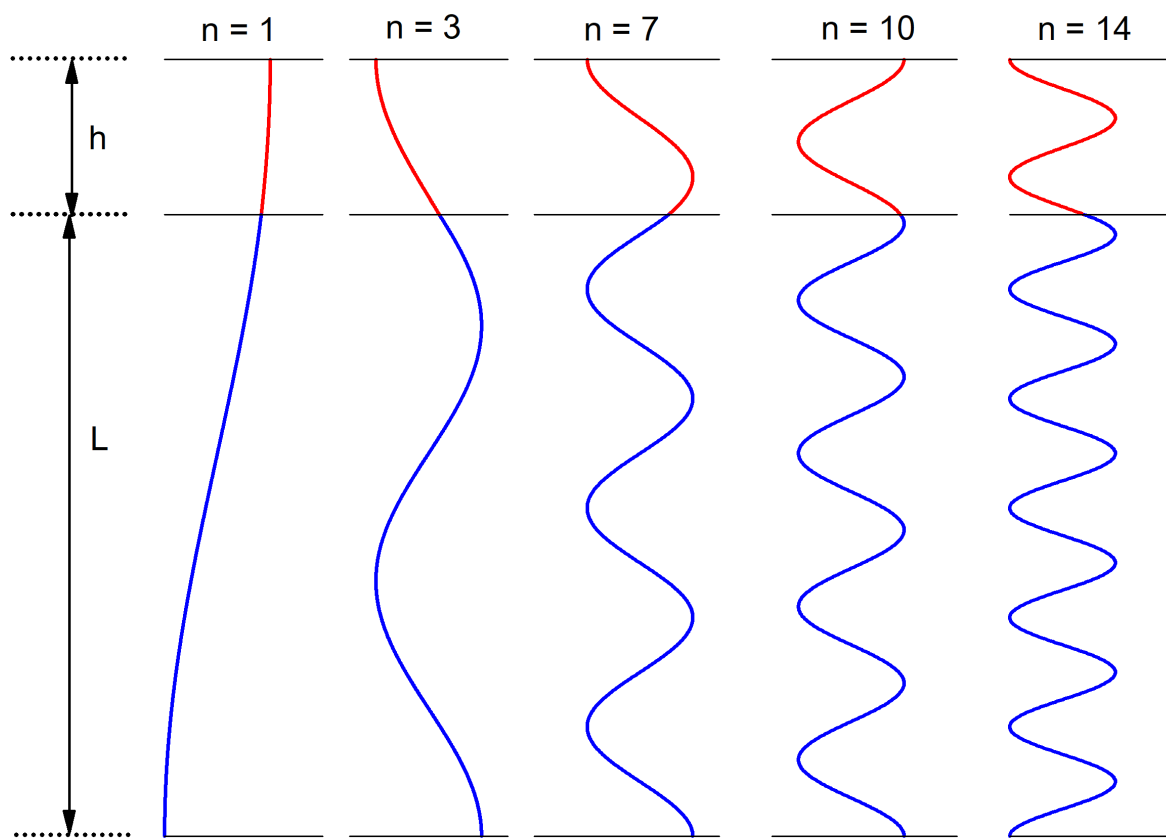


Рис. 4.9. Распределение упругого смещения вдоль нормали  $z$  к плоскости ЭПФГ.  $n$  – номер упругой моды.

Будем полагать, что в однородных переменном и постоянном магнитных полях амплитуда поперечной компоненты прецессирующей намагниченности  $m$  пространственно однородна и не зависит от координаты  $z$

вдоль нормали к образцу:  $m(z) = m$  при  $0 \leq z \leq h$ , иначе  $m(z) = 0$ . Однородное, в пределах толщины пленки, пространственное распределение намагниченности можно разложить в ряд Фурье по волновым векторам  $k_F$ . Тогда, амплитуда гармоники с волновым вектором  $k_F$  имеет вид

$$F(k_F) = \frac{2m}{k_F} \sin \frac{k_F h}{2}. \quad (4.11)$$

В простейшем случае линейного закона дисперсии  $2\pi f = c_F k_F$  получаем

$$F(f) = \frac{m c_F}{\pi f} \sin \frac{\pi f h}{c_F}. \quad (4.12)$$

Для связанных колебаний магнитной и упругой подсистем образца, по аналогии с работой [А9], запишем систему уравнений

$$\begin{cases} (\omega - \omega_M + i\gamma_M)m^+ = \frac{\Omega}{2} \sum F(\omega_k) u_k^+ + \chi h^+, \\ \sum_k \delta_{1k}(\omega - \omega_k + i\gamma_A)u_k^+ = \frac{\Omega m^+}{2} F(\omega_1), \\ \dots \\ \sum_k \delta_{Nk}(\omega - \omega_k + i\gamma_A)u_N^+ = \frac{\Omega m^+}{2} F(\omega_N). \end{cases} \quad (4.13)$$

По аналогии с (4.6)  $\Omega$  - эффективный коэффициент магнитоупругой связи каждого из упругих осцилляторов с магнитным осциллятором. В отличие от (4.6), будем учитывать неоднородное по толщине пленки распределение амплитуды упругих колебаний так, что степень связи пропорциональна амплитуде гармоники (4.12) на частоте  $k$ -й упругой моды  $F(\omega_k)$ . (Имеет место частотная модуляция магнитоупругой связи.)

Решение системы уравнений (4.13) проводилось численными методами. Это решение можно представить в виде частотной зависимости комплексной амплитуды поперечной компоненты намагниченности. Фактически этот спектр представляет частотный спектр наблюдаемого сигнала. (В результате проведенных расчетов обнаружено, что частотная зависимость модуля поперечной компоненты намагниченности  $m = \sqrt{m_x^2 + m_y^2}$  хорошо, с точностью до амплитудного множителя, описывает экспериментально

наблюдаемую разностную зависимость модуля комплексного коэффициента пропускания  $S_{21}$  от частоты.) На рисунке 4.10, а в качестве примера, приведена расчетная зависимость модуля намагниченности от частоты при  $\omega_M/2\pi = 220$  МГц и  $\gamma_M/2\pi = 4,5$  МГц. Использована  $N = 31$  акустическая мода с  $\gamma_A/2\pi = 0,1$  МГц и интервалом между резонансными частотами  $\Delta\nu$ , соответствующем пленке железо-иттриевого граната толщиной 10 мкм на ГГГ подложке толщиной 500 мкм. Частота ФМР и  $\gamma_M$  выбраны так, чтобы проиллюстрировать основные экспериментально наблюдаемые особенности: максимум глубины модуляции наблюдается на частоте ФМР, а при расстройке между частотой ФМР и частотой упругой моды амплитуда модуляции падает.

Кроме того, имеет место уменьшение амплитуды модуляции с ростом частоты.

В качестве параметра глубины модуляции выберем отношение величины «провала»  $\Delta m$ , обусловленного упругой модой на частоте ФМР  $f_M$ , к амплитуде  $m_0$  на этой же частоте (рис. 4.10, а)

$$\eta = (\Delta m/m_0) \quad (4.14)$$

На рисунке 4.10, б кружочками приведены расчетные значения глубины модуляции  $\eta$ , рассчитанные при различных значениях частоты ФМР  $f_M$ . Частота ФМР выбиралась равной частоте моды упругих колебаний. Сплошной линией на рисунке 4.10, б приведена зависимость

$$\eta(f_M) = \frac{\eta_0}{f_M^2} \sin^2 \frac{\pi f_M h}{c_F}, \quad (4.15)$$

где  $c_F$  – скорость упругой волны в феррите, полагалась равной скорости упругой волны в железо-иттриевом гранате, а  $\eta_0$  – подгоночный параметр. На

рисунке. 4.10, б также обозначена критическая частота  $f_c$  – частота, при которой амплитуда модуляции падает до нуля в первый раз.

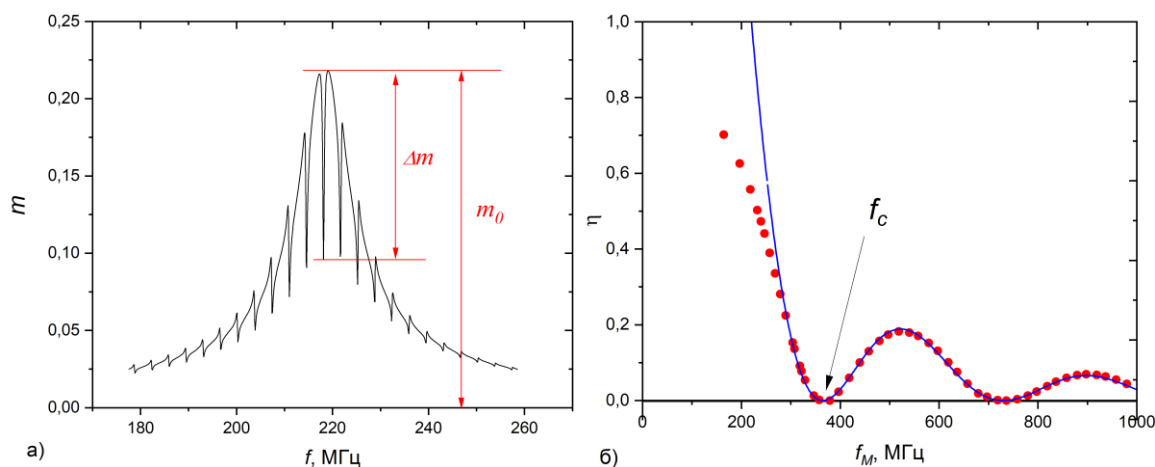


Рис. 4.10. Расчетная зависимость модуля поперечной компоненты намагниченности  $m$  от частоты  $f$  - (а) и расчетная зависимость глубины модуляции  $\eta$  от частоты ФМР  $f_M$  - (б).  $f_c$ - критическая частота.

Как следует из данных (рис 4.10, б), теоретическая зависимость глубины модуляции от частоты ФМР хорошо описывается выражением (4.15) при  $\eta < 0,4$ . Глубина модуляции пропорциональна квадрату амплитуды гармоники ввиду того, что этот параметр используется как для описания связи магнитного осциллятора с упругим, так и для обратной связи.

#### 4.7.5. Обсуждение результатов

На рисунке 4.11 представлены частотные зависимости глубины модуляции  $\eta$  для образцов ЭПФГ толщиной 10,5 мкм (а) и 7,6 мкм (б). Частотные зависимости  $\eta$ , полученные из экспериментально зарегистрированных ФМР спектров в ЭПФГ, приведены кружочками. Сплошная линия на рисунке 4.11, а получена с помощью (4.15) при  $c_F^{(\eta)} = 2,96 \times 10^3$  м/с. Из данных, приведенных на рисунке 4.11, а, следует, что

для достаточно толстой  $h \approx 10,5$  мкм пленки распределение переменной намагниченности вдоль нормали к пленке можно в первом приближении считать равномерным. Подобная ситуация имеет место и для пленки толщиной 12 мкм.

Однако, для остальных исследованных образцов зависимость  $\eta = \eta(f)$  имеет вид, подобный зависимости, экспериментально полученной для ЭПФГ толщиной 7.6 мкм на рисунке 4.11, б. Для данного образца с ростом частоты глубина модуляции монотонно падает до нуля и больше не восстанавливается. Такое поведение  $\eta = \eta(f)$  свидетельствует о том, что распределение амплитуды динамической компоненты намагниченности вдоль нормали к образцу не является однородным. На рисунке 4.11, б (в качестве примера) приведена сплошная линия для амплитуды динамической компоненты намагниченности  $m$ , распределение которой по  $z$  описывалось функцией Гаусса с максимумом при  $z = h/2$ . Однако, из-за отсутствия дополнительных оснований для подобного распределения намагниченности, сплошную линию на рисунке 4.11, б можно рассматривать лишь как линию, построенную для удобства зрительного восприятия.

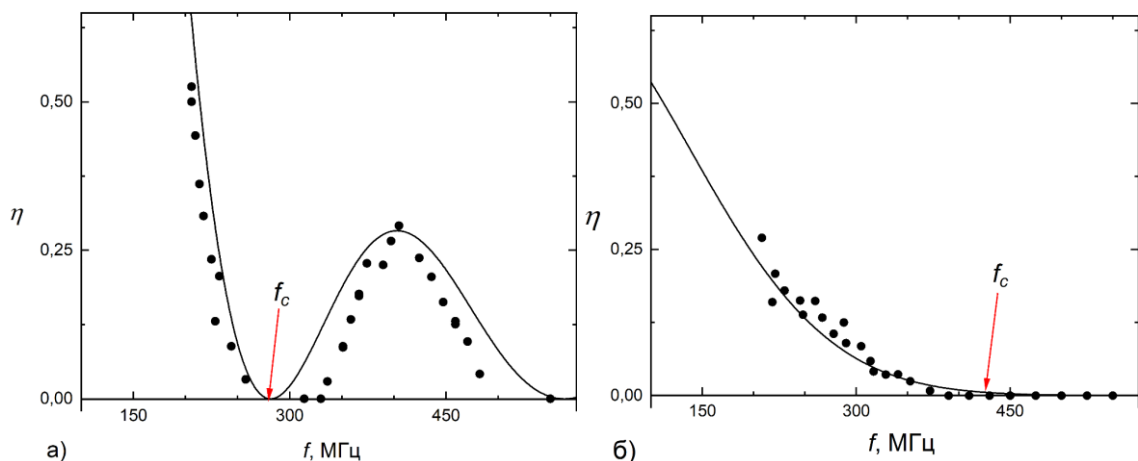


Рис. 4.11. Частотная зависимость глубины модуляции  $\eta$  для образцов ЭПФГ толщиной 10,5 мкм (а) и 7,6 мкм (б).

В любом случае, из экспериментально полученных зависимостей  $\eta = \eta(f_M)$  можно оценить частоту  $f_c$ , при которой  $\eta(f_c) = 0$ , а из этой критической частоты оценить скорость волны в ферритовой пленке  $c_F^{(\eta)}$  как  $c_F^{(\eta)} = f_c h$ . Соответствующие данные приведены в таблице 4.1.

Известно, что на интерфейсе «магнитная пленка-подложка» или «магнитная пленка-воздух» возможно поверхностное закрепление спинов. В связи с этим часть спинов в некоторой области, вблизи интерфейсов, не вносит вклад в переменную намагниченность. Если толщина слоя, в котором имеет место поверхностное закрепление спинов, мала по сравнению с толщиной магнитной пленки или поверхностное закрепление спинов слабо по сравнению с переменным магнитным полем, тогда можно ожидать однородное по толщине пленки распределение амплитуды переменной намагниченности  $m = m(z)$ .

При этом размер области, в которой возбуждаются упругие колебания за счет магнитоупругих взаимодействий, будет практически совпадать с толщиной магнитной пленки и для зависимости  $\eta = \eta(f_M)$  получим зависимость, подобную приведенной на рисунке 4.11, а.

При сильном поверхностном закреплении спинов амплитуда динамической компоненты намагниченности на интерфейсах «магнитная пленка-подложка», «магнитная пленка-воздух» практически равна нулю, а максимум амплитуды достигается на середине толщины пленки. В этом случае вопрос о конкретном законе, описывающем зависимость  $m = m(z)$  остается открытым. Например, можно предположить, что эта зависимость описывается функцией Гаусса. Как следует из данных (рис. 4.11, б) такое предположение качественно не противоречит эксперименту. При этом эффективный размер области магнитоупругого взаимодействия может отличаться от толщины магнитной пленки.

Оценка скорости поперечной упругой волны  $c_F^{(\eta)}$  по критической частоте, приводит к значениям, более близким к скорости упругой волны в железо-

иттриевом феррит-гранате  $c_{YIG} \approx 3,85 \times 10^3$  м/с [114], чем значения  $c_F^{(res)}$ . Тем не менее, для всех исследованных образцов  $c_F^{(\eta)} < c_{YIG}$ , в связи с чем представляется интересным обсудить специфику возбуждения упругих колебаний в условиях ФМР. Частоте ФМР  $\nu_{FMR}$  соответствует упругая волна с волновым вектором  $k = 2\pi f_{FMR}/c_F$ . Однако, в слабых магнитных полях такие частота и волновой вектор упругой волны лежат вблизи магнитоакустического резонанса [117]. В результате, в ферритовой пленке распространяется гибридная квазиупругая волна, скорость распространения которой меньше, чем скорость чисто упругой волны в феррите.

## **4.8. Фотоиндуцированная модификация спектров ФМР**

### **4.8.1. Измерительная ячейка для регистрации фотоиндуцированных эффектов**

Исследовалась модификация спектра низкополевого ФМР при освещении образцов ЭПФГ линейно поляризованным светом с длиной волны  $\lambda = 680$  нм [A11].

Спектры ФМР регистрировались по частотным зависимостям комплексного коэффициента пропускания  $S_{21}$  специально изготовленной измерительной ячейки (см. раздел 4.1). Конструкция измерительной ячейки подобна конструкции ячейки, приведенной на рисунке 4.1, состоит из двух плоскопараллельных металлических пластин, между которыми помещается исследуемый образец – ЭПФГ. В отличие от ячейки, приведенной на рисунке 4.1, в верхней пластине 2 проделано специальное отверстие диаметром 5 мм для освещения образца (рис.4.12). Размер светового пятна лазера с длиной волны  $\lambda = 680$  нм составлял примерно  $6 \text{ мм}^2$ , что обеспечивало засветку 24% площади образца размером  $5 \times 5$  мм.



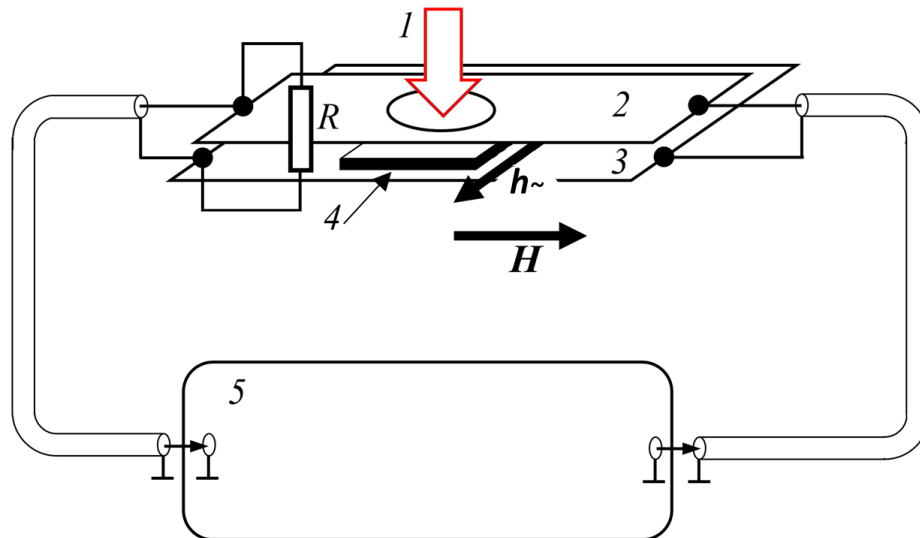


Рис. 4.12. Схема измерительного устройства.

1 – луч света, 2, 3 – металлические пластины, 4 – образец, 5 – векторный анализатор цепей R&S ZNB-20.  $R$  – согласующий резистор,  $h_{\sim}$  – переменное магнитное поле,  $H$  – постоянное магнитное поле

#### 4.8.2. Влияние температуры и света на спектры ФМР

При температуре 300 К для ЭПФГ состава  $\text{BiY}_2\text{Fe}_{4.4}\text{Sc}_{0.6}\text{O}_{12}$  и толщиной  $h = 12$  мкм в постоянном внешнем магнитном поле 8 Э, которое направлено вдоль трудной оси в плоскости пленки [A9], спектр ФМР представляет собой одиночную широкую линию, модулированную, резонансами упругих колебаний [A10] (линия 1 на рис. 4.13). При температуре 300 К облучение образца светом лазера приводит к увеличению частоты ФМР  $f_{\text{FMR}}$ . При этом, наряду со сдвигом  $f_{\text{FMR}}$  экспериментально наблюдается фотоиндуцированное подавление магнитоупругих резонансов. В качестве примера на рисунке 4.13 (линия 2) приведен спектр ФМР при мощности лазера 40 мВт. При дальнейшем увеличении мощности лазера величина фотоиндуцированного сдвига частоты ФМР монотонно растет, а подавление магнитоупругих резонансов более выражено.

Увеличение частоты ФМР так же наблюдается и при нагреве неосвещенного образца горячим воздухом до температур не выше 335 К (рис. 4.13, 4.15). Дальнейший нагрев, наоборот, приводит к уменьшению частоты ФМР (рис. 4.15).

В случае освещенного образца нагрев выше 300 К приводит к монотонному уменьшению частоты ФМР (рис. 4.15). При этом максимальный сдвиг частоты ФМР неосвещенного образца вследствие нагрева в интервале температур 300 – 380 К значительно меньше, чем фотоиндуцированный сдвиг частоты ФМР при температуре 300 К (рис. 4.15).

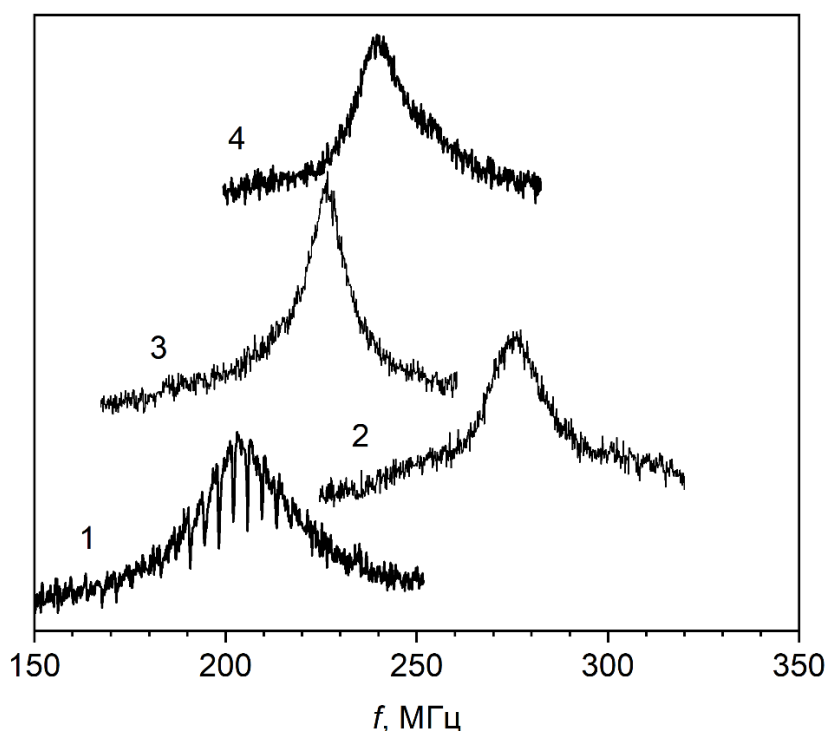


Рис. 4.13. Спектры ФМР в поле  $H_0 = 8$  Э, направленном вдоль трудной оси в плоскости пленки. Накопление 50 сканов. 1 – неосвещенный образец при температуре  $T = 300$  К, 2 – образец, освещенный лазером мощностью 40 мВт при температуре  $T = 300$  К, 3 – неосвещенный образец при температуре  $T = 335$  К, 4 – образец, освещенный лазером мощностью 40 мВт при температуре  $T = 335$  К.

При намагничивании этого образца в направлении легкой оси в плоскости пленки постоянным магнитным полем 8 Э (рис. 4.14) на частотах ФМР спектра магнитоупругие моды не наблюдаются [А9]. В этом случае освещение образца при температуре 300 К приводит к незначительному уменьшению частоты основной линии спектра и появлению уширенной спектральной линии в низкочастотной области. Нагрев неосвещенного образца приводит к более сильному, по сравнению с действием света, уменьшению частоты ФМР. При освещении нагретого образца также наблюдается смещение спектров ФМР в низкочастотную область.

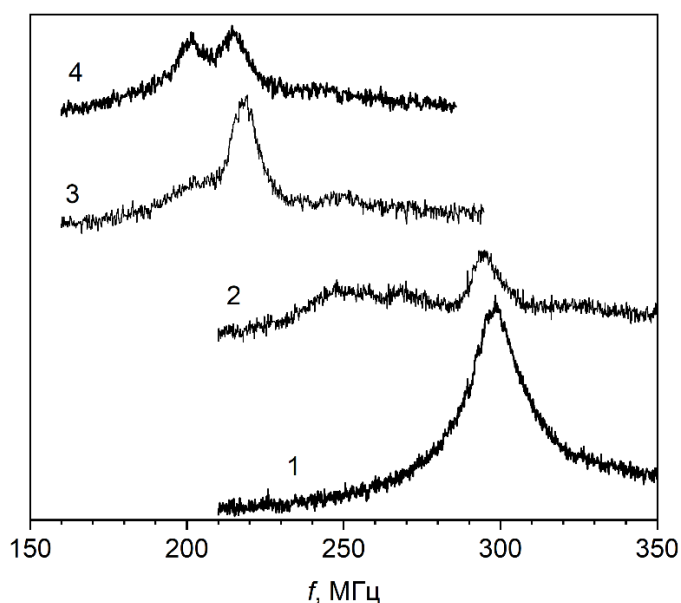


Рис. 4.14. Спектры ФМР в поле  $H_0 = 8$  Э, направленном вдоль легкой оси в плоскости пленки. Накопление 50 сканов. 1 – неосвещенный образец при температуре  $T = 300$  К, 2 – образец, освещенный лазером мощностью 40 мВт при температуре  $T = 300$  К, 3 – неосвещенный образец при температуре  $T = 335$  К, 4 – образец, освещенный лазером мощностью 40 мВт при температуре  $T = 335$  К.

Для температурной зависимости частоты ФМР (рис. 4.15) использованы значения, соответствующие наиболее интенсивной высокочастотной линии

спектра. При температурах выше 345 К наблюдается сильное неоднородное уширение спектральной линии так, что определить частоту ФМР не представляется возможным.

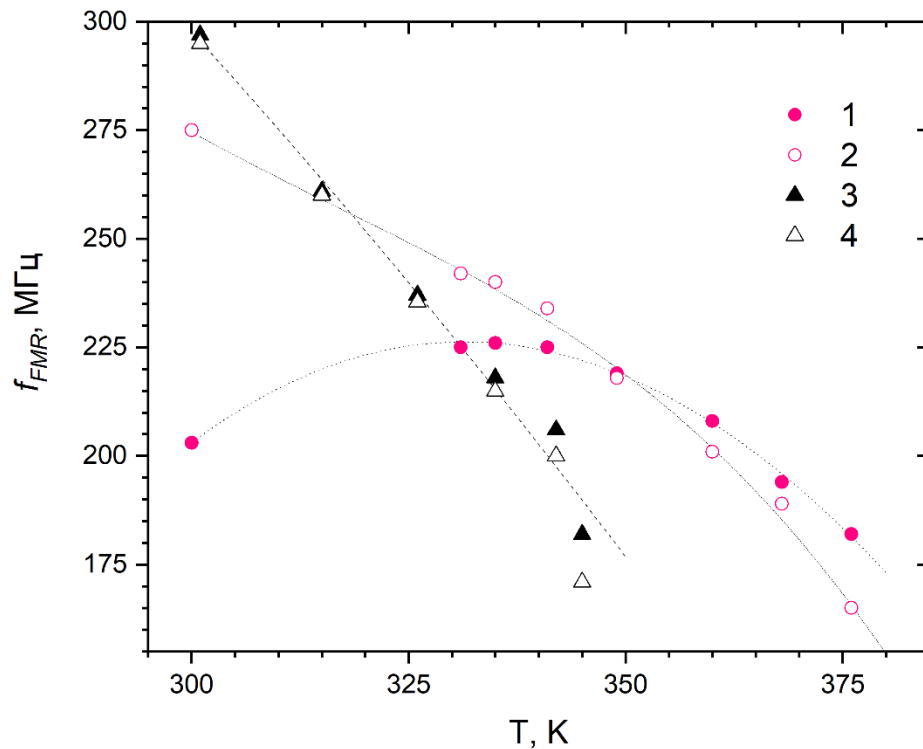


Рис. 4.15. Температурная зависимость частоты ФМР в поле  $H_0 = 8$  Э.

1 – неосвещенный образец при намагничивании вдоль трудной оси, 2 – облучение лазером с мощностью 40 мВт при намагничивании вдоль трудной оси, 3 – неосвещенный образец при намагничивании вдоль легкой оси, 4 – облучение лазером с мощностью 40 мВт при намагничивании вдоль легкой оси. Пунктирные линии построены для удобства восприятия.

При анализе полученных результатов будем полагать, что при направлении постоянного магнитного поля в плоскости пленки (111) частота ФМР определяется выражением (4.4). Используя экспериментальные значения частоты ФМР для  $\varphi = 0$  и  $\varphi = 30^\circ$  в поле  $H_0 = 8$  Э при температуре 300 К в отсутствие действия света получаем  $H_u^{eff} = H_u^* + H_{k1} = -970 \pm 5,0$  Э и

$H_{a2} = 9,2 \pm 0,2$  Э, а при воздействии света  $H_{a2} = 1,6 \pm 0,2$  Э и  $H_u^{eff} = -1220 \pm 5,0$  Э. Объяснить фотоиндуцированное изменение частоты ФМР только уменьшением кубической анизотропии не представляется возможным, так как, по оценкам работы [А9], вклад  $H_{k1} \approx 30$  Э недостаточен для изменения  $H_u^{eff}$ . Кроме вклада  $H_{k1}$  следует учесть фотоиндуцированное изменение  $H_u$ . Для оценки поля размагничивания используем известные значения намагниченности для Sc-замещенного граната [118]. В результате получаем  $4\pi M_s = 1830$  Э и рост отрицательного значения  $H_u^{eff}$  под действием света указывает на фотоиндуцированное подавление вклада  $H_u$ .

Следуя известным подходам к анализу фотоиндуцированных эффектов в катион-замещенных ферритах-гранатах, будем полагать, что эти эффекты связаны с вкладом фотоактивных центров [49]. При этом фотоактивные центры будем полагать такими, что увеличение заселенности энергетических уровней, соответствующих возбужденному состоянию фото-активного центра, приводит к подавлению, как кубической, так и одноосной анизотропии.

Увеличить заселенность энергетических уровней, соответствующих возбужденным состояниям фото активных центров можно световым облучением образца либо путем теплового воздействия на него. При этом с ростом температуры образца будет падает намагниченность, что приведет к уменьшению поля размагничивания  $4\pi M_s$ .

Из уравнения для частоты ФМР в случае, когда внешнее магнитное поле подается в плоскости пленки (4.4), с учетом выше приведенных параметров анизотропии и намагниченности ЭПФГ состава  $\text{BiY}_2\text{Fe}_{4.4}\text{Sc}_{0.6}\text{O}_{12}$ , получим, что с уменьшением поля одноосной анизотропии частота ФМР растет, а с уменьшением намагниченности частота ФМР уменьшается.

Для образца, намагниченного вдоль трудной оси, при нагреве до температур ниже 335 К доминирует вклад, приводящий к увеличению частоты ФМР вследствие уменьшения анизотропии и частота ФМР растет с ростом

температуры. При дальнейшем нагреве доминирующим оказывается вклад, обусловленный уменьшением намагниченности, что приводит к уменьшению частоты ФМР (зависимость 1 на рис. 4.15). При освещении образца лазером мощностью 40 мВт увеличение частоты ФМР обусловлено ростом заселенности возбужденного состояния. Нагрев образца не приводит к существенному перераспределению заселенностей энергетических уровней фото-активных центров и в результате наблюдается термоиндуцированное уменьшение частоты ФМР, вследствие уменьшения намагниченности (зависимость 2 на рис. 4.15).

В случае намагничивания вдоль легкой оси в плоскости как уменьшение намагниченности, так и уменьшение магнитной анизотропии приводят к уменьшению частоты ФМР. В результате нагрев приводит к уменьшению частоты ФМР как при действии света, так и в его отсутствии так, что доминирующим является вклад, обусловленный уменьшением намагниченности. Неоднородное уширение спектральной линии ФМР при освещении образца, намагниченного вдоль легкой оси, свидетельствует об образовании пространственно неоднородного распределения намагниченности.

Таким образом, экспериментально наблюдаемые эффекты фотоиндуцированного сдвига частоты ФМР не могут быть сведены к нагреву образца светом лазера.

#### **4.8.3. Фотоиндуцированное подавление магнитоупругих эффектов**

В катион-замещенных ферритах-гранатах процессы, связанные с изменением магнитной анизотропии, должны приводить к изменению магнитоупругой связи. В случае исследуемого образца эффекты магнитоупругой связи проявляются в виде модуляции спектра ФМР узкими линиями [A9]. Глубина магнитоупругой модуляции ФМР спектра зависит не только от величины связи, но и от частотного положения линии ФМР, что

обусловлено толщиной магнитной пленки [A10]. Строго говоря, фотоиндуцированное подавление магнитоупругих эффектов, приведенное на рис. 4.13, может быть связано с изменением частоты ФМР. Однако, фотоиндуцированный сдвиг частоты ФМР можно компенсировать постоянным магнитным полем. На рисунке. 4.16 приведены спектры ФМР, зарегистрированные при температуре 300 К и при разной мощности лазера.

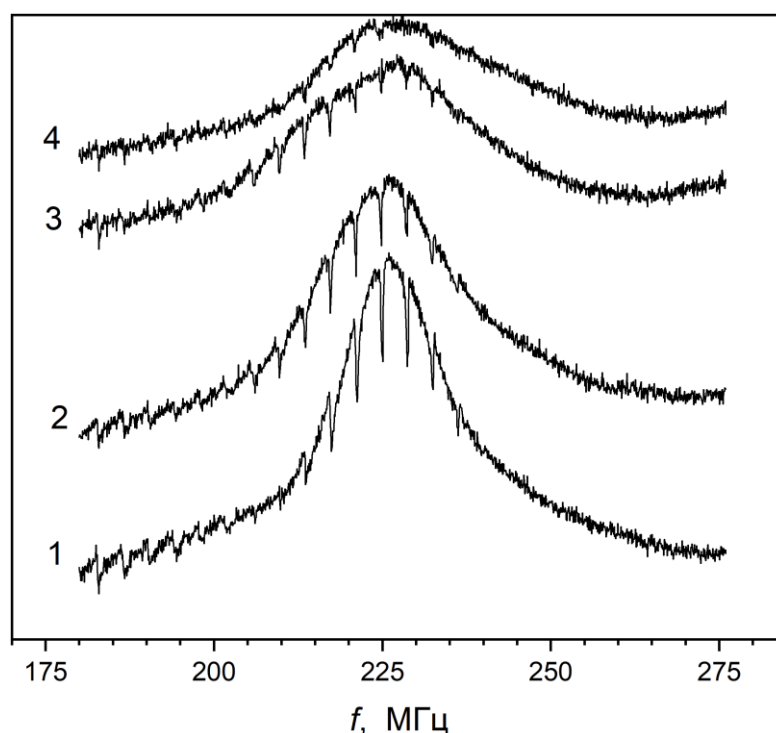


Рис. 4.16. Модификация ФМР спектров при изменении мощности лазера  $P$  и компенсации частотного сдвига постоянным магнитным полем  $H$ , направленным вдоль трудной оси в плоскости пленки. Здесь  
 1 -  $P = 0$  мВт,  $H = 8,5$  Э, 2 -  $P = 13$  мВт,  $H = 8$  Э, 3 -  $P = 27$  мВт,  $H = 6,5$  Э,  
 4 -  $P = 34$  мВт,  $H = 5,5$  Э

Фотоиндуцированное изменение частоты ФМР компенсировалось постоянным магнитным полем, направленным вдоль трудной оси в плоскости пленки так, что частота ФМР оставалась примерно одинаковой.

Фотоиндуцированное подавление магнитоупругих колебаний при этом сохраняется.

#### 4.8.4. Зависимость частоты ФМР от плоскости поляризации линейно поляризованного света

Приведенные выше результаты получены при направлении вектора поляризации света вдоль постоянного поля. Изменение направления поляризации света в плоскости пленки изменяет сдвиг частоты ФМР не более, чем на 10% (Рис. 4.17).

Интересно заметить, что направление поляризации изменяется вокруг оси симметрии третьего порядка, в то время как наблюдаемое изменение частоты ФМР демонстрирует 180-градусную симметрию. Для определения частоты ФМР будем использовать выражение (1.24).

Будем полагать, что взаимодействие линейно поляризованного света с магнитной подсистемой образца может быть описано вкладом в свободную энергию вида

$$E = \beta_{ijkl} \mathcal{E}_i \mathcal{E}_j M_k M_l, \quad (4.16)$$

где  $\beta_{ijkl}$  – материальный тензор 4-го ранга,  $\mathcal{E}$  – вектор электрического поля световой волны,  $\mathbf{M}$  – намагниченность образца. Если оба вектора лежат в плоскости пленки, а симметрия тензора  $\beta_{ijkl}$ , для простоты, соответствует изотропной среде [120], то выражение (4.16) можно привести к виду

$$E = B_0 M_s \mathcal{E} + B_1 M_s \mathcal{E} \cos 2(\varphi - \psi) \quad (4.17)$$

Здесь  $\varphi$  и  $\psi$  – азимутальные углы, задающие направление вектора



намагниченности  $M_s$  и вектора электрического поля световой волны  $\mathcal{E}$ , соответственно.  $B_0$  и  $B_1$  – материальные константы. Пренебрегая вкладом кубической анизотропии, в выражении для свободной энергии будем учитывать взаимодействие намагниченности  $M_s$  с постоянным магнитным полем  $H$  и с эффективным магнитным полем одноосной анизотропии  $H_u^*$ , а также вклад (4.17). Полагая, что  $\varphi = 0$ , а взаимодействие света с намагниченностью вносит малый вклад в  $f_{FMR}$ , выражение для частоты ФМР представим в виде

$$f_{FMR} = f_0 + f_1 \cos 2\psi, \quad (4.18)$$

где  $f_0$  – совпадает с (4.4) при  $H_{k1} = H_{k2} = 0$ ,  $f_1$  – добавка к частоте ФМР, обусловленная (4.17) при  $|f_1| \ll f_0$ . Результат аппроксимации экспериментальных данных выражением (4.18) приведен сплошной линией на рисунке 4.17. Теоретическая зависимость частоты ФМР от направления поляризации света хорошо согласуется с экспериментальной, что подтверждает справедливость предположения о вкладе (4.18) в фотоиндуцированный сдвиг частоты ФМР.

Взаимодействие линейно поляризованной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси симметрии третьего порядка, с магнитной подсистемой образца с анизотропией типа «легкая плоскость» теоретически рассмотрено в [121] на примере слабого ферромагнетика  $FeVO_3$ . В [121] предполагалось, что взаимодействие обусловлено обратным эффектом Коттона–Мутона, имеющим вид (4.16), и получено, что энергия этого взаимодействия также пропорциональна  $\cos 2(\varphi - \psi)$ .

Следует отметить, что с помощью тензора четвертого ранга (4.16) описывается не только обратный эффект Коттона–Мутона. Вклад в свободную энергию имеет вид (4.16) и в случае фотоиндуцированной магнитной анизотропии [122].

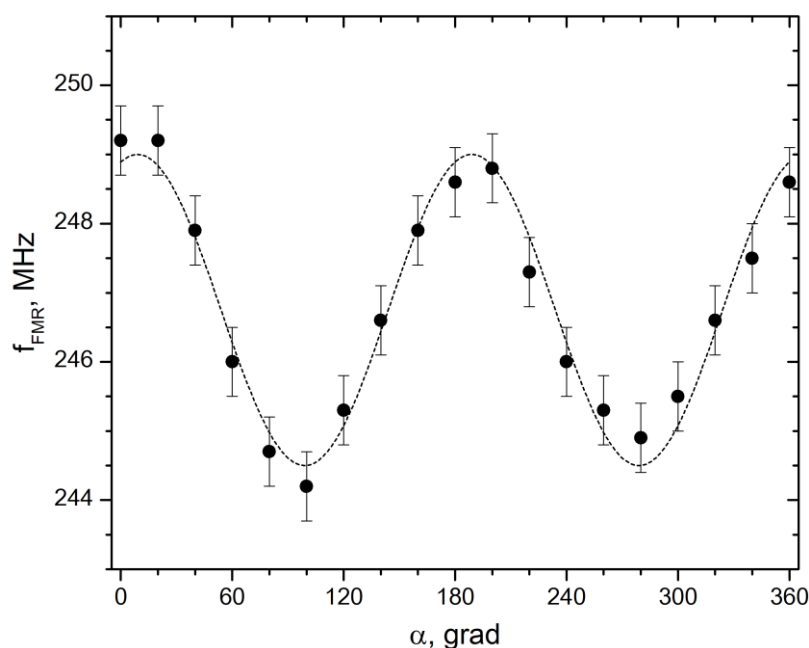


Рис. 4.17. Зависимость частоты ФМР от направления вектора поляризации световой волны в плоскости пленки при температуре 300 К.

Постоянное магнитное поле  $H = 8$  Э направлено вдоль трудной оси в плоскости пленки. Световой луч мощностью  $P = 25$  мВт падает под углом  $\approx 5 - 10^\circ$  к нормали к поверхности образца. Сплошная линия построена согласно (4.18) при  $f_0 = 246,75$  МГц и  $f_1 = 2,25$  МГц.

При анализе экспериментальных результатов по возбуждению спиновой динамики в ЖИГ с помощью импульсов линейно поляризованного света авторам работы [122] удалось разделить эти вклады. В наших экспериментах такое разделение не представляется возможным, поскольку требует работы с субпикосекундными импульсами и измерений с высоким разрешением по времени. Вместе с тем, в [122] показано, что вклад от эффекта фотоиндуцированной анизотропии почти на два порядка величины меньше вклада от обратного эффекта Коттона–Мутона. При этом данные значения получены для допирования пленки ЖИГ ионами кобальта. Величина эффекта фотоиндуцированной анизотропии сильно зависит от концентрации

примесных иновалентных ионов [123]. В нашем случае в роли таких ионов могут выступить ионы  $Pb^{2+}$  или  $Pt^{4+}$ , концентрация которых при жидкофазной эпитаксии пленок может составлять порядка несколько сотых долей формульной единицы. Следовательно, в представленных результатах вкладом от данного эффекта можно пренебречь.

#### 4.9. Краткие выводы к Главе 4

1. В эпитаксиальных пленках катион-замещенных ферритов гранатов с комбинированной анизотропией по частотным спектрам коэффициента прохождения исследован низкополевой ФМР. Спектры регистрировались в диапазоне частот 150 - 600 МГц, в магнитных полях до 40 Э, намагничивающих образцы пленок в их плоскости.

2. Спектры ФМР характеризовались Лоренцевой формой линии поглощения.

3. При намагничивании эпитаксиальных пленках ферритов гранатов состава  $Y_2BiFe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$  в плоскости (111) пленки наблюдается анизотропия как резонансной частоты, так и поля насыщения. При этом азимутальные угловые зависимости резонансных полей демонстрируют 60-ти градусную симметрию, характерную для кубической анизотропии, которую для согласования с экспериментальными данными нужно учитывать с точностью до второй константы.

4. Линии ФМР наблюдаются в магнитных полях, при которых пленка находилась, как в монокристаллическом состоянии, так и в состоянии, при котором существовала доменная структура. В этом случае при намагничивании вдоль одной из сторон квадратного образца в кристаллографической плоскости (111) при увеличении поля от 6 Э до 8 Э наблюдается уменьшение резонансной частоты и значительное уменьшение ширины линии ФМР. А при намагничивании вдоль другой стороны также имеется значительное

уменьшение ширины линии при небольшом отклонении экспериментально наблюдаемой резонансной частоты от теоретической.

5. В спектрах ФМР, полученных путем частотной развертки, для ряда образцов эпитаксиальных пленок ферритов гранатов экспериментально обнаружена модуляция интенсивности линии ФМР набором узких, шириной порядка 100 кГц, равноотстоящих друг от друга по частоте, спектральных линий. Из оценок длины волны по скорости поперечного звука установлен резонанс упругих поперечных колебаний.

6. Показано, что частотный интервал между модами упругих колебаний определяется, в первую очередь, толщиной немагнитной подложки. Однако, благодаря высокой добротности упругой подсистемы гранатов, заметный вклад вносит и магнитная пленка. При этом чем больше полная толщина структуры пленка-подложка, тем меньше частотный интервал между модами упругих колебаний. Это означает, что в качестве резонатора для упругих колебаний выступает структура пленка-подложка.

7. В условиях однородной прецессии намагниченности амплитуда модуляции зависит от частоты ФМР и модуляция исчезает при увеличении частоты выше некоторого критического значения  $f_c$ . Чем тоньше магнитная пленка, тем выше значение критической частоты  $f_c$ .

8. Экспериментально обнаружена зависимость амплитуды модуляции от частоты ФМР, для объяснения которой предложено учитывать распределение амплитуды поперечной намагниченности по толщине пленки  $m = m(z)$ . Для моды упругих колебаний с волновым вектором  $k_F$  в ферритовой пленке, эффективность магнитоупругого возбуждения пропорциональна амплитуде гармоники с волновым вектором  $k_F$  разложения  $m = m(z)$  по волновым векторам. При отсутствии поверхностного закрепления спинов в пленке амплитуда модуляции убывает осциллируя. При сильном поверхностном закреплении спинов амплитуда модуляции убывает монотонно.

9. Оценки скорости упругой волны в ферритовой пленке показывают, что наряду с влиянием эффектов поверхностного закрепления спинов и интерфейса пленка-подложка, следует учитывать изменение скорости квазиупругой волны в окрестности магнитоакустического резонанса.

10. В слабых, магнитных полях при комнатной температуре, при облучении плоскополяризованным светом с длиной волны 680 нм ЭПФГ состава  $Y_2ViFe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$  с анизотропией типа «легкая плоскость», экспериментально обнаружена модификация частотных спектров ФМР. Модификация спектров ФМР обусловлена: 1) сдвигом частоты ФМР, 2) уменьшением амплитуды упругих мод, что свидетельствует о фотоиндуцированном уменьшении магнитоупругой связи в исследованных образцах.

11. Изменение частоты ФМР связано с фотоиндуцированным изменением энергии магнитной анизотропии. Показано, что фотоиндуцированное изменение магнитной анизотропии, не связано с термическими эффектами.

12. ФМР эксперименты с эпитаксиальной пленкой феррит-граната состава  $Y_2ViFe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$  с анизотропией типа «легкая плоскость» позволяют не только определить эффективные поля магнитной анизотропии, включая вклад второй константы кубической анизотропии, но и обнаружить изменение магнитной анизотропии, индуцированное оптическим излучением.

13. Выделен дополнительный фотоиндуцированный вклад в сдвиг частоты ФМР, зависящий от направления поляризации света в плоскости пленки. Этот вклад в сдвиг частоты ФМР существенно меньше, чем вклад, обусловленный изменением магнитной анизотропии. Этот вклад обусловлен нелинейным взаимодействием световой волны с намагниченностью и это взаимодействие описывается материальным тензором четвертого ранга.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. По спектрам ферромагнитного резонанса установлена двухслойная структура для образцов эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов одного химического состава  $(BiLuCa)_3(FeGe)_5O_{12}$ , но с разными технологическими параметрами роста. На основе анализа модификации спектров ферромагнитного резонанса при послойном травлении показано, что основной (верхний) слой характеризуется большим магнитным моментом и большим поглощением СВЧ энергии, чем переходный слой пленка-подложка. Показано, что магнитная анизотропия в основном (верхнем) слое имеет тип «легкая плоскость», а в переходном (нижнем) слое анизотропия имеет тип «легкая ось». Метод ферромагнитного резонанса полезен на этапе отработки технологических параметров при синтезе магнитных пленок.

2. Методом ферромагнитного резонанса проведено исследование образцов *Bi*-замещенных пленок ферритов-граната, синтезированных методом реактивного ионно-лучевого распыления на подложке гадолиний галлиевого граната ориентации (111). Показано, что в насыщенном состоянии в однослойном образце с низкой концентрацией *Bi* состава  $Bi_{1.5}Gd_{1.5}Fe_{4.5}Al_{0.5}O_{12}$ , реализуется магнитная анизотропия типа легкая ось, в однослойном образце с высокой концентрацией *Bi* состава  $Bi_{2.8}Y_{0.2}Fe_5O_{12}$  и в двухслойном образце состава  $Bi_{1.5}Gd_{1.5}Fe_{4.5}Al_{0.5}O_{12}/Bi_{2.8}Y_{0.2}Fe_5O_{12}$ , реализуется магнитная анизотропия, приводящая в результате к выходу вектора намагниченности из плоскости пленки. Анализ спектров ферромагнитного резонанса однослойных и двухслойных пленок показал наличие сильной обменной связи между слоями в двухслойном образце. Слой с низкой концентрацией *Bi*, используемый в качестве буферного слоя в двухслойной наноструктуре  $Bi_{1.5}Gd_{1.5}Fe_{4.5}Al_{0.5}O_{12}/Bi_{2.8}Y_{0.2}Fe_5O_{12}$ , в

результате межслоевого обменного взаимодействия выступает в качестве «подмагничивающего» слоя, уменьшая поле нормализации намагниченности в слое с высокой концентрацией  $Bi$ .

3. Однослойные пленки состава  $Bi_1Gd_{1.5}Y_{0.5}Fe_{4.2}Al_{0.8}O_{12}$  и двухслойные пленки составов  $Bi_{0.95}Gd_{1.45}Y_{0.3}Lu_{0.3}Fe_{4.35}Al_{0.65}O_{12}/Bi_{2.8}Y_{0.2}Fe_5O_{12}$ ,  $Bi_1Gd_{1.5}Y_{0.5}Fe_{4.2}Al_{0.8}O_{12}/Bi_{2.8}Y_{0.2}Fe_5O_{12}$ , выращенные на подложках  $SiO_2$  имеют значительно меньшие значения констант одноосной анизотропии, наведенные ростом и напряжениями, чем пленки, выращенные на ГГГ подложке. Двухслойные пленки, выращенные на подложках  $SiO_2$ , в насыщенном состоянии имеют анизотропию типа «легкая плоскость». При синтезе их на подложку ГГГ пленки имеют анизотропию, приводящую к выходу вектора намагниченности из плоскости пленки.

4. В  $Bi$ -замещенных пленках ферритов-граната, синтезированных методом реактивного ионно-лучевого распыления на подложке гадолиний галлиевого граната ориентации (111) при анализе угловой зависимости спектров ферромагнитного резонанса в плоскости  $(\bar{1}10)$  обнаружено значительное изменение ширины линии  $\Delta H$ . Предложена модель, описывающая ориентационные зависимости ширины линии ферромагнитного резонанса, основанная на формировании возможной неоднородной структуры пленки.

5. Экспериментально зарегистрированы спектры ферромагнитного резонанса в эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов составов  $Y_2BiFe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$  и  $Y_3Fe_{4.3}In_{0.7}O_{12}$ , выращенных на (111) подложках гадолиний галлиевого граната. В спектрах ферромагнитного резонанса, полученных путем частотной развертки, для ряда образцов обнаружена модуляция линии ферромагнитного резонанса набором узких, шириной

порядка 100 кГц равноотстоящих друг от друга по частоте, спектральных линий. Частотный интервал между этими линиями согласуется с резонансом стоячих мод поперечных упругих колебаний, возникающих в результате магнитоупругих взаимодействий в магнитной пленке. В качестве резонатора для упругих колебаний выступает структура пленка-подложка в виде сплошной слоистой среды. Чем больше полная толщина структуры пленка-подложка, тем меньше частотный интервал между модами упругих колебаний.

6. В условиях однородной прецессии намагниченности амплитуда модуляции зависит от частоты ФМР. Зависимость амплитуды модуляции для одних образцов характеризуется монотонным спадом, для других образцов этот спад имеет осциллирующий характер, что связано с сильным и слабым поверхностным закреплением спинов.

7. Экспериментально обнаружена модификация спектров ферромагнитного резонанса пленки  $BiY_2Fe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$  с анизотропией типа «легкая плоскость» при облучении линейно поляризованным светом с длиной волны 680 нм при комнатной температуре. Модификация спектров ФМР обусловлена: 1) сдвигом частоты ФМР, 2) уменьшением глубины провалов ФМР спектров на частотах, соответствующих резонансу поперечных мод упругих колебаний по толщине эпитаксиальной структуры.

Экспериментально показано, что фотоиндуцированное изменение магнитной анизотропии, не связанное с термическими эффектами, приводит к сдвигу частоты ФМР.

Фотоиндуцированное уменьшение магнитоупругой связи продемонстрировано по уменьшению глубины провалов ФМР спектров на частотах, соответствующих резонансу поперечных мод упругих колебаний по толщине эпитаксиальной структуры.



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Устинов А., Кочемасов В., Хасьянова Е. Ферритовые материалы для устройств СВЧ-электроники. Основные критерии выбора. // Электроника: НТБ. 2015. № 8 (00148). С. 86–92. С. 86–92.
2. Прокопов А.Р., Дубинко С.В., Хребтов А.О., Еремина М.И. Особенности магнитоиндуцированного спин-переориентационного перехода в феррит-гранатовых пленках с анизотропией "угловая фаза". // ФТТ. 1997. Т. 39, №8. С. 1415–1420.
3. Прокопов А.Р., Недвига А.С. Синтез  $V_i$ -содержащих феррит-гранатовых плёнок с анизотропией типа "угловая фаза" и "лёгкая плоскость". // Учёные записки Симферопольского государственного университета. 1998. № 7(46). С. 199–201.
4. Барьяхтар В.Г., Богданов А.И., Яблонский Д.А. Физика магнитных доменов. // УФН. 1988. Том. 156. вып. 1. С 47-89.
5. Baryakhtar F.G., Dubinko S.V., Prokopov A.R. Behaviour of epitaxial garnet ferrite films as function of technological parameters // Physics in Ukraine. Int. Conf., Kiev, 22-27 June, 1993: Proc. Contributed Papers. Solid State Physics. Kiev, 1993. P. 19 – 21.
6. Бурым Ю.А., Дубинко С.В., Мицай Ю.Н., Боровицкая Л.Н., Прокопов А.Р. Влияние кристаллографической ориентации подложки на свойства эпитаксиальных пленок феррит-гранатов // Укр. Физ. Журн. 1992. Т. 37, №5. С. 777–780.
7. Прокопов А.Р., Дубинко С.В., Бутрим В.И. Магнитная восприимчивость в пленках феррит-гранатов с разориентированными поверхностями // Ученые записки Таврического национального университета. 1999. Т.12(51). №2. С.170–174.
8. Прокопов А.Р., Недвига А.С., Сурова Н.А. Физико-химические свойства  $V_i$ -содержащих феррит-гранатовых пленок с анизотропией типа "угловая фаза". // Ученые записки ТНУ. Серия: Физика. 2000. №13(52). Т. 2. С. 140-143.

9. Прокопов А.Р., Дубинко С.В., Хребтов А.О., Еремина М.И. Аномальная магнитная восприимчивость многослойных феррит-гранатовых пленок с анизотропией "легкая ось" и "угловая фаза". // V Всероссийская школа-семинар "Новые магнитные материалы для микроэлектроники": Тез. докл. – М.: МГУ, 1996. – 2 с.
10. Prokopyov A.R., Dubinko S.V., Khrebtov A.O., Yeryomina M.I. Anomalous magnetic susceptibility of multilayer epitaxial garnet ferrite films. // "Frontiers in Magnetism of reduced dimension systems": Abstracts. – Partenit, Crimea, 1997. – P. 33.
11. Міхерський Р.М., Дубінко С.В., Бутрим В.І, Прокопов А.Р., Сохацький В.П. Перемагнічування плівок ферит-гранатів із похилою віссю легкого намагнічування. // Вісник Київського університету. Серія: фізико-математичні науки. 2000 №4. С. 366-370.
12. Барьяхтар В.Г., Суслин Л.А., Хребтов А.О. Переходные слои в LuSmCaGe-феррит-гранатовых пленках. // ФТТ. 1986. Т.28, №7. С. 2246-2249.
13. Сурова Н.А., Прокопов А.Р. Компьютеризованная вольт-амперометрическая система послыонного определения химических свойств магнитооптических феррит-гранатовых пленок. // II Междунар. Конф. по физико-техническим проблемам электротехнических материалов и кабельных изделий, МКЭМК- 97, 1-4 дек. 1997 г., Россия, Клязьма. – М., 1997. – С. 198.
14. Прокопов А.Р., Дубинко С.В., Хребтов А.О. Нестационарные эффекты в многослойных феррит-гранатовых пленках с плоскостной анизотропией. // IV Международный научный семинар "ФМЯ": Тез. докл. – Донецк, 1994. – С.41.
15. Сурова Н.А., Прокопов А.Р., Недвига А.С., Каменев А.И. Изучение изменения физических и химических свойств ФГЭС по слоям. // X Всес. объедин. Семинар по проблеме ЦМД/ВБЛ: Сб. тез. докл., 15-17 окт. 1991 г. – М., 1991. - С. 41.
16. Барьяхтар В.Г., Хребтов А.О., Савуцкий А.И. Методы изучения доменной структуры в эпитаксиальных феррит-гранатовых пленках. // Препринт ДонФТИ АН УССР. Донецк 1986. С.109.

17. Гришин А.М., Деллалов В.С., Шкарь В.Ф., Ямпольский С.В. Магнитные резонансы в двухслойных пленках ферритов-гранатов // Физика низких температур. – 1996. Т.22. №9. С. 1056-1058.
18. Даньшин Н.К., Деллалов В.С., Линник А.И., Шкарь В.Ф. Спин-волновые резонансы в неоднородной двухслойной феррит-гранатовой пленке // Ф.Т.Т. – 1999. Т.41. вып. 8. С. 1452-1455.
19. Зюзин А.М., Бакулин М.А., Радайкин В.В., Сабаев С.Н., Янцен Н.В. Влияние разности резонансных полей однородного резонанса в слоях двухслойной пленки на спектры СВР // Известия РАН. Серия физическая. – 2010. Т.74. №10. С. 1491-1493.
20. Inoue M., Baryshev A. V., Goto T. et al. Magnetophotonic Crystals: Experimental Realization and Applications // Magnetophotonics. – Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2013. P. 163.
21. Пат. 2001194639 Япония, МПК<sup>7</sup> G02F1/09. Magneto-optical body / Inoue M., Fujii T., Takayama A., [et al.]. № 20000232020 ; заявл. 31.07.00 ; опубл. 19.07.01.
22. Jae-Hyuk Park, Takagi H., Nishimura K., et al. Magneto-optic spatial light modulators driven by an electric field // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93, No. 10. P. 8525-8527.
23. Пат. 6876481 США, МПК<sup>7</sup> G02F1/07. Spatial light modulator / Inoue M., Cho J.-K.; Optware Corp. (JP). 20010878955; заявл. 13.06.01; опубл. 19.12.02
24. Takahashi K., Takagi H., Shin K. H., et al. Figures of merit of magneto-optic spatial light modulators with magnetophotonic crystals // Phys. Stat. Sol. (c). – 2007. No. 12. – P. 4.
25. Chung K.H., Heo J., Takahashi K., [et al.]. Characteristics of magnetophotonic crystals based magneto-optic films for spatial light phase modulators // J. Magn. Soc. Jpn. 2008. Vol.32. P.114–116.
26. Shaposhnikov A.N., Karavainikov A.V., Prokopov A.R., Berzhansky V.N., Salyuk O.Y. // Mater. Res. Bull. 47 (2012) 1407–1411.

27. Berzhansky V.N., Mikhailova T.V., Karavainikov A.V., Prokopov A.R., Shaposhnikov A.N., Lukienko I.N., Kharchenko Yu.N., Miloslavskaya O.V., Kharchenko N.F. Microcavity One-Dimensional Magnetophotonic Crystals with Double Layer Iron Garnet. // J. Magn. Soc. Jpn. 2012. Vol.36. P. 42–45.
28. Шульга Н.В., Дорошенко Р.А. Перемагничивание двухслойной обменно-связанной ферромагнитной пленки. // Физика металлов и металловедение. 2006. Том 102, №5. С.507-510.
29. Sbiaa R., Gall H.Le., Desvignes J.M., Harfaoui M.E. Magnetization processes in exchange-coupled double-layer films with in-plane and perpendicular anisotropy. // MMM 183 (1988) с.247-253.
30. Звездин К.А. Особенности перемагничивания трехслойных наноструктур. // ФТТ. – 2000. – Том.42, вып.1.
31. Куркин М.И., Хусаинов Д.З. Влияние некристаллографической магнитной анизотропии на процессы перемагничивания мультислойных магнитных пленок. // ФТТ – 1999. – Том41, вып.4.
32. Штраус В. Магнитоупругие свойства иттриевого феррита-граната. // В сб.: Физическая акустика, под ред. У. Мэзона. (Мир, М., 1970). Том 4, С.247-316. [Пер с англ.: Physical acoustics. Principles and methods, ed. by W. P. Masson. (Academic Press, New York and London, 1968) Volume IV, Part B].
33. В. Бучков, Д. А. Кузьмин, В. Д. Бучельников, В. Г. Шавров. Влияние взаимодействия подсистем на динамические свойства магнетиков. Физматлит, М. 2016.
34. Бугаев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Филимонов Ю.А. Быстрые магнитоупругие волны в нормально намагниченной пластине феррита // ФТТ. 1981. Т. 23, № 9. С. 2647-2652.
35. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Казаков Г. Т., Сысоев В. Г., Тихонов В. В., Филимонов Ю. А., Нам Б. П., Хе А. С. Наблюдение быстрых магнитоупругих волн в тонких пластинах и эпитаксиальных пленках железо-иттриевого граната // Письма в ЖЭТФ. 1981. Том. 39. С. 500

36. Preobrazhensky V.L., Aleshin V. V., Pernod P. Resonance of Feshbach-type and explosive instability of magnetoelastic waves in solids // *Wave Motion*. 2018. Vol. 81. P. 15.
37. Тихонов В.В., Литвиненко А.Н., Садовников А.В., Никитов С.А. Мандельштам-бриллюэновская спектроскопия нелинейных магнитоакустических резонансов в пленочной структуре ЖИГ-ГТГ. // *Известия РАН, Серия Физическая*. 2016. Том. 80. № 10. С. 1389-1394.
38. Бугаев А. С., Горский В. Б. Влияние магнитоупругого взаимодействия обменных спиновых волн на спектр магнитоакустических колебаний в планарных структурах // *ФТТ*. 2002. вып. 4. С. 724.
39. Хивинцев Ю. В., Сахаров В. К., Высоцкий С. Л., Филимонов Ю. А., Стогний А. И., Никитов С. А. Магнитоупругие волны в субмикронных пленках ЖИГ, полученных ионно-лучевым распылением на подложках гадолиний-галлиевого граната // *ЖТФ* 2018. Вып.7. С. 1060.
40. Thevenard L., Gourdon C., Prieur J. Y., Bardeleben H. J. von, Vincent S., Vecerra L., Largeau L., and Duquesne J.-Y. Surface-acoustic-wave-driven ferromagnetic resonance in (Ga,Mn)(As,P) epilayers // *Phys. Rev.* 2014. В 90. P. 094401.
41. Гуляев Ю.В., Тарасенко С.В., Шавров В.Г. Спин-волновая акустика антиферромагнитных структур как магнитоакустических метаматериалов. // *УФН*. 2011. Том.181. С.595.
42. Streib S., Keshtgar H., Bauer G. Damping of Magnetization Dynamics by Phonon Pumping. // *Phys. Rev. Lett.* 2018. Vol. 121. P. 027202.
43. Holanda J., Maior D. S., Azevedo A. and Rezende S. M. Detecting the phonon spin in magnon–phonon conversion experiments. // *Nature Physics*. 2018. Vol. 14. P. 500.
44. Nakane J. J., Kohno H. Angular momentum of phonons and its application to single-spin relaxation. // *Phys. Rev.* 2018. В 97. 174403.
45. An K., Litvinenko A. N., Kohno R., Fuad A. A., Naletov V. V., Vila L., Ebels U., de Loubens G., Hurdequint H., Beaulieu N., J. Ben Youssef, Vukadinovic N.,

- Bauer G. E. W., Slavin A. N., Tiberkevich V. S., Klein O. Coherent long-range transfer of angular momentum between magnon Kittel modes by phonons // *Phys. Rev.* 2020. В 101, P. 060407.
46. Ветошко П.М., Звездин А.К., Скиданов В.А., Сыворотка И.И., Сыворотка И.М., Белотелов В.И. Влияние профиля дискового магнитного элемента на поле насыщения и шум магнитомодуляционного сенсора магнитного поля // *Письма в ЖТФ* 2015. Вып.9. С. 103.
47. Prokopyov A.R., Vetoshko P.M., Shumilov A.G., Shaposhnikov A.N., Kuz'michev A.N., Koshlyakova N.N., Berzhansky V.N., Zvezdin A.K., Belotelov V.I. Epitaxial Bi–Gd–Sc iron-garnet films for magnetophotonic applications // *Journal of Alloys and Compounds*. 2016. Vol.671. P.403.
48. Vetoshko P.M., Valeiko M.V., Nikitin P.I. Epitaxial yttrium iron garnet film as an active medium of an even-harmonic magnetic field transducer // *Sensors and Actuators. A: Physical*. 2003. V. 106. P. 270–273.
49. Коваленко В. Ф., Нагаев Э. Л. Фотоиндуцированный магнетизм // *УФН* 1986. 148(4). С. 561.
50. Makarov D.G., Tychko O.V., Kovalenko V. F. Photoinduced changes of magnetic anisotropy in substituted iron garnet // *Journal of Alloys and Compounds*. 2004. Vol.369. P. 222.
51. Гуменюк-Сычевская Ж. В., Коваленко В. Ф., Ляхимец С. Н. Зонная модель фотоиндуцированных магнитных эффектов в  $Y_3Fe_5O_{12}: Si$ . // *ФТТ* 1986. Т.28 №3. С.675.
52. Дорошенко Р.А., Серегин С.В. Фотоиндуцированное изменение динамического магнитоупругого взаимодействия в иттриевом феррите-гранате // *ФТТ* 1997. Вып.6. С. 1081.
53. Воробьева Н. В., Митюхляев В.Б, Особенности фотоиндуцированного магнетизма в некоторых монокристаллах иттрий-железистого граната // *Физика и техника полупроводников*. 2016. Том. 50. Вып.4. С.457.
54. Hansteen F., Kimel A., Kirilyuk A., Rasing T. Nonthermal ultrafast optical control of the magnetization in garnet films // *Phys. Rev.* 2006. В 73. P. 014421.

55. Atoneche F., Kalashnikova A. M., Kimel A. V., Stupakiewicz A., Maziewski, A. Kirilyuk A., Rasing Th. Large ultrafast photoinduced magnetic anisotropy in a cobalt-substituted yttrium iron garnet // *Phys. Rev.* 2010. В 81. 214440.
56. Калашникова А.М., Киммель А.В., Писарев Р.В. Сверхбыстрый оптомагнетизм. // *УФН* 2015. Том. 185. №10. С. 1064.
57. Geller S., Gilleo M. Structure and ferrimagnetism of yttrium and rare-earth-iron garnets. // *Acta. Cryst.* 1957. 10. № 3. P.239.
58. Geller S., Gilleo M. The crystal structure and ferrimagnetism of yttrium-iron garnet,  $Y_3Fe_2(FeO_4)_3$ . // *Phys. Chem. Solids.* 1957. Vol.3. P.30-36.
59. Geller S., Gilleo M. Magnetic and Crystallographic Properties of Substituted Yttrium-Iron Garnet,  $3Y_2O_3 \cdot xM_2O_3 \cdot (5-x)Fe_2O_3$  // *Phys. Rev.* 1958. 110. 73.
60. Geller S., Gilleo M. A. The crystal structure and ferrimagnetism of yttrium-iron garnet,  $Y_3Fe_2(FeO_4)_3$ . // *J. Phys. Chem. Sol.* 1957. Vol. 3. № 1/2, P. 30-36  
Русск. пер. в кн.: Ферриты в нелинейных сверхвысокочастотных устройствах. Пер. с англ. под ред. А. Г. Гуревича. М. ИЛ, 1961, с. 373 – 389.
61. Euler F., Bruce J. A. Oxygen coordinates of compounds with garnet structure. // *Acta crystallogr.* 1965. Vol.19. № 6. P. 971 – 978.
62. Weidenborner J. E. Least squares refinement of the structure of gadolinium iron garnet,  $Gd_3Fe_2Fe_3O_{12}$ . // *Acta crystallogr.* 1961. Vol.14. № 10. P. 1051 – 1056.
63. Ю.М. Яковлев, С.Ш. Генделев: Под ред. Г.А. Матвеева. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Радио и связь, 1975.-360 С.
64. А.М.Балбашов, Ф.В.Лисовский, В.К.Раев и др: Под ред. Н.Н.Евтихиева, Б.Н.Наумова. Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах: Справочник. М.: Радио и связь, 1987.-488 С.
65. Lories J., Vichr M., Makram H. Crystal growth and crystallographic study of neodymium and praseodymium-iron-scandium garnets  $Ln_3Fe_{5-x}Sc_xO_{12}$  // *Journ. Cryst. Growth.* 1971. 8(1). P. 69-72.
66. 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.

67. С. Крупи́чка. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Том.1. Москва. Мир, 1975, 353 С.
68. Гуденаф Д. Магнетизм и химическая связь [пер. с англ.]. М.:ИЛ, 1968. – 325 с.
69. Kanamory J. Superexchange interaction and symmetry properties of electron orbitals. // J. Phys. Chem. Solids. 1959. Vol. 10. P. 87–98.
70. С.В. Вонсовский. Магнетизм, М.: Наука, 1971, 1031 С.
71. А.Г.Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М.: Наука, 1973, 591 С.
72. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, М.: ФИЗМАТЛИТ, Т.8, 2005, 651 С.
73. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода. — М.:ФИЗМАТЛИТ,2018.—568 С.
74. А. Эшенфельдер. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов, М.: Мир,1987, 420 С.
75. Heilner E. J., Grodkiewicz W. H. Compositional dependence of cubic and uniaxial anisotropies in some mixed rare-earth garnets // Journal of Applied Physics. 1973. V.44. P. 4218–4219.
76. Gyorgy E.M., Sturge M.D., Van Uitert L.D., Heilner E.J., Grodkiewicz W.H. Growth-induced anisotropy of some mixed rare-earth iron garnets // Journal of Applied Physics. - 1973. - V.44. - P. 438–443 // Journ. Appl. Phys. 1973. Vol. 44, P. 438.
77. Eschenfelder A. H. The magnetic anisotropy of 111 oriented garnet bubble films // Journal of Applied Physics. – 1978. Vol. 49. - P. 1891–1893.
78. Makino. H., Hidaka Y. Determination of magnetic anisotropic constants for bubble garnet epitaxial films using field orientation dependence in ferromagnetic resonance. // Mat. Res. Bull. 1981. V.16. P. 957–966.
79. Jalali-Roudsar A.A., Denysenkov V.P., Khartsev S.I. Determination of magnetic anisotropy constants for magnetic garnet epitaxial films using ferromagnetic resonance. // J. Magn. Mater. 2005. Vol. 288. P. 15.



80. Cronemeyer D. C. Perpendicular Anisotropy in Gd<sub>1-x</sub>Cox Amorphous Films Prepared by RF Sputtering // AIP Conference Proceedings. 1974. V.18. P. 85–89.
81. Marysko M. Ferromagnetic resonance relations in (111)-oriented garnet films. // Czech. J.Phys. 1980. B.30, N 11. P.1269-1278.
82. Elliott M.T. Temperature dependence of the growth-induced anisotropy of Ge-substituted garnet films by resonance techniques // Materials Research Bulletin. 1974. Vol.9. P. 1143-1149.
83. Le Craw R.C., Pierce R.D. Temperature dependence of growth-induced magnetic anisotropy in epitaxial garnet films by resonance techniques // AIP Conference Proceedings. 1972. Vol. 5. P. 200–204.
84. Smit J., Beljers H.G. Ferromagnetic resonance absorption in BaFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub>, a highly anisotropic crystal // Philips research reports. 1955. Vol.10. P.113 – 130.
85. Suhl H. Proposal for a Ferromagnetic Amplifier in the Microwave Range // Phys. Rev. 1957. Vol. 106. P. 384.
86. Скроцкий Г.В. Курбатов Л.В. Феноменологическая теория ферромагнитного резонанса. В сб.: Ферромагнитный резонанс / Под ред. С.В. Вонсовского. Физ.-мат. лит., М. (1961).
87. Швачко Ю. Н., Стариченко Д. В., Шматов Г. А., Гобов Ю, В. Ширина линии ферромагнитного резонанса в анизотропном магнетике при разориентации резонансного и сканирующего магнитных полей. // ФТТ. 2002. Том 44. вып. 11. С. 2029 – 2034.
88. Демидов Е.С., Ежевский А.А., Карзанов В.В. Магнитные резонансы в твёрдых телах. Учебное пособие, второе издание, переработанное и дополненное, Нижний Новгород, 2019, 158 с.
89. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994 – 464 С.
90. Китель Ч. Введение в физику твёрдого тела. М.: Наука, 1978.
91. Кобелев А. В., Швачко Ю. Н., Устинов В. В. Угловая зависимость ширины линии ФМР и анизотропия времени релаксации в феррит-гранатах. // Физика металлов и металловедение. 2016, Том. 117. No1. С. 1-7.

92. Исхаков Р.С., Чеканова Л.А., Денисов Е.А. Ширина линии ферромагнитного резонанса в высокодисперсных порошках сплавов Co–P, полученных в кристаллическом и аморфном состояниях. // Физика твердого тела, 1999. Том 41. вып. 3. С. 464 – 467.
93. Camley R.E., Celinski Z., Fal T., Glushchenko A.V., Hutchison A.J., Khivintsev Y., Kuanr Vijoy, Harward I.R., Veerakumar V., Zagorodnii V.V. High-frequency signal processing using magnetic layered structures. // J. Magn. Magn. Mater. 2008 doi:10.1016.
94. Фетисов Ю.К., Сигов А.С., Спинтроника: физические основы и устройства. // РЭНСИТ, 2018, Том.10. № 3. С. 343-356.
95. Куприянова Г. С., Орлова А. Н. , Зюбин А. Ю., Асташёнок А. В. Ферромагнитный резонанс как метод диагностики качества многослойных структур и их функциональных свойств. // Вестник СПбГУ. 2016. Сер. 4. Том. 3 (61). Вып. 3. С. 256 – 266.
96. Овсянников Г.А., Демидов В.В., Шайхулов Т.А., Климов А.А., Tiercelin N., Pernod P., Никитов С. А. Магнитные взаимодействия на границе оксидный ферромагнетик/ферромагнитный интерметаллид. // ФТТ. 2019. Том 61. вып. 9. С. 1700 – 1705.
97. Джунь И.О., Бабайцев Г.В., Козин М.Г., Ромашкина И.Л., Шанова Е.И., Чеченин Н.Г. Влияние внешних факторов на ширину линии ферромагнитного резонанса в структурах с обменным смещением. // Физика твердого тела. 2021. Том 63. вып. 6.
98. Изотов А.В., Беляев Б.А., Соловьев П.Н., Боев Н.М. Особенности двухмагнетонных процессов релаксации в нанокристаллических тонких магнитных пленках. // Известия высших учебных заведений. физика. 2018. Том. 61. №12. С. 153 – 159.
99. Okuda T., Katayama T., Satoh K., [et al.]. New magneto-optical garnet Bi<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> // Fifth Symposium on Magnetism and Magnetic Materials “Recent Advances in Magnetism and Magnetic Materials”: Proceedings. – P. 61-76.

100. Okuda T., Koshizuka N., Hayashi K., [et al.]. Synthesis of new magneto-optical material, bismuth iron garnet // IEEE Translation J. Magnetism in Japan. 1988. Vol. 3. No 6. P. 483.
101. Okuda T., Koshizuka N., Hayashi K., [et al.]. Faraday rotation in highly Bi-substituted yttrium iron garnet films prepared by ion beam sputtering // IEEE Trans. Magn. 1987. Vol. 23, No 5. P. 3491.
102. Berzhansky V.N., Karavainikov A.V., Milyukova E.T., Mikhailova T.V., Prokopov A.R., Shaposhnikov A. N. Synthesis and properties of substituted ferrite-garnets films for one-dimensional magnetophotonic crystals // Functional materials. 2010. Vol. 17, No 1. P. 120.
103. Adachi N., Denysenkov V. P., Khartsev S. I., Grishin A. M., Okuda T. Epitaxial Bi<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (001) films grown by pulsed laser deposition and reactive ion beam sputtering techniques // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 88, No 5. P. 2734.
104. Shaposhnikov A.N., Prokopov A.R., Karavainikov A.V., Berzhansky V.N., Mikhailova T., Kotov V.A., Balabanov D.E., Sharay I.V., Salyuk O.Y., Vasiliev M., Golub V.O. Modification of Bi:YIG film properties by substrate surface ion pre-treatment // Mater. Res. Bull. 2014. Vol. 55 P. 19–25.
105. A. Paoletti (Ed.). Physics of Magnetic Garnets, North-Holland, New York, 1978.
106. Hansen P., Witter K., Tolksdorf W. Magnetic and magneto-optical properties of bismuth-substituted gadolinium iron garnet films // Phys. Rev. B 27 (1983) 4375–4388.
107. С. Тикадзуми. Физика магнетизма. М, Мир, 1987. С.304.
108. Berzhansky V.N., Shaposhnikov A N., Prokopov A.R., Karavainikov A.V., Mikhailova T.V., Baryakhtar V.G., Sharay I.V., Golub V.O., Salyuk O.Y. Morphology of Bi: YIG Films Crystallized at Different Heating Rates // International Conference “Functional materials-2013” (ICFM'2013), Ukraine, Crimea, Yalta, Haspra, 29 September – 5 October 2013: Abstracts. – P. 215.

109. Fratello V.J., Wolfe R. Epitaxial garnet films for nonreciprocal magneto-optic devices, in: H. Francombe (Ed.), Handbook of Thin Film Devices. // 2000. Vol. 4. Academic Press.
110. E. Popova, N. Keller, F. Gendron, L. Thomas, M.-C. Brianso, M. Guyot, M. Tessier, S.S.P. Parkin, Perpendicular magnetic anisotropy in ultrathin yttrium iron garnet films prepared by pulsed laser deposition technique J. Vac. Sci. Technol. A 19 (2001) 2567–2570.
111. Fratello V.J., Licht S.J., Brandle C.D., O'Bryan H.M., Baiocchi F.A. Effect of bismuth doping on thermal expansion and misfit dislocations in epitaxial iron garnets J. Cryst. Growth // 1994 Vol. 142, No 1-2. P. 93.
112. А.М.Зюзин, В.В.Радайкин Влияние дисперсии полей орторомбической анизотропии на ширину линии ферромагнитного резонанса в пленках феррит-гранатов. ЖТФ 1997 Т67 8.
113. Василевская Т.М., Семенцев Д.И. ФМР в металлических пленках с угловой дисперсией магнитной анизотропии. // ФТТ. 2010. вып.6. С. 1136.
114. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Казаков Г.Т., Сысоев В.Г., Тихонов В.В., Филимонов Ю.А., Нам Б.П., Хе А.С. Наблюдение быстрых магнитоупругих волн в тонких пластинах и эпитаксиальных пленках железо-йиттриевого граната // Письма в ЖЭТФ. 1981. Том 34. Вып. 9. С. 500-504.
115. Preobrazhensky V.L., Aleshin V.V., Pernod P. Resonance of Feshbach-type and explosive instability of magnetoelastic waves in solids // Wave Motion. 2018. Vol. 81, P. 15.
116. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., Наука, 1973.
117. Штраус В. Магнитоупругие свойства иттриевого феррита-граната // Физическая акустика / Под. ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1970. Т.4. Ч.Б. С. 247-316.
118. Бычков И.В., Кузьмин Д.А., Бучельников В.Д., Шавров В.Г. Влияние взаимодействия подсистем на динамические свойства магнетиков. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2016. 176 с. — ISBN 978-5-9221-1732-6.

119. Röschmann P., Hansen P. Molecular field coefficients and cation distribution of substituted yttrium iron garnets // *J. Appl. Phys.* 1981. Vol. 52. P 6257.
120. Дж. Най. Физические свойства кристаллов. Москва, МИР, 1967.
121. Звездин А.К., Киммель А.В., Плохов Д.И., Звездин К.А. Сверхбыстрая спиновая динамика в легкоплоскостном слабом ферромагнетике борате железа // *ЖЕТФ*. 2020. Том. 158. № 1. С. 128.
122. Yoshimine I., Satoh T., Iida R., Stupakiewicz A., Maziewski A., Shimura T. Phase-controllable spin wave generation in iron garnet by linearly polarized light pulses // *J. Appl. Phys.* 2014. Vol. 116. №4. P. 043907. (8pp).
123. Alben R., Gyorgy E.M., Dillon J. F., Remeika J.P. Polarization-Dependent Photoinduced Effects in Silicon-Doped Yttrium Iron Garnet // *Phys. Rev.* 1972. B 5. P. 2560.

## СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

### Статьи в рецензируемых журналах:

- A1. Бержанский В.Н., Прокопов А.Р., Семук Е.Ю. Особенности процесса намагничивания ЭПФГ с анизотропией “угловая фаза” // Уч. записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского. Сер. «Физика». 2007. Том. 20 (59), № 1. С. 136-146.
- A2. Семук Е.Ю., Бержанский В.Н., Прокопов А.Р., Голуб В.О. Ферромагнитный резонанс в феррит-гранатовых пленках с анизотропией «угловая фаза» // Ученые записки Таврического национального университета им. В.И. Вернадского. Сер. Физика. – Симферополь, 2008. Том. 21 (60), № 1. С. 166-171.
- A3. Berzhansky V.N., Shaposhnikov A.N., Prokopov A.R., Karavainikov A.V., Mikhailova T.V., Semuk E.Y., Sharipova M.I., Dolgova T.V., Fedyanin A.A., Kotov V.A., Golub V. O. One-dimensional magnetophotonic crystals based on double-layer Bi-substituted iron garnet films // Materialwissenschaft und Werkstofftechnik. 2011. Vol. 42, N1. P. 19–23.
- A4. Semuk E.Yu., Berzhansky V.N., Prokopov A.R., Shaposhnikov A.N., Karavainikov A.V., Salyuk O.Yu., Golub V.O. Magnetic properties of epitaxial bismuth ferrite-garnet mono- and bilayers // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2015. Vol. 394. P. 92-95.
- A5. Berzhansky V.N., Karavainikov A.V., Mikhailova T.V., Prokopov A.R., Shaposhnikov A.N., Shumilov A.G., Lugovskoy N.V., Semuk E.Yu., Kharchenko M.F., Lukienko I.M., Kharchenko Yu.M., Belotelov V.I. Nano- and micro-scale Bi-substituted iron garnet films for photonics and magneto-optic eddy current defectoscopy // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2017. Vol. 440. P. 175-178.

A6. Lugovskoy N., Berzhansky V., Semuk E., Shaposhnikov A. Susceptibility and FMR in ferrite garnet epitaxial films for eddy current magneto-optical defectoscopy // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. Vol. 1389\_012102.

A7. Lugovskoy N.V., Berzhansky V.N., Semuk E.Yu., Lyashko S.D., Shaposhnikov A.N., Evtukhova E.A. and Mikhailova T.V. Magneto-optical properties of easy-plane and easy-axis garnet ferrite films for eddy current testing // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. Vol. 1410\_012190.

A8. Shaposhnikov A.N., Lyashko S.D., Nedviga A.S., Karavainikov A.V., Semuk E.Yu., Vysokikh Yu.E., Mikhailova T.V. Scanning probe microscopy investigation of iron garnet films for magnetoplasmonics // *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering*. 2019. Vol. 699\_012043.

A9. Полулях С.Н., Бержанский В.Н., Семук Е.Ю., Белотелов В.И., Ветошко П.М., Попов В.В., Шапошников А.Н., Шумилов А.Г., Чернов А.И. Ферромагнитный резонанс и упругие колебания в эпитаксиальных пленках феррит-граната иттрия // *ЖЭТФ*. 2021. Том. 159. вып. 2. С. 307–314.

A10. Полулях С.Н., Бержанский В.Н., Семук Е.Ю., Белотелов В.И., Ветошко П.М., Попов В.В., Шапошников А.Н., Чернов А.И. Модуляция магнитоупругой связи при ферромагнитном резонансе в пленках феррит-гранатов // *ЖТФ*. –021. Том. 91. вып. 7. С. 1124–1131.

A11. Полулях С.Н., Семук Е.Ю., Звездин А.К., Бержанский В.Н., Белотелов В.И. Индуцированная светом модификация спектров ФМР пленки висмут-замещенного феррита-граната иттрия // *Письма в ЖЭТФ*. 2022. Том.115. вып.4. С.224-229.

**Статьи в сборниках трудов научных конференций и тезисы докладов:**

A12. Berzhansky V.N., Prokopov A.R., Semuk Ye.Yu. Susceptibility domain structure and FMR in garnet ferrite films with “angle phase” anisotropy // *Intern. Conf. “Functional Materials” (ICFM-2007), Ukraine, Crimea, Partenit, Oct. 1-6, 2007: Abstr. – [Simferopol], 2007. – P. 95.*

- A13. Бержанский В.Н., Прокопов А.Р., Семук Е.Ю., Маковецкий Г.И., Янушкевич К.И. Промежуточные монодоменные состояния в пленках ферритов-гранатов с анизотропией «угловая фаза» // Актуальные проблемы физики твердого тела: сб. докл. Междунар. науч. конф., 23-26 окт. 2007 г., Минск. В 3 т. Т. 1. – Минск: Изд. центр БГУ, 2007. – С.54-55.
- A14. Semuk Ye.Yu., Prokopov A.R., Berzhansky V.N. Magnetic viscosity in epitaxial garnet ferrite films with anisotropy the “angular phase” // Intern. Conf. “Functional Materials” (ICFM-2009), Partenit, Ukraine, Oct. 5-10, 2009: abstr. – Simferopol, 2009. – P. 106.
- A15. Semuk Ye. Yu., Berzhansky V. N., Golub V. O., Shaposhnikov A. N., Prokopov A. R., Karavainikov A. V. BiIG films for magnetophotonic crystals: FMR study // Intern. Conf. “Functional Materials” (ICFM-2011), Partenit, Ukraine, Oct. 3-8, 2011: abstracts. – Simferopol: DIP, 2011. – P. 304.
- A16. Semuk Ye.Yu., Berzhansky V.N., Golub V.O., Shaposhnikov A.N., Prokopov A.R., Sharay I.V., Karavainikov A.V. Magnetic anisotropy of iron garnets nanofilms // Functional Materials (ICFM-2013): abstracts of intern. conf., Yalta, Ukraine, Sept. 29 – Oct. 5, 2013 / edited by V.N. Berzhansky. – Simferopol: DIP, 2013. – P. 84.
- A17. Луговской Н.В., Бержанский В.Н., Прокопов А.Р., Семук Е.Ю., Шапошников А.Н. Особенности магнитооптической визуализации в вихретоковой интроскопии // XVI Intern. Conf. «Electromechanics, Electrotechnology, Electromaterials And Components» (IEEE-2016), Crimea, Alushta, 19-24 Sept. 2016: abstracts. – P. 50-52.
- A18. Lugovskoy N.V., Berzhansky V.N., Semuk E.Yu., Lyashko S.D., Shaposhnikov A.N. Magneto-optical properties of easy-plane epitaxial films of ferrites-garnets for eddy current non-destructive testing // 6th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures "Saint-Petersburg OPEN 2019", Apr. 22-25, 2019: book of abstr. – St Petersburg, 2019. – P. 473-474.



A19. Shaposhnikov A.N. , Lyashko S.D., Nedviga A.S., Karavainikov A.V., Semuk E.Yu. Vysokikh Yu.E., Mikhailova T.V. Scanning probe microscopy investigation of iron garnet films for magnetoplasmonics // Scanning Probe Microscopy. Russia-China Workshop on Dielectric and Ferroelectric Materials (SPM-2019-RCWDFM): abstract book of Joint International Conference, Ekaterinburg, Aug. 25-28, 2019. – Ekaterinburg, 2019. – P. 201.

A20. Lugovskoy N.V., Berzhansky V.N., Semuk E.Yu., Lyashko S.D., Shaposhnikov A.N. Susceptibility and FMR in epitaxial garnet ferrite films for eddy current magneto-optical defectoscopy // VII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (EASTMAG–2019), Ekaterinburg, Russia, Sept. 8-13, 2019: book of abstracts. Vol. 1. – P. 439-440.

A21. Луговской Н.В., Семук Е.Ю., Тимченко М.Ю., Евтухова Е.А. О переходных слоях в эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов // Двадцать пятая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ-25): материалы конференции, тезисы докладов. – 2019. – С. 90-91.

A22. Михайлова Т.В., Дзедолик И.В., Шелаев А.В., Шапошников А.Н., Ляшко С.Д., Перескоков В.С., Гусев С.А., Скороходов Е.В., Недвига А.С., Семук Е.Ю., Бержанский В.Н., Каравайников А.В. Исследование тонких плёнок, наноразмерных элементов и структур плазмоники // Нанофизика и наноэлектроника : тр. XXIV Междунар. симп., Нижний Новгород, 10-13 марта 2020 г. : в 2 т. – Н. Новгород, 2020. – Т. 1. – С. 378-379.

A23. Полулях С.Н., Семук Е.Ю., Попов В.В., Шапошников А.Н., Бержанский В.Н. Доменная структура и низкополевой ФМР в эпитаксиальных пленках феррит-граната висмута с анизотропией "легкая плоскость" // Труды XVIII Международной конференции "Электротехника, электротехнологии, электротехнические материалы и компоненты" (МКЭЭЭ-2020), 21-25 сентября 2020 г. - М., 2020. - С. 11-15. Грант РФФИ № 18-29-02120.

A24. Шапошников А.Н., Федоренко А.А., Михайлова Т.В., Османов С.В., Каравайников А.В., Ляшко С.Д., Милюкова Е.Т., Недвига А.С., Семук Е.Ю.,

Бержанский В.Н. Динамика кристаллизации пленок ферритов-гранатов различной толщины при термическом отжиге // Нанозифика и нанозлектроника : тр. XXV Междунар. симп., Нижний Новгород, 9-12 марта 2021 г. : в 2 т. – Н. Новгород, 2021. – Т. 1. – С. 346–347.

A25. Mikhailova T.V., Osmanov S.V., Skorokhodov E.V., Gusev S.A., Lyashko S.D., Karavainikov A.V., Kudryashov A.L., Nedviga A.S., Milyukova E.T., Semuk E.Yu., Boyko V.O., Linnik V.V., Berzhansky V.N., Shaposhnikov A.N. Iron-garnet films on various substrates for magnetoplasmonic structures // International Conference “Functional Materials” (ICFM-2021), Russia, Crimea, Alushta, Oct. 4-8, 2021: book of abstracts. – Simferopol, 2021. – P. 145.

A26. Kozhaev M.A., Krichevsky D.M., Sylgacheva D.A., Ozerov V.A., Belkova A.V., Evstigneeva S.A., Pakhomov A.S., Chernov A.I., Polulyakh S.N., Semuk E.Yu., Berzhansky V.N., Belotelov V.I. Spin wave resonances excited by inverse Faraday effect in magnetophotonic microcavity // International Conference “Functional Materials” (ICFM-2021), Russia, Crimea, Alushta, Oct. 4-8, 2021: book of abstracts. – Simferopol, 2021. – P. 152–153.

A27. Syrov A.A., Tomilin S.V., Semuk E.Yu., Berzhansky V.N. Modification of iron-garnet films properties by the method of ionic etching // International Conference “Functional Materials” (ICFM-2021), Russia, Crimea, Alushta, Oct. 4-8, 2021: book of abstracts. – Simferopol, 2021. – P. 209.

A28. Полулях С.Н., Семук Е.Ю., Бержанский В.Н., Белотелов В.И. ФМР возбуждение упругих колебаний в эпитаксиальных пленках феррит-гранатов // XXIV Международная научная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ-2021), Москва, 1-8 июля 2021 г. : сб. трудов. – М., 2021. – С. 6-33–6-35.

A29. Polulyakh S., Semuk E., Berzhansky V., Belotelov V. Optically driven ferromagnetic resonance in easy-plane iron ferrite garnet films // IV International Baltic Conference on Magnetism 2021, Svetlogorsk, Russia, Aug. 29 – Sept. 2, 2021 : book of abstracts. – Svetlogorsk, 2021. – P. 185.

**Патенты:**

А30. Патентное изобретение. Заявка на изобретение N 2021123306 РФ. Способ управления магнитоупругой связью с помощью когерентного оптического лазерного переключателя в эпитаксиальных пленках феррит-граната / Полулях С.Н., Семук Е.Ю., Томилин С.В.; заявитель ФГАОУ ВО Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского. – N 2021123306; заявл. 02.08.2021.

## БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение благодарю своего научного руководителя заведующего кафедры экспериментальной физики Крымского федерального университета им. В.И. Вернадского, док. физ.-мат. наук Полуляха Сергея Николаевича за обсуждения полученных результатов и моральную поддержку. Выражаю глубокую благодарность при подготовке к защите. док. физ.-мат. наук, профессору Владимиру Наумовичу Бержанскому.

Хочу выразить отдельную благодарность сотрудникам кафедры экспериментальной физики и научно-исследовательского центра функциональных материалов и нанотехнологий физико-технического института Крымского федерального университета им. В.И. Вернадского за помощь и поддержку в процессе работы над диссертацией.

Особую благодарность выражаю своей супруге Анне и моей маме.