## ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧЕРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «БАШКИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕСИТЕТ»

На правах рукописи land

#### Максутова Филюза Абдрахимовна

## МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ОКРЕСТНОСТИ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ПЛЕНКАХ ТИПА ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Специальность 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

доктор физико-математических наук,

доцент

Гареева Зухра Владимировна

### СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР	13
1.1. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики	13
1.2. Классификация магнитоэлектрических эффектов	15
1.3. Кристаллографическая структура и магнитоэлектрические свойства	
ферритов - гранатов	16
ГЛАВА 2. МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУХСЛОЙНОЙ	
ОБМЕННО – СВЯЗАННОЙ ПЛЕНКИ С ФЕРРОМАГНИТНЫМ	
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ СПИНОВ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА СРЕД	19
2.1. Введение	19
2.2. Постановка задачи. Обменно-связанная ферромагнитная пленка с	
различной магнитной анизотропией в слоях	20
2.3. Электрическая поляризация и магнитные состояния в двухслойной	
обменно - связанной пленке	22
2.4. Поведение электрической поляризации при разных параметрах системь	Ы
	28
Заключение к главе 2	31
ГЛАВА 3. ВЛИЯНИЕ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО УПОРЯДОЧИВАНИЯ	ł
СПИНОВ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА СРЕД НА МАГНИТНЫЕ И	
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУХСЛОЙНОЙ ОБМЕННО –	
СВЯЗАННОЙ ПЛЕНКИ	33
3.1. Введение	33
3.2. Постановка задачи с антиферромагнитным межслойным обменным	
взаимодействием	34

3.3. Особенности магнитных состояний пленки при учете кубической
магнитной анизотропии
Заключение к главе 3 42
ГЛАВА 4. ПОЛЯРНЫЙ МЕХАНИЗМ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО
ЭФФЕКТА В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРИТАХ – ГРАНАТАХ
4.1. Редкоземельные ионы в ферритах гранатах, координаты и оси симметрии
додекаэдрических позиций 43
4.2. Магнитные и электрические дипольные моменты редкоземельных ионов.
Антисегнетоэлектрическая структура в ферритах – гранатах 44
4.3. Расчет электрической поляризации 180° доменных границ в пленках
редкоземельных ферритов гранатов в рамках полярного механизма 46
4.4. Магнитоэлектричество редкоземельных ионов и ионов железа Fe <sup>3+</sup> 53
Заключение к главе 4
ГЛАВА 5. МИКРОМАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ
НЕОДНОРОДНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ В ПЛЕНКАХ
ОДНООСНОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА ТИПА ФЕРРИТОВ - ГРАНАТОВ 60
5.1. Введение
5.2. Основные уравнения. Виды магнитных неоднородностей: 180°, 0° ДГ 61
5.3. Магнитная структура и электрическая поляризация180°ДГ под действием
неоднородного электрического поля 64
5.4. 0° -градусные доменные границы 71
Заключение к главе 5
ЗАКЛЮЧЕНИЕ 80
Благодарности
Список сокращений и условных обозначений

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	85
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА	97

#### введение

Магнитоэлектрические Актуальность работы. материалы И мультиферроики с магнитными и электрическими неоднородностями привлекают активный интерес исследователей, что связано с широкими технологических перспективами ИХ приложений В спинтронике, информационных энергосберегающих И технологиях, а также С возможностью обнаружения новых фундаментальных физических эффектов [1-5].

Важным изучения свойств аспектом магнитоэлектрических материалов мультиферроидных является анализ механизмов магнитоэлектрических эффектов, осуществляется 3a счет которых перестройка магнитоэлектрических структур под действием магнитного и электрического полей.

Мультиферроики - материалы, кристаллическая структура которых допускает сосуществование электрического и магнитного упорядочения. В таких средах возможна реализация различных видов магнитоэлектрических эффектов: линейного, квадратичного, нелинейных эффектов более высокого порядка по электрическому и магнитному полю, а также неоднородных магнитоэлектрических эффектов (МЭЭ), связанных с пространственной неоднородностью намагниченности и электрической поляризации [6-7].

К мультиферроидным материалам относятся ферриты-гранаты, в которых в эксперименте [9] уже в 60-х годах прошлого столетия впервые показано проявление магнитоэлектрического эффекта. Дальнейшие исследования в этой области, показали, что в иттриевом феррите-гранате при очень низких температурах наблюдается квадратичный магнитоэлектрический эффект [10]. В последующие годы появилось

сообщение об обнаружение линейного магнитоэлектрического эффекта аномально большой величины в эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов [11]. Так был обнаружен же В этих пленках неоднородный магнитоэлектрический эффект. Контролируемое электрическим полем смещение магнитных доменных границ наблюдалось в [12]. Результаты экспериментальных и теоретических исследований [9-15] показывают, что пленки ферритов-гранатов обладают магнитоэлектрическими свойствами, и изучение возможностей проявления магнитоэлектрических эффектов в этих материалах является актуальной задачей. Актуальность исследований обеспечивается возможностью использования магнитоэлектрических свойств пленок ферритов - гранатов для разработки энергосберегающих устройств записи и считывания информации на основе новых функциональных материалов со свойствами мультиферроиков. Несмотря на обширный экспериментальный и теоретический материал [9-17] ряд вопросов, связанных с проявлением магнитоэлектрических свойств ферритов гранатов, центросимметричных кристаллов с пространственной группой симметрии  $O_h^{10}$  и пониманием механизмов МЭЭ требуют дополнительного исследования.

#### Цель работы и задачи.

Целью настоящей работы является изучение проявления различных механизмов неоднородных магнитоэлектрических эффектов в ферромагнитных пленках с параметрами ферритов - гранатов, а также расчет электрической поляризации в области магнитных неоднородностях вида 180°, 90° и 0° доменных границ.

Для достижения указанной цели были поставлены и решены следующие задачи:

1. Исследование магнитоэлектрических свойств двухслойных систем с магнитной неоднородностью, реализующейся в области границы раздела слоев из-за различия магнитной анизотропии слоев.

2. Выяснение влияния кубической анизотропии на магнитные и электрические свойства двухслойной обменно – связанной пленки при ферромагнитном и антиферромагнитном упорядочении спинов в окрестности границы раздела.

3. Расчет возможных микромагнитных конфигураций и сопутствующей электрической поляризации в двухслойной ферромагнитной пленке с магнитной анизотропией слоев типа «легкая ось», «легкая плоскость»

4. Исследование механизмов магнитоэлектрических взаимодействий редкоземельных (РЗ) ферритов - гранатов и расчет электрической поляризации, связанных с электро-дипольными моментами РЗ ионов.

5. Анализ изменения топологии 180° доменной границы и её электрической поляризации в зависимости от неоднородного электрического поля в пленках редкоземельных ферритов - гранатов.

6. Изучение возможных микромагнитных структур, возникающих в неоднородном электрическом поле, и их свойств в магнитоодноосных пленках с флексомагнитоэлектрическим эффектом.

Научная новизна диссертационной работы состоит в следующем:

1) Впервые исследована электрическая поляризация двухслойной обменно-связанной ферромагнитной структуре с ферро- и антиферромагнитным взаимодействием спинов на границе раздела сред с учетом кубической анизотропии пленок.

2) Обнаружено, что учет кубической магнитной анизотропии выделяет направление электрической поляризации. Показано, что переключение электрической поляризации пленок может осуществляться за счет магнитного поля. приложенного В направлении оси трудного намагничивания.

3) Впервые рассчитаны магнитные конфигурации блоховского, неелевского и смешанного типов в двухслойной ферромагнитной структуре с антиферромагнитным упорядочением спинов на границе раздела,

исследована электрическая поляризация, возникающая в окрестности магнитных неоднородностей данных типов

 Развита теоретическая модель, показывающая, что электрическая поляризация реализуется в пленках ферритов-гранатов в окрестности 180° блоховских доменных границ.

5) Впервые исследованы электрические свойства возможных микромагнитных структур, возникающих в ферромагнитных пленках с одноосной магнитной анизотропией при локальном воздействии электрического поля на определенные участки её поверхности

6) Впервые выявлен вклад парциальных частей неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия, обусловленных наличием в них *divm* и *rotm*, на электрические свойства микромагнитных структур, возникающих под действием локального электрического поля в одноосных ферромагнитных пленках.

7) Впервые показано, что в неоднородном электрическом поле в одноосных ферромагнитных пленках возможно возникновение двух видов 0° ДГ: с квазиблоховской структурой и неелевского типа.

#### Теоретическая и практическая значимость работы

Результаты проведенных исследований представляют интерес для физики конденсированного состояния, теории магнетизма и магнитоэлектрических явлений. Микромагнитные объекты, обладающие магнитоэлектрическими свойствами, широко применяются в мобильной электронике, беспроводных датчиках, в спинтронике.

#### Научные положения и результаты, выносимые на защиту:

1. Результаты исследования неоднородного магнитоэлектрического эффекта в двухслойных обменно – связанных ферромагнитных пленках с различной магнитной анизотропией слоев. Индуцированный магнитным полем *H* поворот вектора электрической поляризации *P* в двухслойной ферромагнитной пленке.

 Особенности реализации магнитоэлектрического эффекта в двухслойных ферромагнитных пленках при различном характере межслойного обменного взаимодействия в области интерфейса.

3. Выделение определенного направления электрической поляризации в двухслоных обменно – связанных ферромагнитных пленках за счет кубической магнитной анизотропии.

4. электрической Результаты расчета поляризации, индуцируемой неоднородным магнитным полем, обусловленным взаимодействием РЗ и Fe подсистем в пленках редкоземельных ферритов - гранатов в окрестности 180 блоховских ломенных границ В рамках концепции полярного магнитоэлектрического эффекта.

5. Особенности проявления флексомагнитоэлектрического эффекта в магнитоодноосных пленках с параметрами ферритов - гранатов при локальном воздействии электрического поля на определенные участки её поверхности. Результаты расчета трансформации структуры 180° доменной границы (ДГ) и возникающей в ее окрестности электрической поляризации под действием неоднородного электрического поля.

0 6. Выявление возможности зарождения доменных границ С неблоховской структурой под действием электрического поля. Определение парциальных частей неоднородного вклада магнитоэлектрического взаимодействия, обусловленных *div***m** наличием в НИХ И rotm. В рассматриваемые явления.

#### Апробация результатов

Основные результаты, изложенные в данной работе, были представлены на следующих конференциях:

1. II Всероссийская научная молодежная конференция «Актуальные проблемы нано- и микроэлектроники», Уфа, 2014г.

2. Вторая межрегиональная школа-конференция «Теоретические и экспериментальные исследования в конденсированных средах», Уфа, 2015г.

3. XXII Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов», Москва, 2015 г.

4. VIII Международная школа-конференция для студентов, аспирантов и молодых ученых «Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании», Уфа, 2015г.

5. III Всероссийская научная молодежная конференция «Актуальные проблемы нано- и микроэлектроники», Уфа, 2015 г.

6. Всероссийская научно-практическая конференция для студентов, аспирантов и молодых ученых, посвященная 100-летию со дня рождения первого ректора БашГУ Ш.Х. Чанбарисова, г. Уфа, 2016 г.

7. Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2017). 1 - 5 July 2017, Moscow.

 Международного семинара «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах». 5-9 сентября 2017 г., Институт физики имени Х.И. Амирханова ДНЦ РАН, г. Махачкала.

 V Всероссийской научной молодежной конференции с международным участием «Актуальные проблемы микро- и наноэлектроники».

10. Новое в магнетизме и магнитных материалах-XXIII, г. Москва.

11. Всероссийская конференция-школа с международным участием «Электронные, спиновые и квантовые процессы в молекулярных и кристаллических системах», 22–25 мая 2019 г., на базе Института физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН.

12. EASTMAG -2019, VII *Eu*ro - Asian Symposium "Trends in MAGnetism", september 08–13, 2019, Ekaterinburg, Russia.

#### Связь работы с научными программами и темами

Работа выполнялась в рамках конкурса на лучшие научные проекты, выполняемые молодыми учеными под руководством кандидатов и докторов наук в научных организациях РФ, при поддержке гранта РФФИ: мол нр №19-32-50020, 2019 г. «Особенности взаимодействия магнитных доменных границ с электрическим ферромагнетиках полем В флексомагнитоэлектрическим эффектом» (руководитель проекта: Пятаков А.П.), а также при поддержке гранта РФФИ А №16-02-00336, 2016 г. «Магнитоэлектрическое управление микромагнитными структурами В пленках оксидных мультиферроиков» (руководитель проекта: Гареева З.В.).

#### Публикации

Основные результаты работы отражены в 26 публикациях, в том числе в 6 статьях в рецензируемых научных журналах и 20 публикациях в сборниках тезисов докладов и трудов международных и всероссийских конференций.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием апробированных методов теории микромагнетизма и численных методов, обоснованностью сделанных допущений, совпадением предельных переходов с известными ранее результатами, а также с качественным согласием с экспериментальными данными.

Личный вклад автора состоит в проведении численных расчетов сопутствующей неоднородных магнитных структур И электрической поляризации в двухслойной ферромагнитной пленке, пленках ферритов гранатов и одноосных ферромагнетиков с флексомагнитоэлектрическим эффектом, в анализе полученных результатов. Содержание диссертации, основные результаты и положения, выносимые на защиту, отражают вклад автора в опубликованные работы. Обсуждение персональный результатов исследований, подготовка публикаций осуществлялись совместно с соавторами.

Структура и объем. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Общий объем составляет 101 страниц, включающих 38 рисунков и 2 таблицы. Библиография содержит 106 наименований.

#### ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

#### 1.1. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики

Магнитоэлектрические материалы и связанные с ними эффекты входят в круг приоритетных направлений научных исследований, что связано с широким спектром неординарных физических свойств, возникающих за счет наличия нескольких типов упорядочения, а также возможностей их применения в устройствах спинтроники, квантовой электроники и информационных технологиях [18-21].

Магнитоэлектрический (MЭ) эффект, появление электрической поляризации под действием магнитного поля и намагниченности под действием электрического поля, проявляется в материалах, в которых взаимодействие электрическими существует между И магнитными подсистемами. Наличие МЭ взаимодействия дает возможность управления магнитными свойствами материала с помощью электрического поля или, наоборот, электрическими свойствами – посредством магнитного поля. Исследования, проведенные в работах [22-29], направлены на объяснение магнитоэлектричества поиск природы возникновения И новых магнитоэлектрических материалов и структур, в которых проявляется высокотемпературный МЭ эффект

Класс материалов, проявляющих МЭ свойства очень широк [30], в настоящее время принято выделять две основные группы мультиферроидных материалов: однофазные и многофазные мультиферроики – мультиферроидные монокристаллы и композиционные материалы. В свою очередь однофазные мультиферроики подразделяются на мультиферроики 1 и 2 типа. В мультиферроиках 1 типа магнитное и сегнетоэлектрическое упорядочение реализуется при разных температурах, они характеризуются слабой МЭ связью (примерами таких соединений могут служить – ортоферриты (BiFeO<sub>3</sub>, LuFeO<sub>3</sub>), борациты) [31-46]. Мультиферроики 1 типа имеют собственную спонтанную поляризацию.

В мультиферроиках 2 типа существует сильное МЭ взаимодействие, проявление сегнотоэлектрического упорядочения является следствием неколлинеарного магнитного упорядочения [47-60]. В большинстве случае этот эффект реализуется при низких температурах. Мультиферроики 2 типа не являются сегнетоэлектриками, (их кристаллическая структура характеризуется инверсионной симметрией), однако определенный тип магнитного упорядочения, проявляющийся в формировании геликоидального упорядочения или другом типе неколлинеарных спиновых структур, инверсионную симметрию и приводит к возникновению нарушает электрической поляризации.

Композиционные структуры состоят из двух фаз: магнитной и пьезоэлектрической подсистем. При воздействии магнитного поля магнитная подсистема изменяет свои размеры и свойства за счёт магнитострикционных эффектов, и механически воздействует на пьезоэлектрическую компоненту, что приводит к возникновению электрической поляризации. Возможно также проявление обратного эффекта, в электрическом поле в структуре возникает магнитное упорядочение из-за воздействия пьезоэлектрической подсистемы за счет электрострикции [61-66].

Технологическая необходимость обуславливает интерес к высокотемпературным магнитоэлектрическим материалам, в которых МЭсвойства проявляются при комнатных температурах. К настоящему времени список таких соединений не очень большой (BiFeO3, ферриты гранаты и т.д.) [12, 67-71].

В этом отношении большой интерес представляют пленки ферритовгранатов, в которых обнаружен значительный магнитоэлектрический эффект, сопоставимый по величине с МЭ эффектом в мультиферроике Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [72]. Ферриты-гранаты являются удобным объектом для экспериментальных исследований, благодаря возможности магнитооптического наблюдения микромагнитной структуры, имеют высокие значения магнитоэлектрического эффекта, они перспективны для практического применения в устройствах спинтроники.

#### 1.2. Классификация магнитоэлектрических эффектов

Магнитоэлектрический эффект в твёрдом теле был предсказан Л.Д. Ландау и Е.М. и Е.М. Лифшицем в 1957 г. [73], в 1959 г. И.Е. Дзялошинский теоретически показал возможность проявления этого эффекта в оксиде хрома [28], экспериментально возникновение намагниченности под действием электрического поля в этом материале зафиксировал Д.Н. Астров [72].

Магнитоэлектрический эффект можно описать соотношениями:

$$M_{j} = \alpha_{ji}E_{i} + \beta_{jik}E_{i}E_{k} + \cdots,$$
  

$$P_{i} = \alpha_{ij}H_{j} + \beta_{ijk}H_{j}H_{k} + \cdots,$$
(1.1)

где H – магнитное поле, E – электрическое поле, P – электрическая поляризация, M – намагниченность. В разложении (1.1) содержатся линейные, квадратичные по электрическому и магнитному полю слагаемые, а также члены более высоких порядков.

Квадратичный магнитоэлектрический эффект проявляется в кристаллах высокой симметрии. Наиболее интересным эффектом является линейный МЭ эффект, необходимым условием его существования является нарушение пространственной инверсии (Р) либо временной инверсии (Т), но сохранение комбинированной РТ-четности:

MЭ Наряду С классическими механизмами, вызванным непосредственно взаимодействием параметрами порядка, активно исследуется неоднородных магнитоэлектрических также механизмы взаимодействий.

Исследование неоднородного магнитоэлектрического эффекта теоретически предсказанного Барьяхтаром [74], в наши дни получило активное развитие. Этот эффект обусловлен возникновением электрической поляризации в окрестности магнитной неоднородности. Источниками магнитных неоднородностей могут служить пространственно модулированные спиновые структуры такие, как доменные структуры неблоховского типа, скирмионы, магнитные вихри, вертикальные линии блоха, границы раздела двухслойных структур и т. д.[13,27,74-80]

В таких структурах наблюдается возникновение электрической поляризации в магнитных по своей природе материалах, также, следует отметить, что неоднородное распределение поляризации также [77] способствует появлению намагниченности в классе мультиферроиков с сильной магнитоэлектрической связью.

# **1.3.** Кристаллографическая структура и магнитоэлектрические свойства ферритов - гранатов

Ферриты-гранаты ( $\Phi\Gamma$ ) имеют общую химическую формулу R<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, где R-трехвалентный редкоземельный ион (Cd, Dy, Ho, Er, Tm, Lu, Yb, Sm, *Eu*, *Tb*) или ион иттрия  $(Y^{3+})$ .  $\Phi\Gamma$  являются кубическими магнетиками, обладающими весьма сложной кристаллографической структурой,  $0_{h}^{10}$ описываемой пространственной группой — Ia3d. Сложная кристаллическая структура этих материалов обусловлена тем, что ионы кислорода образуют объемно – центрированную плотную упаковку. Ионы железа  $Fe^{+3}$  и редкоземельные ионы занимают различные позиции:1) октаэдрические позиции (а-места), окруженные 6 ионами кислорода; 2) тетраэдрические позиции (d-места), окруженные 4 ионами кислорода; 3) додекаэдрические (с-места), окруженные 8 ионами кислорода.

Элементарная ячейка ФГ состоит из 8 молекул R<sub>3</sub>M<sub>5</sub>O<sub>12</sub>: 24 иона R<sup>+3</sup>, 40 ионов  $Fe^{+3}$  и 96 атомов кислорода O<sup>-2</sup>. 24 иона из 40  $Fe^{+3}$  занимают d-позиции, а остальные 16 ионов а-места. Локальная симметрия а, d-мест не строго кубическая: существует 2 типа а-позиции, локальная ось симметрии искаженных октаэдров относительно осей типа [111] повернута на углы  $\alpha=\pm 28^{0}$ . Также существует два типа неэквивалентных d-позиции, которые характеризуются тем, что в них, локальная ось симметрии относительно осей типа [111] повернута на углы  $\alpha=\pm 16^{0}$ . Орторомбической симметрией обладают с- позиции. 6 неэквивалентных позиций с-мест можно получить поворотом на углы  $\pm \pi/4$  относительно осей [100], [010], [011] [34].

Симметрия окружения ионов, расположенный в с-местах (РЗ ионов) в гранатах описывается точечной группой симметрии D<sub>2</sub>, которая не содержит операции пространственной инверсии (что является принципиально важным обстоятельством для понимания магнитоэлектрики гранатов [15]). Для выяснения физических свойств редкоземельных гранатов достаточно ограничиться рассмотрением их примитивной ячейки, которая в два раза меньше элементарной, содержит 4 формульных единицы R<sub>3</sub>M<sub>5</sub>O<sub>12</sub>.

Ферриты-гранаты обладают магнитоэлектрическими свойствами. Впервые проявление квадратичного МЭ эффекта в кристаллах ФГ было экспериментально исследовано в работе О' Делла в 1967 году [9], эти исследования были продолжены в серии дальнейших работ [10], однако обнаруженный квадратичный МЭ эффект наблюдался при очень низких температурах (T~100 K). В 90 – е годы в кристаллах и пленках ФГ был обнаружен линейный МЭ эффект [11]. В частности, в работе [11] сообщается об обнаружение линейного магнитоэлектрического эффекта аномально большой величины ( $\alpha^{M9}$ =10<sup>-2</sup>) в эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов. Отметим, что линейный МЭ эффект наблюдается в тех кристаллах, группа магнитной симметрии которых не содержит пространственной инверсии *I*, в центросимметричных кристаллах зависимость магнитоэлектрического эффекта от электрического поля является квадратичной.

В ходе исследований, проведённых в [12], в пленках ферритов гранатов экспериментально был обнаружен неоднородный МЭ эффект смещение магнитных доменных границ (ДГ) под действием неоднородного электрического поля. Интерпретация данного эффекта была предложена в работах [12, 14] на основе флексомагнитоэлектрического механизма. Экспериментальные результаты, полученные в [12], инициировали ряд исследований, среди которых можно выделить [12,81, 82-85], в которых изучаются различные аспекты проявления МЭ эффекта в ФГ. В работе [14] было рассмотрена неоднородная магнитная анизотропия, индуцированная электрическим полем в окрестности магнитной неоднородности, процессы зарождения вихрей и антивихрей в электрическом поле в пленках ФГ были теоретически исследованы в [86], в работах [81, 82] изучалось изменение топологии и динамика ДГ в электрическом поле, в [83,84] – структура и свойства ДГ с горизонтальными блоховскими линиями в [85] – однородные и неоднородные состояния В (210)-ориентированной пленке ферритовгранатов.

## ГЛАВА 2. МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУХСЛОЙНОЙ ОБМЕННО – СВЯЗАННОЙ ПЛЕНКИ С ФЕРРОМАГНИТНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ СПИНОВ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА СРЕД

#### 2.1. Введение

Поверхность раздела двух сред обладает уникальными свойствами, которые могут использоваться для создания новых устройств и элементов [88]. В настоящее время как теоретически, так и экспериментально активно исследуются тонкие пленки, многослойные структуры, в которых реализуется новые физические эффекты, важные как для фундаментальных исследований, так и для широкого круга практических приложений [89,90].

Известно, что наряду с мультиферроидными материалами, которых допускает сосуществование кристаллическая структура электрического и магнитного упорядочения, существует альтернативная возможность реализации магнитоэлектрических эффектов в окрестности [74,87]. магнитной неоднородности Например, так называемый неоднородный магнитоэлектрический эффект может реализоваться на ферромагнитных гетероструктурах. В то время как проявления данного эффекта в окрестности магнитных доменных границ и скирмионов достаточно активно исследуется, изучению электрических свойств ферромагнитных гетероструктур уделяется недостаточно внимания.

В данной главе изучена электрическая поляризация, возникающей на магнитной неоднородности двухслойной обменно-связанной пленки с ферромагнитным взаимодействием спинов, с учетом константы кубической анизотропии.

# 2.2. Постановка задачи. Обменно-связанная ферромагнитная пленка с различной магнитной анизотропией в слоях

Рассмотрена двухслойная структура [91], состоящая из ферромагнитных слоев, помещенная в постоянное магнитное поле *H*. Система координат выбрана следующим образом: ось [100] (Ох) ориентирована по нормали к поверхности, ось [001] (Oz) направлена вдоль границы раздела слоев (рисунок 2.1). Положение локального вектора намагниченности Μ определяется сферическими координатами  $M = M_0(\cos\theta, \sin\theta\sin\phi, \sin\theta\cos\phi)$ , где полярный угол  $\theta$  отсчитывается от положительного направления оси  $O_z$ , азимутальный угол  $\Phi$  отсчитывается от положительного направления оси Ох. Пленки имеют различную толщину и характеризуются комбинированной анизотропией (естественной кубической и наведенной ростовой магнитной анизотропией). Константы наведенной одноосной магнитной анизотропии пленок в общем случае различаются по знаку и величине.



Рисунок 2.1. Геометрия задачи.

Полная энергия системы, включающая обменную энергию, энергию кубической и наведенной анизотропии, энергию взаимодействия с внешним магнитным полем, энергия межслойного обменного взаимодействия,

энергию неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия, электростатическую энергию и энергию взаимодействия с электрическим полем имеет вид:

$$E = \int_{V} \sum_{i=1}^{2} \left( A \left[ \left( \frac{\partial M_{ix}}{\partial x} \right)^{2} + \left( \frac{\partial M_{iy}}{\partial y} \right)^{2} + \left( \frac{\partial M_{iz}}{\partial z} \right)^{2} \right] + K_{c} \left( M_{ix}^{2} M_{iy}^{2} + M_{ix}^{2} M_{iz}^{2} + M_{ix}^{2} M_{iz}^{2} + M_{ix}^{2} M_{iz}^{2} \right) + K_{i} (M_{i} n)^{2} - M_{i} H - J M_{1} M_{2} + \gamma \widetilde{P}_{i} \left[ (M_{i} \nabla) M_{i} - M_{i} (\nabla M_{i}) \right] + \frac{\tilde{P}_{ix}^{2} + \tilde{P}_{iy}^{2} + \tilde{P}_{iz}^{2}}{2\chi_{e}} - \widetilde{P}_{i} E \right) dV, \qquad (2.1)$$

где A – константа неоднородного обменного взаимодействия,  $K_1$  – константа наведенной анизотропии типа «легкая ось»,  $K_2$  – константа наведенной анизотропии типа «легкая плоскость»,  $K_c$  – константа кубической анизотропии ( $K_c$ <0), J – константа межслойного обменного взаимодействия,  $P_j$  (j=x,y,z) – компоненты вектора электрической поляризации,  $\chi_e$  – электрическая поляризуемость,  $\gamma$  – коэффициент неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия, E – электрическое поле, V–объем двухслойной пленки.

Устойчивые состояния намагниченности и поляризации находятся на основе минимизации термодинамического потенциала (2.1). При проведении расчетов использованы физические параметры ферритов - гранатов. Задача была решена численно с применением методов многомерной оптимизации [92] на основе разбиения каждого магнитного слоя на N подслоев, параллельных плоскости образца и обменно - связанных друг с другом, что позволило рассчитать равновесную конфигурацию намагниченности ( $\Theta$ ,  $\Phi$ ). Компоненты локального вектора электрической поляризации  $\tilde{P}$  в *i*-ом слое ферромагнетика находятся из соотношений:

$$\widetilde{P}_{y} = \chi_{e} \gamma \sin^{2} \theta \frac{d\Phi}{dx}$$
(2.2)

$$\widetilde{P}_{z} = \chi_{e} \gamma \left(-\frac{d\theta}{dx} \cos \Phi + \sin \theta \cos \theta \sin \Phi \frac{d\Phi}{dx}\right)$$
(2.3)

B результате проведенных расчетов определена электрическая поляризация, реализующаяся на магнитной неоднородности, формируемой за счет разной магнитной анизотропии слоев («легкая ось» – «легкая плоскость») в случае ферромагнитного упорядочения в окрестности границы раздела. Исследовано влияние внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости пленки и по нормали к поверхности пленки, на процессы намагничивания пленки, тип магнитной неоднородности и электрическую Определены особенности процессов намагничивания и поляризацию. обусловленные электрической поляризации, влиянием кубической анизотропии. Полученные результаты детально обсуждаются в следующих параграфах.

### 2.3. Электрическая поляризация и магнитные состояния в двухслойной обменно - связанной пленке

Распределение электрической поляризации по толщине пленки зависит от внутренних и внешних параметров системы: размеров слоев, параметров обменных взаимодействий, ростовой и кубической магнитной анизотропии, а магнитного поля. В отсутствие магнитного также внешнего поля электрическая поляризация  $P = \check{P} / \chi_e \gamma$  достигает максимальных значений в области границы раздела слоев и уменьшается при повышении магнитного Зависимости компонент электрической поляризации  $p_v$ ,  $p_z$  от поля. координаты х при различных значениях магнитного поля Н для пленок разной толщины показаны на рисунке 2.3а, 2.36. На графиках видно, что в отсутствие магнитного поля электрическая поляризация достигает максимальных значений в области границы раздела слоев, при увеличении магнитного поля поляризации уменьшается. В случае малых толщин пленок электрическая поляризация распределена по всей толщине структуры (рисунок 2.3а), при увеличении толщины пленок электрическая поляризация локализуется в области границы слоев (рисунок 2.3б).



Рисунок 2.3. Графики зависимости *p*<sub>y</sub>, *p*<sub>z</sub> при изменении *H* для слоев разной толщины: а) для а=100 *нм*; б) для а=1000 *нм* [A1].

В ходе проведенных исследований было обнаружено, что при учете кубической анизотропии выделяется направление вектора электрической поляризации, что важно для процессов переключения электрической поляризации под действием магнитного поля. При увеличении магнитного поля, приложенного вдоль направления оси «трудного намагничивания» [010], компоненты локальной электрической поляризации изменяется неравноценно, развороте вектора поляризации. что говорит 0 Индуцированный магнитным полем поворот обусловлен поляризации кубической анизотропией пленки (рисунок 2.4).



Рисунок 2.4. Дифференциальная зависимость компонент поляризации *P* от координаты: а)*p*<sub>y</sub>; б)*p*<sub>z</sub> [A1].

Наблюдаемое поведение электрической поляризации объясняется процессами намагничивания под действием магнитного поля, приложенного в разных кристаллографических направлениях. Проиллюстрировано

зависимость углов  $\theta$  (рисунок 2.5а),  $\Phi$  (рисунок 2.5б), определяющие положение вектора намагниченности, соответствующие рассмотренной выше P(x) зависимостей. В пленках с комбинированной магнитной анизотропией положение вектора M описывается сферическими координатами ( $\theta$ ,  $\Phi$ ). Из графиков видно, что угловые зависимости  $\theta(x)$ ,  $\Phi(x)$  изменяются не равноценно при разных значениях магнитного поля, соответственно мы наблюдаем различное поведение компонент электрической поляризации  $p_y$ ,  $p_z$ (рисунок 2.4(a, б)). В то время как полярный угол  $\theta$  имеет постоянное значение при H~700Э, азимутальный угол  $\Phi$  продолжает меняться до порогового поля H~1200Э.



Рисунок 2.5. Зависимость азимутальных  $\theta$  (а) и полярных  $\Phi$ (б) углов от x [A1].

Схематическая иллюстрация поворота намагниченности в соответствии с расчётными данными показана на рисунке 2.6



Рисунок 2.6. Схематическое изображение разворота вектора намагниченности Н [[010].

Для выявления влияния кубической анизотропии на распределение электрической поляризации, построив разностные кривые  $\Delta P(x) = P(x) - P_0(x)$ (рисунок 8). Здесь P(x) - поляризация пленки, в который естественная кубическая анизотропия сравнима с одноосной ( $K_c = -2 * 10^4 \ \text{Эрг} / cm^3 \sim K_l$ ,  $K_2$ ) и  $P_0(x)$ - поляризация пленки, кубическая анизотропия который намного меньше  $K_l$ ,  $K_2$  ( $Kc = -10^3 \ \text{Эрг} / cm^3 << K_l$ ,  $K_2$ ). На графиках видно, что кубическая анизотропия приводит к снижению величины электрической поляризации в области границы раздела сред и увеличению вблизи поверхности пленок при нулевом значении поля. Асимметрия разностной кривой объясняется различными соотношениями между константами наведенной одноосной анизотропии типа "легкой ось" и "легкая плоскость". Магнитное поле влияет на электрическую поляризацию, по этой причине наблюдается переворот разностной кривой. Увеличение магнитного поля приводит к уменьшению поляризации.



Рисунок 2.7. Зависимость  $\Delta P$  от координаты  $x, H \parallel [010], a) \Delta P_y(x), b \Delta P_z(x)$ [A1].

### 2.4. Поведение электрической поляризации при разных параметрах системы

Рассчитаны Р – Н диаграммы - графики зависимостей интегральной поляризации  $P = \sqrt{P_y^2 + P_z^2}, P_i = \int_{d_1}^{d_2} p_i dz$ , (i=y,z) от магнитного поля при разных значениях констант магнитной анизотропии (рисунок 2.8).



Рисунок 2.8. Интегральная зависимость электрической поляризации от *H* при разных соотношениях констант одноосной анизотропии для H || [100].Кривая 1– *K*<sub>1</sub>=2\*10<sup>4</sup> Эрг/см<sup>3</sup>, *K*<sub>2</sub>=- 2\*10<sup>4</sup> Эрг/см<sup>3</sup>, кривая 2 –*K*<sub>1</sub>=2\*10<sup>4</sup> Эрг/см<sup>3</sup>, *K*<sub>2</sub>=- 4\*10<sup>4</sup> Эрг/см<sup>3</sup>, кривая 3 – *K*<sub>1</sub>=2\*10<sup>4</sup> Эрг/см<sup>3</sup>, *K*<sub>2</sub>=- 7\*10<sup>4</sup> Эрг/см<sup>3</sup> (*K*c=-10<sup>3</sup>Эрг/см<sup>3</sup>, пунктирные линии). Кривые 1', 2', 3' построены для тех же соотношений *K*<sub>1</sub>, *K*<sub>2</sub>(*K*c=-2\*10<sup>4</sup>Эрг/см<sup>3</sup>, сплошные линии).

Характер изменения поляризации зависит от значений константы кубической анизотропии и соотношений между константами одноосной магнитной анизотропии. Изменение константы магнитной анизотропии типа «легкая плоскость»  $K_2$  изменяет положение зависимостей P(x). При уменьшении величины  $K_2$  величина порогового магнитного поля, при котором поляризация принимает нулевые значения, уменьшается. Расчеты показывают, что при малых значениях магнитного поля электрическая поляризация достигает экстремума, при увеличении константы кубической анизотропии экстремум сдвигается в область более высоких магнитных полей. При дальнейшем увеличении магнитного поля электрическая поляризация, достигнув максимального значения, понижается вплоть до нуля при некотором критическом поле *H*. Уменьшение величины константы кубической магнитной анизотропии приводит к понижению величины порогового магнитного поля, подавляющего электрическую поляризацию.

Обратная ситуация возникает, когда поле направлено по оси «трудного намагничивания». В этом случае необходимо увеличивать константу одноосной анизотропии типа «легкая ось»  $K_1$ , чтобы увеличить поля, подавляющие электрическую поляризацию (рисунок 2.9).



Рисунок 2.9. Интегральная зависимость электрической поляризации от H при разных соотношениях констант одноосной анизотропии для H || [010].Кривая 1– $K_1=2*10^4$  Эрг/см<sup>3</sup>,  $K_2=-2*10^4$  Эрг/см<sup>3</sup>, кривая 2– $K_1=4*10^4$  Эрг/см<sup>3</sup>,  $K_2=-2*10^4$  Эрг/см<sup>3</sup>, кривая 3– $K_1=7*10^4$  Эрг/см<sup>3</sup>,  $K_2=-2*10^4$  Эрг/см<sup>3</sup>,  $K_$ 

 $10^{3}$ Эрг/см<sup>3</sup>, пунктирные линии). Кривые 1', 2', 3' построены для тех же соотношений  $K_1$ ,  $K_2$  (Kc=-2\*10<sup>4</sup>Эрг/см<sup>3</sup>, сплошные линии).

Графики зависимостей угла разворота вектора поляризации  $\alpha = \arctan \frac{P_y}{P_z}$ от приложенного магнитного поля и зависимостей модуля поляризации от угла  $\alpha$  показаны на рисунке 2.10. На графиках видно, что величина поляризации изменяется одновременно с изменением угла  $\alpha$ , причем разворот поляризации осуществляется вплоть до критического значения поля  $H\sim600$  Э (рисунок 2.11). В плоскости пленки, наблюдается поворот электрической поляризации в пределах 45.



Рисунок 2.10. Зависимость модуля поляризации *P* от угла а при разных соотношениях констант одноосной анизотропии. Кривая  $1 - K_1 = 7*10^4$ Эрг/см<sup>3</sup>,  $K_2 = -2*10^4$  Эрг/см<sup>3</sup>, кривая  $2 - K_1 = 4*10^4$  Эрг/см<sup>3</sup>,  $K_2 = -2*10^4$  Эрг/см<sup>3</sup>, кривая  $3 - K_1 = 2*10^4$  Эрг/см<sup>3</sup>,  $K_2 = -7*10^4$  Эрг/см<sup>3</sup>.



Рисунок 2.11. Зависимость угла α от магнитного поля *H*. Кривая 1– *K*<sub>1</sub>=7\*10<sup>4</sup> Эрг/см<sup>3</sup>, *K*<sub>2</sub>=-2\*10<sup>4</sup> Эрг/см<sup>3</sup>, кривая 2 – *K*<sub>1</sub>=2\*10<sup>4</sup> Эрг/см<sup>3</sup>, *K*<sub>2</sub>=-2\*10<sup>4</sup> Эрг/см<sup>3</sup>, кривая 3 – *K*<sub>1</sub>=2\*10<sup>4</sup> Эрг/см<sup>3</sup>, *K*<sub>2</sub>=-7\*10<sup>4</sup> Эрг/см<sup>3</sup>.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 2

Проведено исследование электрической поляризации двухслойной ферромагнитной структуры при учете вклада кубической анизотропии.

Показано, что электрическую поляризацию в гетероструктуре можно локализовать в области границы раздела сред или распространить по всей толщине материала за счет варьирования толщин слоев, а также изменяя магнитную анизотропию пленок,

Магнитное поле влияет на распределение поляризации, характер изменения поляризации в магнитном поле зависит от магнитной анизотропии слоев, величина электрической поляризации уменьшается при увеличении величины магнитного поля. Проведенные расчеты показывают, что магнитное поле, приложенное в направлении нормали к поверхности пленки, понижает величину электрической поляризации после достижения максимального значения.

Установлено, что пороговые поля, подавляющие электрическую поляризацию, могут быть увеличены за счет учета кубической магнитной анизотропии, а также выбора геометрии магнитного поля. В магнитном поле, приложенном вдоль нормали к поверхности пленки, повышение величины порогового магнитного поля достигается за счет увеличения значений константы магнитной анизотропии типа «легкая плоскость».

Впервые продемонстрирован разворот вектора электрической поляризации **Р** (от направления [011] к направлению [010]) под действием внешнего магнитного поля в двухслойной пленке с комбинированной магнитной анизотропией. Это говорит о принципиальной возможности изменения направления поляризации *Р* и соответственно намагниченности М В пленках с кубической анизотропией лектрическим полем И коэрцитивностью. В двухслойной обменно-связанной пленке с комбинированной анизотропией может реализоваться одна из восьми возможных магнитных неоднородностей, отличающихся направлением в слоях. При этом возможны четыре направления намагниченности электрической поляризации.

## ГЛАВА З. ВЛИЯНИЕ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО УПОРЯДОЧИВАНИЯ СПИНОВ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА СРЕД НА МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУХСЛОЙНОЙ ОБМЕННО – СВЯЗАННОЙ ПЛЕНКИ

#### 3.1. Введение

В данной главе исследованы магнитоэлектрические свойства двухслойных систем с магнитной неоднородностью в двухслойной ферромагниной пленке с антиферромагнитным (АФМ) упорядочением спинов в окрестности границы раздела. Вид магнитной неоднородности и связанная с ней электрическая поляризация, различаются для случаев ферро – и антиферромагнитного упорядочения спинов в окрестности границы раздела слоев. Рассчитаны электрическая поляризация и магнитные конфигурации (блоховского, неелевского, смешанного типа), которые могут быть реализованы в двухслойных ферромагнитных пленках с различными физическими параметрами в случае АФМ упорядочения в области интерфейса. Построены диаграммы В координатах «электрическая поляризация (P) – магнитное поле (H)», иллюстрирующие немонотонный характер изменения поляризации, показано, что немонотонные зависимости на диаграммах P(H) объясняются процессами намагничивания.

В двухслойных магнитных пленках с кубической анизотропией возможно четыре направления электрической поляризации, связанной с магнитными неоднородностями, переключение между ними может осуществляться за счет действия электрического и магнитного полей. Это открывает новые возможности для создания электрически – перестраиваемых мультиферроидных систем и создания многоуровневых логических систем. Обнаруженный поворот вектора поляризации, реализуемый в двухслойных пленках с кубической магнитной анизотропией, рассчитанные особенности

поведения электрической поляризации в важны для более детального понимания механизмов магнитоэлектрического управления такими системами.

# 3.2. Постановка задачи с антиферромагнитным межслойным обменным взаимодействием

Рассмотрим двухслойную ферромагнитную пленку с антиферромагнитным взаимодействием спинов в области границы раздела сред. Устойчивые состояния намагниченности и поляризации определяются (2)ИЗ условия минимума термодинамического потенциала при отрицательном межслойного обменного значении константы взаимодействия J (рисунок 3.1).



Рисунок 3.1. Геометрия задачи.

Рассмотрены различные соотношения между константами одноосной анизотропии:  $K_1 > K_2$ ,  $K_1 < K_2$ ,  $K_1 = K_2$ . Рассчитаны графики зависимостей абсолютной величины поляризации от величины приложенного магнитного поля при намагничивании пленки в направлении **H** || [100] (рисунок 3.2). На

рис. 3.2. видно, что изменение соотношений между константами одноосной анизотропии практически не влияет на характер изменения полевой зависимости электрической поляризации. При увеличении магнитного поля, электрическая поляризация, достигнув максимального значения, понижается вплоть до ее исчезновения.



Рисунок 3.2. Зависимость интегральной поляризации от *H*||[100] при разных соотношениях между константами одноосной анизотропии.

Ha численных расчетов построен график основе результатов зависимости поляризации от величины приложенного магнитного поля вдоль оси [011] (рисунок 3.3). В случае, когда  $K_2 > K_1 P(H)$ зависимость имеет ряд особенностей. Полная поляризация в определенном интервале магнитных полей (15кЭ<Н<42кЭ) немонотонно убывает. Так как в этой области полярный угол  $\theta$  изменяется, наблюдается резкий спад и увеличение поляризации (образуется «яма»). Увеличив константу анизотропии типа  $K_{l}$ «легкая ось» можно добиться монотонного убывания полной поляризации.



Рисунок 3.3. Зависимость интегральной поляризации от *H*||[011] при разных соотношениях между константами одноосной анизотропии.

Рассмотрим влияние величины константы межслойного обмена на зависимость электрической поляризации от магнитного поля. При изменении константы межслойного обмена, меняется и характер полевой зависимости электрической поляризации. Пороговые поля подавляющие электрическую поляризацию понижаются, с уменьшением абсолютной величины константы межслойного обмена (рисунок 3.4 а, б). При малом значение величины константы межслойного обмена, в случае когда поле приложено по оси [011], особенность полевой зависимости электрической поляризации, возникающая при  $K_1 < K_2$ , исчезает (рисунок 3.4 б).


Рисунок 3.4. Зависимость интегральной поляризации *P* от *H* при разных значениях константы межслойного обмена: а) *H*||[100]; б) *H*||[011].

Наблюдаемое поведение электрической поляризации объясняется процессами намагничивания под действием приложенного магнитного поля.

на рисунке 3.5 а, б иллюстрировано зависимость углов  $\theta$ ,  $\Phi$ , определяющие положение вектора намагниченности, соответствующие рассмотренной выше P(H) зависимости, поле H направлено по оси [011].



Рисунок 3.5. Зависимость азимутального  $\varphi$  и полярного $\theta$  углов от *H* на границе раздела сред.

## 3.3. Особенности магнитных состояний пленки при учете кубической магнитной анизотропии

Рассмотрим действие магнитного поля H, направленного по оси [011] на магнитные состояния и электрическую поляризацию обменно – связанной пленки при учете кубической анизотропии. Как видно на рисунке 3.6 изменение константы кубической анизотропии  $K_c$  приводит к изменению зависимости электрической поляризации от магнитного поля. Исследования показывают, что характер изменения полевой зависимости электрической поляризации отличается при различных значениях константы кубической анизотропии.



Рисунок 3.6.Зависимость интегральной поляризации от  $H \mid\mid [10^{\circ}]$  при разных значениях константы кубической анизотропии: б) кривая  $1 - K_c = -2.10^4 \Im p_{c/cM^3}$ , кривая  $2 - K_c = -1.10^4 \Im p_{c/cM^3}$ , кривая  $3 - K_c = -5.10^3 \Im p_{c/cM^3}$ , кривая  $4 - K_c = -0.5 \cdot 10^3 \Im p_{c/cM^3}$ ,  $K_1 = 2.10^4 \Im p_{c/cM^3}$ ,  $K_2 = -7.10^4 \Im p_{c/cM^3}$ .

Наблюдаемые особенности поляризации объясняются процессами намагничивания. Графики, иллюстрирующие изменение намагниченности на

границе раздела сред при действии магнитного поля на пленки с различными параметрами показаны на рисунке 3.7. На графиках видно, что резкие изменения магнитной структуры на границе раздела сред может быть индуцировано магнитным полем. При определенных значениях магнитного поля реализуются магнитные конфигурации неелевского, блоховского или смешанного неель – блоховского типа.



Рисунок 3.7. Зависимость полярного  $\theta$  и азимутального  $\varphi$  углов от H на границе раздела сред: синяя кривая 1 - $K_c$ =-2·10<sup>4</sup> $\Im pz/cm^3$ , зеленая кривая 2 -  $K_c$ =-1·10<sup>4</sup> $\Im pz/cm^3$ , кривая 3- $K_c$ = -5·10<sup>3</sup>erg/cm<sup>3</sup>, красная кривая 4- $K_c$ =-0.5·10<sup>3</sup> $\Im pz/cm^3$ ,  $K_2$ =-7·10<sup>4</sup> $\Im pz/cm^3$ .

B качестве примера рассмотрим процессы намагничивания, описываемой кривой 4 (рисунок 3.6). Однородное магнитное состояние устанавливается в магнитных полях выше  $H_{\kappa p3}$ , в этом случае магнитная неоднородность подавляется и электрическая поляризация отсутствует. В диапазоне магнитных полей ниже критического значения магнитного поля *Н<sub>кр3</sub>*, возникает электрическая поляризация, сопровождающиеся магнитной неоднородностью. Тем не менее, абсолютная величина электрической поляризации в определенном интервале магнитных полей [*H*<sub>кр1</sub>, *H*<sub>кр2</sub>] принимает нулевые значения, так как в этой области на границе раздела сред устанавливается блоховский тип разворота намагниченности (рисунок 3.7). На кривых 1, 2 возникают области, соответствующие неелевскому типу разворота намагниченности ( $\theta = 90^{\circ}$ ), в результате на *P* (*H*) зависимости наблюдаются двойные нули.

Следует отметить, что в случае, когда поле направлено по нормали к пленке [100], абсолютная величина электрической поляризации практически не зависит от изменения значения константы кубической анизотропии (рисунок 3.8).



Рисунок 3.8. Зависимость интегральной поляризации от  $H \parallel [100]$  при разных значениях константы кубической анизотропии:  $5*10^3 \ \Im pc/cm^3 \le K_c \ge 2*10^4 \ \Im pc/cm^3$ .

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 3

Магнитоэлектрические свойства двухслойных обменно – связанных пленок существенно зависят от характера межслойного обменного взаимодействия. Выделены основные различия в поведении электрической поляризации, возникающей в пленках с АФМ и ферромагнитным упорядочением спинов в области интерфейса.

Показано, что пороговые магнитные поля, подавляющие электрическую поляризацию в пленках с АФМ упорядочением спинов на порядок выше полей в пленках с ФМ упорядочением в области границы раздела сред. Изменение соотношений между константами одноосной анизотропии существенно не влияет на характер изменения полевых зависимостей электрической поляризации.

В случае АФМ упорядочения спинов в области границы раздела сред могут быть реализованы различные магнитные конфигурации (блоховские, неелевские магнитные конфигурации и магнитные конфигурации смешанного типа). Электрическая поляризация двухслойной пленки с АФМ упорядочением спинов в области интерфейса изменяется немонотонно. Такое поведение поляризации объясняется процессами намагничивания.

Характер зависимостей электрической поляризации от магнитного поля зависит от абсолютной величины константы межслойного обмена. Пороговые поля подавляющие электрическую поляризацию понижаются, с уменьшением абсолютной величины константы межслойного обмена.

## ГЛАВА 4. ПОЛЯРНЫЙ МЕХАНИЗМ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРИТАХ – ГРАНАТАХ

## 4.1. Редкоземельные ионы в ферритах гранатах, координаты и оси симметрии додекаэдрических позиций

Редкоземельные ферриты гранаты (РФГ) обладают магнитоэлектрическими свойствами. В РЗ мультиферроиках, за возникновение магнитоэлектрических свойств могут отвечать РЗ ионы, магнитоэлектрическая активность которых связана с низкой локальной симметрией.

В данной главе мы рассмотрим магнитоэлектрические свойства РЗ ФГ, акцентируя внимание на полярном механизме МЭ эффекта, связанного с наличием РЗ ионов в структуре гранатов. Важное значение имеет тот факт, что РЗ 6 гранатов кристаллографически ионы В кристаллах размещены по обладающим кубической неэквивалентным местам, более низкой, чем симметрией окружения. Симметрия окружения РЗ ионов в гранатах описывается точечной группой  $D_2$ симметрии которая не содержит операции пространственной инверсии (что является принципиально важным обстоятельством для понимания магнитоэлектричества гранатов). Для выяснения физических свойств редкоземельных гранатов достаточно ограничиться рассмотрением их примитивной ячейки, которая в два раза меньше элементарной, содержит 4 формульные единицы R<sub>3</sub>M<sub>5</sub>O<sub>1</sub>.

Координаты всех 12 РЗ ионов в примитивной ячейке [93] и ориентации их локальных осей симметрии приведены в табл.1 (из [33]). Нумерация мест РЗ ионов в ячейке выбрана такой, что окружение места (k+6) (k=1,..., 6) отличается от окружения *k*-ого места операцией инверсии, что эквивалентно соотношению  $\vec{e}_{y}^{(k+6)} = -\vec{e}_{y}^{k}$  (табл.1 [15]).

k	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
r <sup>(k)</sup>	$0\frac{3}{4}\frac{3}{4}$	$0\frac{1}{4}\frac{1}{8}$	$\frac{3}{8}0\frac{3}{4}$	$\frac{1}{8}0\frac{1}{4}$	$\frac{3}{4}\frac{3}{8}0$	$\frac{1}{4}\frac{1}{8}0$	$0\frac{1}{4}\frac{5}{8}$	$0\frac{3}{4}\frac{7}{8}$	$\frac{5}{8}0\frac{1}{4}$	$\frac{7}{8}0\frac{3}{4}$	$\frac{1}{4}\frac{5}{8}0$	$\frac{3}{4}\frac{7}{8}0$
$e_x^{(k)}$	110	110	011	011	101	101	110	110	011	011	101	101
$e_y^{(k)}$	<u>1</u> 10	110	011	011	101	101	110	110	011	011	<u>1</u> 01	$\overline{1}0\overline{1}$
$e_z^{(k)}$	001	001	100	100	010	010	001	001	100	100	010	010

Таблица 1. Координаты и оси симметрии додекаэдрических с позиций.

# 4.2. Магнитные и электрические дипольные моменты редкоземельных ионов. Антисегнетоэлектрическая структура в ферритах – гранатах

Отсутствие пространственной инверсии окружения РЗ иона приводит к индуцированию магнитным полем электро-дипольного момента иона и возникновению структуры электро-дипольных моментов РЗ ионов.

В качестве примера структура магнитных и электро-дипольных моментов ионов  $Eu^{3+}$ , индуцированных однородным  $h_{ex} \parallel [\overline{1} \overline{1} \overline{1}]$  обменным полем в примитивной ячейке приведена на рисунке 4.1 [94].



4.1. Структура магнитных и электрических дипольных моментов  $Eu^{3+}$  в примитивной ячейке  $Eu_3$ Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>.

Распределение лежащих в плоскости (111) электрических дипольных моментов ионов  $Eu^{3+}$ , в примитивной ячейке изображено на рисунке 4.2.



4.2. Распределение электрических дипольных моментов ионов *Eu*<sup>3+</sup> в плоскости (111) (гексагональной установке примитивной ячейки)[94].

Можно показать, что при суммировании по местам, занимаемым РЗ-ионами в примитивной ячейке граната, электрический дипольный момент ячейки в однородном магнитном поле обращается в нуль благодаря операции инверсии, "связывающей" места (k + 6) с k.

$$\Delta p(h) = \sum_{k=1}^{12} p^{(k)}(h) = \sum_{k=1}^{6} p^{(k)}(h) + \sum_{k=1}^{6} p^{(k+6)}(h) = 0 \quad (4.1)$$

Отличный от нуля электрический дипольный момент ячейки может возникнуть либо у пленок гранатов, либо в случае неоднородного магнитного поля, действующего на РЗ-ионы, на что было указано в [94]. 4.3. Расчет электрической поляризации 180° доменных границ в пленках редкоземельных ферритов гранатов в рамках полярного механизма

Рассмотрим электрическую поляризацию, возникающую в окрестности блоховских и квазиблоховских доменных границ в эпитаксиальных пленках редкоземельных ферритов-гранатов. Расчеты электрических свойств пленки проводятся в рамках концепции полярного магнитоэлектрического эффекта, разработанной в работе [15], которая заключается в следующем: в *Fe* –подсистеме возможно формирование доменных границ, которые, являются источниками эффективного неоднородного магнитного поля. Эффективное магнитное поле действует на магнитные и электродипольные моменты РЗ ионов.

Таким образом, собственное магнитное поле, создаваемое доменной стенкой в подсистеме железа, разрушает антисегнетоэлектрическую структуру редкоземельных ионов, в результате чего появляется нескомпенсированный электродипольный момент и электрическая поляризация.

В случае неоднородного магнитного поля ситуация становится совершенно иной:

$$\Delta p(h) = \sum_{k=1}^{6} [p^{(k)}(h(r^{(k)})) - p^{(k)}(h(r^{(k+6)}))]$$
(4.2)

Поляризация по определению – это дипольный момент, отнесенный к единице объема,  $P = \frac{\Delta p}{\Delta V}$ , где  $\Delta V = a^3$  объем элементарной ячейки редкоземельного феррита-граната. Учитывая (4.2) поляризация запишется в виде  $P = q\delta p$ , где  $q = d/2\sqrt{2}la^2$ . Графики зависимости поляризации  $P(\xi)$ ,  $\xi = y/l$ ,  $l = \sqrt{A/K_u}$  для *Eu* и *Ho* в безразмерных единицах  $\delta p = P/q$ . Расчет значения q для *Eu* и *Ho* выполнены, с использованием значений, приведенных в табл. 1:

$$q_{EulG} \sim 0.5 \cdot 10^{-8} \frac{C}{m^2}, q_{HoIG(T \sim 78K)} \sim 0.2 \cdot 10^{-6} \frac{C}{m^2} q_{HoIG(T \sim 4K)} \sim 0.2 \cdot 10^{-5} \frac{C}{m^2}.$$
 (4.3)

Начнем с анализа электрической поляризации в непосредственной близости от 180° блоховской доменной стенки, определяющееся по закону sin  $\theta = th\xi Eu$  и *Ho* при  $kT > \mu H_{ex}, T > T_N \sim 78K, kT < \frac{\Delta_0}{2}$  (рисунок 4.3). В этом случае существует только одна компонента поляризации  $P_{[\bar{1}10]}$  перпендикулярная плоскости вращения намагничивания ( $\bar{1}10$ ). На рисунке 4.3 б, с показаны резкие различия поляризации *Ho* при  $kT > \mu H_{ex}$  (рисунок 4.3 б) и  $kT < \frac{\Delta_0}{2}$  (рисунок 4.3 с). Для случаев *Eu* (рисунок 4.3 а) и *Ho* при  $kT > \frac{\Delta_0}{2}$  (рисунок 4.3 б) поведение электрической поляризации похоже: поляризация меняет знак вдоль ДС и достигает двух максимумов по всей области доменной стенки, исчезает в центре ДС. Напротив, в случае *Ho* при  $kT < \frac{\Delta_0}{2}$  поляризация не меняет своего направления (знака), принимает нулевое значение при  $\theta \sim 11^0$  и достигает максимума при  $\theta \sim 10^\circ$ .





Рисунок 4.3. Распределение электрической поляризации 180° блоховской ДГ.а) *Eu*, b) *Ho* at  $kT > \mu H_{ex}$ , c) *Ho* at  $kT < \frac{\Delta_0}{2}$ .

Далее рассмотрим эти два характерных случая: 1) поляризация *Eu* и 2) поляризация *Ho* при низких температурах. На рисунке 4.4, 4.5 показана электрическая поляризация на квазиблоховских 180° ДС с различными

компонентами взаимодействия  $\gamma_{[1\bar{1}0]}$  (рисунок 4.4а ,4.5а) *Eu* (рисунок 4.4б ,4.5б) и *Ho* при  $kT < \frac{\Delta_0}{2}$  (рисунок 4.4с ,4.5с). Желтая кривая обозначает модуль поляризации; синие, зеленые и красные кривые обозначают проекции поляризации и намагниченности на оси при  $e_x$ ||[11 $\bar{2}$ ],  $e_y$ ||[ $\bar{1}10$ ],  $e_z$ ||[111]. Видно, что на графиках 4.3, 4.4, в случае квазиблоховской доменной стенки появляются ненулевые компоненты поляризации  $P_{[11\bar{2}]}$ ,  $P_{[111]}$ , что приводит к увеличению результирующей поляризации. Профили зависимости поляризации становятся сложными, на поляризационных кривых появляется несколько максимумов и минимумов.





а) распределение компонент намагниченности для  $180^{\circ}$  ДГ, б) приведенная поляризация *P* для  $180^{\circ}$  ДГ *Eu*, с) приведенная поляризация *P* для  $180^{\circ}$  ДГ *Ho* 

$$kT < \frac{\Delta_0}{2}.$$







Рисунок 4.5. 180°ДГ, ДГ вдоль {211} ( $\psi$ =30°),  $\kappa = K_c/K_u = -10, Q=1,a$ ) распределение компонент намагниченности для 180°ДГ, б) приведенная поляризация *P* для 180°ДГ *Eu*, с) приведенная поляризация *P* для 180°ДГ *Ho* 

$$kT < \frac{\Delta_0}{2}.$$

По сравнению с поляризацией в окрестности 71° блоховской ДС, реализующейся в редкоземельных феррит - гранатовых кристаллах [94] электрическая поляризация 180° блоховской ДС в редкоземельных ферритгранатовых пленках имеет отличительные особенности. В РФГ кристаллах максимум поляризации совпадает с максимумом магнитной неоднородности, сосредоточенной в центре ДС; поляризация исчезает на краях ДС. Напротив, в РЗ ФГ пленках электрическая поляризация достигает минимальных значений вдоль ДС; в частности, минимум поляризации наблюдается вблизи центра ДС в *Eu* и *Ho* при  $kT > \mu H_{ex}$  максимум поляризации не совпадает с максимумом магнитной неоднородности.

Руководствуясь концепцией неоднородного магнитоэлектрического эффекта [74], можно ожидать наибольшую электрическую поляризацию в центре ДС, где магнитная неоднородность наиболее выражена. Однако в случае пленок *Eu* и *Ho* в этой области электрическая поляризация 180° блоховской ДС

уменьшается. Это говорит о том, что в понятие неоднородного магнитоэлектрического эффекта должно быть привнесено дополнительный анализ с целью захвата специфических свойств конкретной мультиферроидной структуры.

### 4.4. Магнитоэлектричество редкоземельных ионов и ионов железа Fe<sup>3+</sup>

МЭ эффект в  $\Phi\Gamma$  связан с поляризуемостью редкоземельных ионов в *с*позициях и ионов железа  $Fe^{3+}$  в *d*-позициях. В данном параграфе рассчитана электрическая поляризация (111) - ориентированной пленки  $\Phi\Gamma$  на магнитной неоднородности, обусловленной различием объемной и поверхостной магнитной анизотропии. Схематически неоднородное распределение намагниченности вида 90° ДГ, реализующееся в этом случае показано на рисунке 4.6.



Рисунок 4.6. Геометрия задачи.

Кристаллическая структура ферритов - гранатов состоит из двух примитивных ячеек, смещенных относительно друг друга вектором  $\left(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}\right)$ , выраженных в единицах параметров решетки. Элементарная ячейка кристалла граната содержит 24 редкоземельных иона. Положения 12 ионов, принадлежащих первой примитивной ячейке, приведены в *таблице 1* (k = 1÷12) [15,94].

k	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$r^{(k)}$	$0\frac{3}{4}\frac{3}{8}$	$0\frac{1}{4}\frac{1}{8}$	$\frac{3}{8}0\frac{3}{4}$	$\frac{1}{8}0\frac{1}{4}$	$\frac{3}{4}\frac{3}{8}0$	$\frac{1}{4}\frac{1}{8}0$	$0\frac{1}{4}\frac{5}{8}$	$0\frac{3}{4}\frac{7}{8}$	$\frac{5}{8}0\frac{1}{4}$	$\frac{7}{8}0\frac{3}{4}$	$\frac{1}{4}\frac{5}{8}0$	$\frac{3}{4}\frac{7}{8}0$
k	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
$r^{(k)}$	$\frac{1}{2}\frac{1}{4}\frac{7}{8}$	$\frac{1}{2}\frac{3}{4}\frac{5}{8}$	$\frac{7}{4}\frac{1}{8}\frac{1}{2}$	$\frac{5}{4}\frac{1}{8}\frac{3}{2}$	$\frac{1}{8}\frac{7}{2}\frac{1}{4}$	$\frac{3}{8}\frac{5}{2}\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}\frac{3}{4}\frac{1}{8}$	$\frac{1}{2}\frac{1}{4}\frac{3}{8}$	$\frac{1}{2}\frac{1}{4}\frac{3}{8}$	$\frac{3}{4}\frac{1}{8}\frac{1}{2}$	$\frac{3}{8}\frac{1}{2}\frac{1}{4}$	$\frac{1}{8}\frac{3}{2}\frac{1}{4}$
$e_x^{(k)}$	110	110	011	011	101	101	110	110	011	011	101	101
$e_{y}^{(k)}$	110	110	011	011	101	101	110	$\overline{1}\overline{1}0$	$01\overline{1}$	011	101	$\overline{1}0\overline{1}$
$e_z^{(k)}$	001	001	100	100	010	010	001	001	100	100	010	010

Таблица 1. Координатные оси редкоземельных ионов.

Как было показано в работе [94] магнитоэлектрический вклад k-го редкоземельного иона в свободную энергию кристалла вычисляется по формуле:

$$E_{me}^{(k)} = d_x E_x^{(k)} m_y^{(k)} m_z^{(k)} + d_y E_y^{(k)} m_x^{(k)} m_z^{(k)} + d_z E_z^{(k)} m_x^{(k)} m_y^{(k)}.$$
 (4.4)

Суммируем по всем 24 редкоземельным ионам элементарной ячейки (см. *таблицу 1*), используем соотношение и получаем магнитоэлектрическую энергию примитивной ячейки феррита граната

$$E_{me} = \sum_{k=1}^{24} E_{me}^{(k)} \tag{4.5}$$

Электрическая поляризация материала определяется как удельный электрический дипольный момент элементарных ячеек.

$$P_{\alpha} = -\frac{1}{a^3} \frac{\partial E_{me}}{\partial E_{\alpha}}, \qquad \alpha = x, y, z$$
(4.6)

где *а*~12 Å размер ячейки.

Компоненты вектора Р в кристаллографических координатах записываются следующим образом:

$$P_{x}(r) = -\frac{\tilde{a}_{+}}{2} \left( \frac{\partial(m_{x}m_{y})}{\partial y} - \frac{\partial(m_{x}m_{z})}{\partial z} \right) + \frac{\tilde{a}_{z}}{2} \left( \frac{\partial(m_{y}^{2} - m_{z}^{2})}{\partial x} \right),$$

$$P_{y}(r) = -\frac{\tilde{a}_{+}}{2} \left( \frac{\partial(m_{y}m_{z})}{\partial z} - \frac{\partial(m_{x}m_{y})}{\partial x} \right) + \frac{\tilde{a}_{z}}{2} \left( \frac{\partial(m_{z}^{2} - m_{x}^{2})}{\partial y} \right),$$

$$P_{z}(r) = -\frac{\tilde{a}_{+}}{2} \left( \frac{\partial(m_{x}m_{z})}{\partial x} - \frac{\partial(m_{y}m_{z})}{\partial y} \right) + \frac{\tilde{a}_{z}}{2} \left( \frac{\partial(m_{x}^{2} - m_{y}^{2})}{\partial z} \right),$$
(4.7)
$$\Gamma_{z}e \tilde{a}_{\pm} = \frac{d_{x} + d_{y}}{a^{2}}, \tilde{a}_{z} = \frac{d_{z}}{a^{2}}.$$

В качестве примера был рассмотрен феррит - гранат *Eu* с температурой магнитного упорядочения 295 K,  $d_x=d_y=d_z=d$ ,  $K_c=6\cdot10^2$ J/m<sup>3</sup>,  $\kappa=K_u/K_c=0.1$ ,  $A=2\cdot10^{-6}$  J/m<sup>2</sup> для *Eu*,  $\xi = z/\Delta$ ,  $\Delta = \sqrt{A/K}$ .

На рисунке 4.7 показано изменение  $P(\xi)/q$ , q=2/d, где компоненты поляризации взяты в системе отсчета Ox //[11 $\overline{2}$ ], Oy //[1 $\overline{1}0$ ], Oz //[111].



Рисунок 4.7. Изменение поляризации *P* (ξ) *Eu*, связанные с электрическими дипольными моментами редкоземельных ионов (*Eu*<sup>3+</sup>), кривые 1, 2, 3 обозначают компоненты *P<sub>x</sub>*, *P<sub>y</sub>*, *P<sub>z</sub>*.

Рассмотрим ионы  $Fe^{3+}$ , занимающие тетраэдрические участки ('d'положения) в элементарной ячейке ферритовых гранатов. d-позиции можно визуализировать, начиная с правильных тетраэдров, вписанных в куб, оси которых совпадают с краями элементарной ячейки. Затем куб растягивается вдоль края элементарной ячейки <001> и затем поворачивается вокруг этой оси через противоположные углы  $\beta$ , что приводит к созданию двух типов узлов для этой общей оси искажения. Элементарная ячейка феррита - граната содержит 24 ионов железа  $Fe^{3+}$ . В локальных осях (*табл. 2*) магнитоэлектрический вклад *k*-го 'd'иона в свободную энергию кристалла, будучи инвариантным относительно операций симметрии тетраэдра, читается:

$$E_{me}^{(k)} = C \left( E_z^{(k)} m_x^{(k)} m_y^{(k)} + E_x m_y^{(k)} m_z^{(k)} + E_y m_x^{(k)} m_z^{(k)} \right), \quad \text{где} \quad C \quad - \quad \text{параметр}$$

системы.

Локальные оси и локальные координаты 24 положений ионов  $Fe^{3+}$  в элементарной ячейке, выраженные через параметр решетки а, приведены в *таблице 2*.

k	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$r^{(k)[4]}$	$0\frac{3}{4}\frac{1}{8}$	$0\frac{3}{4}\frac{5}{8}$	$\frac{3}{4}\frac{1}{8}0$	$\frac{3}{4}\frac{5}{8}0$	$\frac{1}{8}0\frac{3}{4}$	$\frac{5}{8}0\frac{3}{4}$	$0\frac{1}{4}\frac{7}{8}$	$0\frac{1}{4}\frac{3}{8}$	$\frac{1}{4}\frac{7}{8}0$	$\frac{1}{4}\frac{3}{8}0$	$\frac{7}{8}0\frac{1}{4}$	$\frac{3}{8}0\frac{1}{4}$
k	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
$r^{(k)[4]}$	$\frac{1}{2}\frac{1}{4}\frac{5}{8}$	$\frac{1}{2}\frac{1}{4}\frac{1}{8}$	$\frac{1}{4}\frac{5}{8}\frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}\frac{1}{8}\frac{1}{2}$	$\frac{5}{8}\frac{1}{2}\frac{1}{4}$	$\frac{1}{8}\frac{1}{2}\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}\frac{3}{4}\frac{3}{8}$	$\frac{1}{2}\frac{3}{4}\frac{7}{8}$	$\frac{3}{4}\frac{3}{8}\frac{1}{2}$	$\frac{3}{4}\frac{7}{8}\frac{1}{2}$	$\frac{3}{8}\frac{1}{2}\frac{3}{4}$	$\frac{7}{8}\frac{1}{2}\frac{3}{4}$

Таблица 2. Координатные оси 3d ионов.

Сегнетоэлектрический вклад 'd'-ионов в поляризацию:

$$P_{\alpha} = -\frac{1}{a^{3}} \frac{\partial E_{me}}{\partial E_{\alpha}}, \ \alpha = x, y, z$$
$$P_{x} = C \cos\left(2\beta\right) \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}\right) m_{y} m_{z}$$

$$P_{y} = C \cos\left(2\beta\right) \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}\right) m_{x} m_{z},$$

$$P_{z} = C \cos\left(2\beta\right) \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}\right) m_{x} m_{y} \left(\frac{\partial(m_{x}^{2} - m_{y}^{2})}{\partial z}\right)$$

$$(4.8)$$

На рисунке 4.8 показано изменение  $\mathbf{P}(\xi)/C$ , где компоненты поляризации взяты в системе отсчета  $Ox //[11\overline{2}], Oy //[1\overline{1}0], Oz //[111].$ 



Рисунок 4.8. Распределение электрической поляризации  $P(\xi)$  *Eu*, связанные с ионами железа  $Fe^{3+}$ , кривые 1, 2, 3 обозначают компоненты  $P_x$ ,  $P_y$ ,  $P_z$ .

Магнитоэлектрический эффект в феррит - гранатах связан с поляризуемостью редкоземельных ионов в додекаэдрических (с) позициях и 3-хвалентных ионов железа в тетраэдрических (d) позициях. В результате действия неоднородного магнитного поля в кристаллах и пленках феррит - гранатов возникает нескомпенсированный дипольный момент. Отметим, что вклады f – и d - ионов в результирующую поляризацию различны.

В реальных образцах необходимо учитывать дефектность структуры, легирование и связанное с этим увеличение числа ионов  $Fe^{2+}$ ,  $Fe^{4+}$ , занимающих октаэдрические (а) позиции, которые также вносят свой вклад в магнитоэлектрические свойства ферритов - гранатов.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 4

В данной главе рассмотрены проявления магнитоэлектрического эффекта в пленках редкоземельных ферритов - гранатов (РЗ ФГ) в рамках концепции полярного механизма МЭ эффекта, разработанной в [15]. В соответствии с данной концепцией, неоднородное магнитное поле воздействует на связанную систему магнитных и электродипольных моментов РЗ ионов и может приводить к появлению результирующей электрической поляризации в системе. В качестве источников неоднородного магнитного поля могут выступать неоднородные распределения намагниченности в образце.

Проведено электрических свойств исследование магнитных неоднородностей в пленках редкоземельных ферритов - гранатов, рассмотрены неоднородностей: 1) неоднородное распределение два вида магнитных намагниченности в пленке РЗФГ, возникающее вследствие разницы объемной и поверхностной магнитной анизотропии в пленке; 2) неоднородное распределение 180<sup>0</sup> доменных в окрестности намагниченности границ. отметим, что возникновение 180<sup>°</sup> доменных границ в пленках ферритов - гранатов обусловлено действием одноосной магнитной анизотропии.

Впервые рассчитана электрическая поляризация в окрестности 180<sup>0</sup> доменных границ в пленках РЗФГ. Показано, что в пленках РЗФГ электрическая поляризация возникает в окрестности блоховских доменных границ. Проведен анализ изменения электрических свойств 180<sup>0</sup> доменных границ при выходе намагниченности из плоскости доменной границы.

58

Исследованы электрические свойства пленок РЗФГ с неоднородным распределением намагниченности по толщине пленке. Учтены электродипольные моменты РЗ ионов и ионов  $Fe^{3+}$ . Показано, что вклады электродипольных моментов РЗ ионов и ионов  $Fe^{3+}$  в электрическую поляризацию, возникающую на магнитной неоднородности, различны.

# ГЛАВА 5. МИКРОМАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ НЕОДНОРОДНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ В ПЛЕНКАХ ОДНООСНОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА ТИПА ФЕРРИТОВ -ГРАНАТОВ

#### 5.1. Введение

В данной главе исследованы магнитоэлектрические свойства микромагнитных В магнитоодноосных структур пленках С флексомагнитоэлектрическим эффектом. С этим связано обнаружение в пленках ферритов-гранатов явление смещения ДГ под действием неоднородного электрического поля, создаваемого заряженной иглой, поднесённый к [12]. особенностей наблюдаемого поверхности пленки Анализ явления (зависимость направления смещения о направления электрического поля и отсутствия зависимости от направления намагниченности в домене, резкое усиление эффекта при уменьшении расстояния между иглой и стенкой и т.д.), позволил авторам предположить, что эффект имеет магнитоэлектрическую природу. Однако последняя особенность, которая проявляется только на ДГ дало эффект обусловлен наличием неоднородного основание утверждать, что магнитоэлектрического взаимодействия (НМЭВ) в пленках ферритов-гранатов, рассмотренным впервые в [74]. В тоже время в работе [14] было дано другое объяснение обнаруженному явлению, связанное с условиями проведения эксперимента. Согласно [14], существенно неоднородное электрическое поле может привести к индуцированию в области его действия неоднородной анизотропии, которая будет проявляться как дефект. В зависимости от направления поля дефект может представлять «потенциальную яму» или «потенциальный барьер», в результате ДГ будет притягиваться или отталкиваться от него.

Известно. воздействие неоднородного что магнитного поля на определенный участок поверхности магнитоодноосной пленки может привести к зарождению в них цилиндрических магнитных доменов треугольной формы [95]. Аналогичное явление было обнаружено и в работе [96], в которой наблюдали зарождение подобных доменов в неоднородном электрическом поле, а также в работе [97], где с помощью сфокусированного лазерного импульсного облучения были индуцированы вертикальные блоховские линии в образце. Поэтому в данной работе будем исходить из того, что сам факт неоднородности поля может повлиять и на зарождение ДГ, и на его трансформацию, и на его смещение

В данной работе рассчитаны магнитные и электрические характеристики ДΓ. поведение. индуцированное локальным воздействием а также их электрического поверхность пленки. Исследовано поля на вызываемые электрическим полем фазовые переходы между микромагнитными структурами в пленке мультиферроика. Было найдено новое решение уравнений Эйлера-Лагранжа, которое соответствует 0-градусной доменной границе неелевского типа, которая возникает только под влиянием неоднородного электрического поля. Проведен анализ сопутствующей электрической поляризации, возникающей вблизи неоднородностей, магнитных И оценен критические значения электрических полей, требуемых для перехода в новую магнитную фазу.

## 5.2. Основные уравнения. Виды магнитных неоднородностей: 180°, 0° ДГ

Рассмотрим одноосную ферромагнитную пленку, в которой имеет место неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие (ФМЭ эффект). Будем полагать, что легкая ось анизотропии, а так же внешнее электрическое поле  $\mathcal{E}$ , действующее на пленку, совпадают с нормалью к её поверхности **n**. Систему координат выберем таким образом, что бы ось Oz||**n**, а ось Oy совместим с направлением, вдоль которого магнетик неоднороден (рисунок 5.1).

61



Рисунок 5.1. Геометрия задачи.

В этом случае энергия возможных магнитных неоднородностей с учетом НМЭВ, приведенная к площади сечения пластины плоскостью *xOz*, запишется в виде [7,10]:

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ A \left[ \left( \frac{d\varphi}{dy} \right)^2 + \cos^2 \varphi \left( \frac{d\theta}{dy} \right)^2 \right] + K_u (\sin^2 \theta \, \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) + \varepsilon_{\text{HM3B}} + 2\pi M_s^2 \sin^2 \varphi \right\} dy,$$
(5.1)

где  $\theta$ ,  $\varphi$ -углы, определяющие единичный вектор намагниченности **m**=**M**/*M*<sub>s</sub> (рисунок 5.1), причем **m**=(cos $\varphi$  sin $\theta$ , sin $\varphi$ , cos $\varphi$  cos $\theta$ ), *A*- обменный параметр, *K*<sub>u</sub>- константа одноосной анизотропии, *M*<sub>s</sub>- намагниченность насыщения,  $\varepsilon_{\rm нмэв}$  - плотность энергии НМЭВ. Считая пластину достаточно толстой, пренебрегаем влиянием размагничивающих полей, обусловленных поверхностными магнитными зарядами, на структуру и свойства магнитных неоднородностей, возможных в данном магнетике. Полагаем, что выражение для  $\varepsilon_{\rm нмэв}$  определяется следующей формулой [98]:

$$\varepsilon_{{}_{HM36}} = \mathcal{E}(b_1 \mathbf{m} div\mathbf{m} + b_2 \mathbf{m} rot\mathbf{m}), \tag{5.2}$$

которое с учетом выбранного направления *E* и системы координат (рисунок 5.1) и можно записать в виде:

$$\varepsilon_{\rm HM3B} = \mathcal{E}M_s^2 \left[ (b_1 \cos^2 \varphi + b_2 \sin^2 \varphi) \cos \theta \frac{d\varphi}{dy} + b_2 \sin \theta \sin \varphi \cos \varphi \frac{d\theta}{dy} \right], \quad (5.3)$$

где $b_1$ ,  $b_2$ -константы НМЭВ.

Будем считать, что внешнее электрическое поле  $\boldsymbol{\mathcal{E}}$ , величина которого задается выражением

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 / \operatorname{ch}(y/L), \tag{5.4}$$

действует в ограниченной области пространства; здесь L- определяет размер этой области вдоль оси Оу,  $\mathcal{E}_0$ -величину напряженности в центре области действия поля (y=0).

Тогда уравнения Эйлера-Лагранжа, отвечающие минимуму энергии (5.1) с учетом (3) и записанные в безразмерных величинах, примут вид:

$$\frac{d}{d\xi} \left( \cos^2 \varphi \frac{d\theta}{d\xi} \right) - \sin \theta \cos \theta \cos^2 \varphi + (\lambda_1 + \lambda_2) f(\xi) \sin \theta \cos^2 \varphi \frac{d\varphi}{d\xi} + \lambda_2 \sin \theta \sin \varphi \cos \varphi \frac{df}{d\xi} = 0,$$

$$\frac{d^2 \varphi}{d\xi^2} - \sin \varphi \cos \varphi \left[ \cos^2 \theta - \left( \frac{d\theta}{d\xi} \right)^2 \right] + (\lambda_1 + \lambda_2) f(\xi) \sin \theta \cos^2 \varphi \frac{d\theta}{d\xi} + (\lambda_1 \cos^2 \varphi + \lambda_2 \sin^2 \varphi) \cos \theta \frac{df}{d\xi} - Q^{-1} \sin \varphi \cos \varphi = 0,$$
(5.5)

где  $\lambda_i = \mathcal{E}_0 M_s^2 b_i / 2K_u \Delta_0$  – приведенное (к характерным величинам  $\varepsilon_i = 2K_u \Delta_0 / M_s^2 b_i$ , i = 1,2) поле,  $Q = K_u / 2\pi M_s^2$  – фактор качества материала,  $\xi = y / \Delta_0$ ,  $\Delta_0 = \sqrt{A/K_u}$ ,  $f(\xi) = ch^{-1}(\xi/l)$ ,  $l = L/\Delta_0$ .

Уравнения Эйлера-Лагранжа, отвечающие минимуму энергии (1) представляют собой существенно нелинейные дифференциальные уравнения II порядка с непостоянными коэффициентами; они описывают структуру и свойства магнитных неоднородностей, возможных в рассматриваемом магнетике. В силу невозможности нахождения их решений аналитически будем искать их путем численного интегрирования полученных уравнений.

# 5.3. Магнитная структура и электрическая поляризация180°ДГ под действием неоднородного электрического поля

В основе численного исследования уравнений (5.5) был положен метод множественной стрельбы с применением итерационной процедуры по Ньютону [99], апробированный в [100]. Из результатов численной реализации задачи для случая НМЭВ с  $b_1 = b_2$ , следует, что при действии электрического поля на образец, происходит изменение топологии 180° ДГ: она из ДГ блоховского типа ( $\varphi = 0$ ) преобразуется в ДГ с некруговой траекторией вектора намагниченности ( $\varphi = \varphi(y)$ ) [101], т.е. с выходом вектора **m** из плоскости вращения магнитных моментов (рисунок 5.2).



Рисунок 5.2. Графики, иллюстрирующие распределение намагниченности **m** в 180° ДГ, представленные через зависимости её угловых переменных  $\theta$ ,  $\varphi(a)$  и через её компоненты  $m_x$ ,  $m_y$ ,  $m_z$  (б) от  $\xi$  при следующих значениях параметров:

$$\lambda = 0,1 \ (b_1 = b_2), \ Q = 3, \ l = 5.$$

Последнее означает, что ДГ благодаря ФМЭ механизму [12,14] становится заряженной. При этом величина дифференциальной поляризации ДГ *p*, определяемая по формуле:

$$p = -\frac{\partial \mathcal{E}_{\text{HM3B}}}{\partial \varepsilon},\tag{5.6}$$

будет уже отличной от нуля (в данном случае p>0) и стенка будет притягиваться к источнику поля. Величина *р*является четной ограниченной функцией от *у* (рисунок 5.3), достигающей максимального значения  $p_m$ в центре стенки. Здесь  $p=v p_0$ , где  $p_0 = M_s^2 b_i / \Delta_0$  и v – соответственно, характерная и приведенная величины поляризации. Аналогичная зависимость от уимеет место и для  $\varphi = \varphi(y)$ . Отсюда следует, что чем больше величина поля  $\varepsilon_0$ , тем больше максимальный угол выхода **m** из плоскости стенки ( $\varphi_m$ ), а вместе с ним и величина  $p_m$ .



Рисунок 5.3. График зависимости величины *v*, определяющей дифференциальную поляризацию 180° ДГ, от *ξ*. Линия 1 соответствует λ=0.1, 2 – λ=0.488, 3 – λ=5; остальные параметры те же, что и на рисунке 5.2.

Согласно расчетам при дальнейшем возрастании  $\mathcal{E}_0$  максимальный угол выхода  $\varphi_m = \varphi(0)$  увеличивается и при определенном значении поля  $\mathcal{E}_0 = \lambda_i \mathcal{E}_i = 0.4 \mathcal{E}_1$  (т. к.  $b_1 = b_2$ , то  $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$ ,  $\lambda_1 = \lambda_2 = 0.4$ ),становится равным  $\pi/2$ , т.е. в ней появляется неелевский участок закона поворота **m** в переходном слое (вблизи y=0). Последний затем расширяется и при достижении полем величины  $\mathcal{E}_{0c} = 0.488 \mathcal{E}_1$  180° ДГ полностью становится неелевской (рисунок 5.4, здесь  $m_x=0$ ). Полученный результат согласуется с расчетами [82,95], в которых также утверждается, что структура 180° ДГ в однородном электрическом поле, превышающем некоторое критическое значение, становится неелевской. Следует отметить, что в этих работах анализ трансформации структуры стенки не рассматривался.



Рисунок 5.4. Графики зависимости компонент  $m_x, m_y, m_z$  от  $\xi$  при  $\lambda$ =0.488  $(b_1=b_2)$ ; остальные параметры те же, что и на рисунке 2.

Исследования показывают (рисунок 5.5), что критическое поле перехода в неелевскую стенку  $\mathcal{E}_{0c} = \lambda_c \mathcal{E}_1$  существенным образом зависит от размера области неоднородности электрического поля *L*: с уменьшением *L*величина  $\mathcal{E}_{0c}$ возрастает, а при  $L \rightarrow 0$ , значение критического поля  $\mathcal{E}_{0c}$  становится неограниченным ( $\mathcal{E}_{0c} \rightarrow \infty$ ), с другой стороны, при возрастании *L* величина  $\mathcal{E}_{0c}$ уменьшается и при  $L \rightarrow \infty$  достигает некоторого предельного значения, совпадающего со значением  $\mathcal{E}_{0c}$  в случае действия однородного поля  $\mathcal{E}$  на доменную стенку.



Рисунок 5.5. Графики зависимости величины  $\lambda_c$ , определяющей критические поля перехода 180° ДГ из квазиблоховской структуры в неелевскую от величины обратной*l*. Линия 1 соответствует *Q*=15, линия 2 – *Q*=5, линия 3 – *Q*=3, линия 4 – *Q*=1.5.

Такая зависимость вполне объяснима тем вкладом, которое вносит НМЭВ в общую энергию (5.1). В частности, энергия НМЭВ, определяемая выражением

$$E_{\rm HM3B} = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_{\rm HM3B} \, dy, \qquad (5.7)$$

пропорциональна размеру области действия неоднородного электрического поля L, а также величине  $\mathcal{E}_0$ . Отсюда следует, что  $E_{\rm нмэв} = cL\mathcal{E}_{0c}$ , где c - некоторая константа. Таким образом, можно утверждать, что чем меньше размер области действия поля L, тем большей величины необходимо приложить поле, чтобы 180° ДГ стала неелевской и наоборот. В силу того, что при значении поля  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{0c}$  структура 180° ДГ будет всегда неелевской, то константа c практически не будет зависеть от L.

При дальнейшем увеличении величины  $\mathcal{E}_0$  структура 180°ДГ претерпевает ряд трансформаций, связанных с возникновением дополнительных экстремумов

на графиках зависимостей компонент вектора **m** от координаты y (рисунок 5.6). При этом стенка остается неелевской, а величина  $p_m$ непрерывно растет.



Рисунок 5.6. График зависимости компонент  $m_x$ ,  $m_y$ ,  $m_z$  от  $\xi$  при  $\lambda$ =6. Остальные параметры те же, что и на рисунке 5.2.

Соответственно, интегральная величина поляризации *P*, определяемая по формуле

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} p(y) \, dy, \tag{5.8}$$

также будет увеличиваться (рисунок 5.7, здесь *P*=*Np*<sub>0</sub>).



Рисунок 5.7. Графики зависимости параметра *N* для 180° ДГ от

приведенного поля  $\lambda$  при Q=3, l=5. Сплошная линия соответствует случаю учета

НМЭВ с  $b_1 = b_2 \neq 0$ , штриховая  $-b_1 \neq 0$ ,  $b_2 = 0$ , пунктирная  $-b_1 = 0$ ,  $b_2 \neq 0$ .

До сих пор предполагалось, что  $b_1=b_2$ , т.е. вклад обеих параметров, которые определяют интенсивности соответствующих частей НМЭВ в ФМЭ эффект, одинаков [74]. В тоже время, выражение для плотности энергии НМЭВ, представленное, в [98] виде (2), предполагает, что эти вклады возможно отличаются. Поэтому необходимо выяснить в рамках данной задачи степень влияния каждой части НМЭВ на структуру и поляризацию ДГ.

Из расчетов следует (рисунок 5.8, 5.9), что в малых полях эти вклады носят аддитивный характер [81], но различаются по степени их воздействия на ДГ. В частности, вклад, обусловленный наличием в  $\varepsilon_{\rm нмэв}$  слагаемого, содержащего rotm(второй тип), приводит к более существенным изменениям структуры (увеличение  $\varphi_m$  и ширины угловой зависимости  $\varphi = \varphi(y)$  происходит сильнее), чем вклад, связанный с divm (первый тип). Однако их вклады в дифференциальную поляризациюр отличаются не только количественно, но и качественно. Так поляризация *p*, обусловленная парциальным вкладом НМЭВ второго типа, имеет распределение по координате у (рисунок 5.9), коррелирующее с угловой зависимостью  $\varphi = \varphi(y)$  (рисунок 5.8). В то же время распределение поляризации, обусловленное первым типом НМЭВ, описывается также четной ограниченной функцией, но с двумя пиками, симметрично расположенными относительно оси ординат и с p(0)=0. Таким образом, в первом случае при включении поля в ДГ может возникнуть двойной электрический слой. В случае же  $b_1 = b_2$  их совместное действие также приводит к гауссовскому распределению величины v с максимальным значением поляризации в центре стенки. Влияние первого типа НМЭВ на результирующую поляризацию приводит лишь к некоторому уширению функции p=p(y) в местах, где первой тип НМЭВ дает максимальный вклад в нее. Можно отметить, что в больших полях их вклады уже не являются

аддитивными (это особенно заметно при анализе величины  $p_m$ на. В данном случае они значительно усиливают друг друга, что связано с нелинейным характером уравнений (5). При этом можно отметить, что при значении поля, равным $\mathcal{E}_{0c}$ , на графиках зависимости  $p_m$  от  $\mathcal{E}_0$  для обоих вкладов имеется излом: характер зависимостей меняется от крутого подъема при малых  $\mathcal{E}_0 < \mathcal{E}_{0c}$ , до более пологого возрастания при бо́льших  $\mathcal{E}_0 > \mathcal{E}_{0c}$ . Аналогично ведет и величина интегральной поляризации *P* (рисунок 5.8), что связано с перестройкой структуры 180°ДГ: она трансформируется отквазиблоховского типак неелевскому.



Рисунок 5.8. Графики зависимости  $\varphi$  от  $\xi$  для 180° ДГ при  $\lambda$ =0.485,Q=3,l=5. Здесь штриховая линия соответствует случаю, когда в НМЭВ  $b_1 \neq 0, b_2$ =0, пунктирная –  $b_1$ =0,  $b_2 \neq 0$ , сплошная- $b_1$ = $b_2 \neq 0$  (совместный вклад обоих типов НМЭВ).



Рисунок 5.9. Графики зависимости параметра *N* для 180° ДГ от приведенного поля λ при *Q*=3, *l*=5. Сплошная линия соответствует случаю учета НМЭВ с *b*<sub>1</sub>=*b*<sub>2</sub>≠0, штриховая −*b*<sub>1</sub>≠0, *b*<sub>2</sub>=0, пунктирная −*b*<sub>1</sub>=0, *b*<sub>2</sub>≠0.

### 5.4. 0° -градусные доменные границы

Анализ уравнений Эйлера-Лагранжа (5.5) показывает, что в неоднородном электрическом поле вида (5.4) возможны также решения, соответствующие 0 - градусным ДГ (0° ДГ). Они представляют собой магнитную неоднородность, разделяющую два домена с одинаковым направлением намагниченности  $\mathbf{m}_0$  в них и имеющую гауссовский характер зависимости  $\theta = \theta(y)$  [100, 102].0° ДГ имеют важное значение в процессах спиновой переориентации магнетика от одного направления к другому, в которых они играют роль зародышей перемагничивания [102, 103]. Кроме того, такие неоднородности могут образоваться в магнетиках на дефектах типа «потенциальная яма» [100]. В данной ситуации возникновение 0° ДГ в одноосных ферромагнетиках с НМЭВ в неоднородном электрическом поле является вполне закономерным явлением, т.к. действие такого рода поля на магнитные моменты ограничено в пространстве и проявляет себя как дефект, индуцированный электрическим полем. Конечно механизм его воздействия на магнетик может быть двояким и привести еще к неоднородному смещению

однотипных ионов и в конечном счете к индуцированию дополнительной анизотропии, которая будет также пространственно неоднородной [14, 17]. Однако в данном случае ограничимся рассмотрением только первого механизма.

Таким образом зарождение 0° ДГ в неоднородном электрическом поле, как и в случае зарождения 0° ДГ на дефектах типа «потенциальная яма», изученным в [100], носит пороговый характер, т. к. 0° ДГ появляются только в полях  $\mathcal{E}_0$ , превышающих некоторое критическое значение  $\mathcal{E}_{0n}$  (в частности, при  $\mathcal{E}_0 > \mathcal{E}_{0n} =$ 0.719  $\mathcal{E}_1$  для случая  $L=10\Delta_0, Q=3, b_1=b_2$ , рисунок 5.10). Справедливости ради надо отметить, что 0° ДГ в рассматриваемым магнетике может зародиться и в однородном поле. Однако его энергия при этом будет положительной и следовательно, такая 0° ДГ не будет устойчивой.

Как видно из рисунка 5.10, в момент зарождения 0°ДГ имеет неблоховскую структуру, в которой зависимость  $\varphi = \varphi(y)$  является функцией нечетной. Последнее означает, что вполне достаточно исследовать область y>0. В этом случае, как следует из рисунка 10, в момент своего зарождения (при  $\mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_{0n}$ ) функция  $\varphi(y)$  имеет в области y>0 лишь один максимум ( $\varphi_m = \varphi(y_1)$ ), который является немалой величиной:  $\varphi_m \sim 70^\circ$ . Однако при возрастании  $\mathcal{E}_0$  на графике зависимости  $\varphi = \varphi(y)$  (рисунок 13) появляется еще один минимум ( $y = y_2$ ), который расположен в области  $\varphi(y)<0$ , причем его координата находится правее координаты максимума функции  $\varphi(y)$  ( $y_1 < y_2$ ). Очевидно, при  $y>y_2$  на графике зависимости имеется точка перегиба  $y_p$ , которая, согласно [104], определяет ширину  $\Delta$  угловой зависимости  $\varphi = \varphi(y)$ .


Рисунок 5.10. Графики зависимости параметра  $\lambda_n$  от величины *l* для 0° ДГ при *Q*=3. Штриховая линия соответствует случаю учета вклада НМЭВ первого типа, пунктирная – второго типа, сплошная – случаю учета совместного вклада НМЭВ.

# При возрастании величины поля $\mathcal{E}_0$ координаты у<sub>2</sub> точки минимума функции $\varphi(y)$ , а вместе с ним и точки перегиба $y_p$ смещаются в сторону меньших значений у. При этом глубина минимума $|\varphi(y_2)|$ растет при одновременном уменьшении высоты максимума $\varphi(y_1)$ , а ширина $\Delta$ также уменьшается. При больших значениях $\mathcal{E}_0$ (в частности, для значений $L=5\Delta_0$ , Q=3, при $\mathcal{E}_0>9.3\mathcal{E}_1$ ) происходит возникновение допольнительного максимума и одного минимума на графике зависимости $\theta = \theta(y)$ . Такая существенная трансформация структуры 0° ДГ, которая происходит при увеличении напряженности $\mathcal{E}_0$ , приводит к возрастанию поляризации ДГ, как величины $p_m$ (рисунок 5.11), так и её интегральной величины *P*.



Рисунок 5.11. Графики зависимости величины v для 0° ДГ от  $\xi$  при ,Q=3,  $l=5, b_1=b_2$ . Линия 1 соответствует  $\lambda=0,719, 2-\lambda=1,5, 3-\lambda=2,5$ .

Значение поля зарождения  $\mathcal{E}_{0n} = \lambda_n \mathcal{E}_1$  существенно зависит от размера *L* области действия неоднородного поля: чем больше величина *L*, тем при меньших критических полях зарождаются 0° ДГ и наоборот (рисунок 5.12).



Рисунок 5.12. Графики зависимости параметра  $\lambda_n$  от величины *l* для 0° ДГ при *Q*=3. Штриховая линия соответствует случаю учета вклада НМЭВ первого типа, пунктирная – второго типа, сплошная – случаю учета совместного вклада НМЭВ.

Следует отметить, что аналогичная зависимость имеет место и при рассмотрении в одноосных пленках условий возникновения 0° ДГ на дефектах типа «потенциальная яма» [100, 102, 105]. С другой стороны с возрастанием размера L амплитуда  $\theta_m$  и поляризация  $p_m$  уменьшаются. Кроме того с возрастанием величины поля  $\mathcal{E}_0$  на графике зависимости дифференциальной поляризации p от координаты возникают два дополнительных пика (симметрично расположенных относительно начала координат) с одновременной трансформацией максимума p(y) в точке y=0 в относительный минимум. В результате значение p (0) уменьшается при возрастании L, в то время как интегральная величина поляризации P увеличивается.

Приведенные выше явления зарождения 0° ДГ и дальнейшей его трансформации в неоднородном электрическом поле изучались для случая  $b_1 = b_2$ . Однако расчеты показывают, что влияние парциальных вкладов НМЭВ, в структуру 0° ДГ существенно отличаются от той картины, которая имела место для 180° ДГ. В частности, поле зарождения 0° ДГ в исследуемом магнетике, найденное при учете лишь вклада НМЭВ первого типа ( $b_1 \neq 0, b_2 = 0$ ), ощутимо меньше ( $\mathcal{E}_{0n} = 2.173\mathcal{E}_1$ , при  $L = 5\Delta_0$ , Q = 3), чем поле зарождения - при учете вклада второго типа ( $\mathcal{E}_{0n} = 2,737\mathcal{E}_2, b_1 = 0, b_2 \neq 0, L$  и Q – те же значения). Более того характеристики 0° ДГ при учете различных типов НМЭВ, в момент зарождения также значительно отличаются: в первом случае  $\theta_m \sim 165^{\circ}$ ,  $\varphi_m \sim 56^{\circ}$ ,  $\Delta = 5\Delta_0$ (эффективный размер 0° ДГ), а во втором случае  $\theta_m \sim 175^0$ ,  $\varphi_m \sim 62^0$ ,  $\Delta = 2.6\Delta_0$ . С возрастанием значения электрического поля  $\mathcal{E}_0$  величины  $\theta_m$  и  $\varphi_m$  в обоих случаях уменьшаются, однако данная тенденция происходит для первого случая более второго случая. Кроме того, обнаруженное ранее замедлено, чем для возникновение еще одного минимума на графиках зависимости при у>0 с возрастанием  $\mathcal{E}_0$  имеет место только в случае учета вклада НМЭВ первого типа, причем значение этого минимума ( $|\varphi(y_2)|$ ) увеличивается с возрастанием  $\mathcal{E}_0$ . Таким образом, можно утверждать, что часть НМЭВ, обусловленного наличием в нем divm, приводит к более существенной трансформации структуры 0° ДГ, чем та

часть НМЭВ, в выражении которого содержится *rot***m**. Отсюда вытекает, что основной вклад в величину индуцированной поляризации 0° ДГ вносит первый тип НМЭВ.

В процессе ряда структурных трансформаций 180° ДГ, происходящих под действием неоднородного электрического поля, величина поляризации p(y), а также интегральная величина поляризации  $P = Np_0 (N$ - приведенная величина поляризации), которая определяется выражением

$$P=\int_{-\infty}^{\infty}p(y)dy$$

непрерывно растут. При достижении полем величины  $\mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_{0c}$  меняется характер зависимости P=P( $\mathcal{E}_0$ ) (на его графике имеется излом): при  $\mathcal{E}_0 < \mathcal{E}_{0c}$  наблюдается резкий подъем, характеризующийся скачкообразным увеличением величины P в зависимости от  $\mathcal{E}_0$ , а при  $\mathcal{E}_0 > \mathcal{E}_{0c}$  имеет место очень медленное (адиабатическое) её возрастание (рисунок 5.13).



Рисунок 5.13. Графики зависимостей параметра *N* для180° ДГ от приведенного поля λ при *Q*=3. Линия 1 соответствует *L*=5, 2 - *L*=10, 3 -*L*=15.

Таким образом, электрическое поле, направленное вверх, индуцирует связанные заряды положительного знака. В результате  $180^{\circ}$  ДГ притягивается к источнику поля. В этом отношении интересно получить зависимость энергии  $180^{\circ}$  ДГ от смещения ее центра, определяемая величиной  $\xi_0$  относительно центра поля ( $\xi = 0$ ), считая, что они не совмещены. Такая зависимость представлена на Рисунке 5.14, из которой следует, что минимум этой зависимости достигается при  $\xi_0 = 0$ , т.е. центр ДГ стремится совместиться с центром поля. Это вполне объяснимо, т.к в этом случае взаимодействие между ними будет максимальным.



Рисунок 5.14. Зависимость энергии 180° ДГ от смещения поля при Q=3, *l*=5, b<sub>1</sub>=b<sub>2</sub>. Линия 1 соответствует λ=0.2, 2 - λ=0.48, 3 - λ=1.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 5

Анализ полученных данных показывает, что при наложении электрического поля, направленного нормально к поверхности пленки и действующего в ограниченной её области, приводит к трансформации распределения намагниченности в 180° ДГ: её структура (первоначально блоховского типа)

78

преобразуется в квазиблоховскую с выходом вектора намагниченности т из плоскости стенки. При этом благодаря ФМЭ механизму ДГ становится заряженной, величина поляризации которой описывается четной, ограниченной функцией гауссовского типа. Дальнейшее увеличение поля приводит к возрастанию одновременно интегральной поляризации Р и максимального угла  $\varphi_m$ . Последний все время увеличивается вплоть до значения  $\varphi_m = \pi/2$ , что означает возникновение в структуре ДГ неелевского участка, который затем разрастается. Наконец, при достижении полем некоторого критического значения  $\mathcal{E}_{0c}$  180° ДГ становится полностью неелевской. При другом значении поля  $\mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_{0n}$ , немного бо́льшим по величине, чем  $\mathcal{E}_{0c}$ , зарождается магнитная неоднородность типа 0° ДГ, которая уже в момент её образования является неблоховской (div**m**≠ 0). Она, соответственно, имеет определенную поляризацию, интегральная величина которой с возрастанием  $\mathcal{E}_0$  также увеличивается. Согласно расчетам, поле зарождения 0° ДГ  $\mathcal{E}_{0n}$  существенно зависит от ширины области действия поля *L*:чем больше*L*, тем меньше  $\mathcal{E}_{0n}$  и при  $L \rightarrow \infty$  поле  $\mathcal{E}_{0n}$  асимптотически быстро стремится к величине  $\mathcal{E}_{0n} = 0.3 \mathcal{E}_1$ . Таким образом, поля  $\mathcal{E}_{0c}$  и  $\mathcal{E}_{0n}$  являются характерными величинами, при достижении которых качественно меняются структура и свойства магнитных неоднородностей. В частности, при  $\mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_{0c}$  на графике зависимости поляризации Р от  $\mathcal{E}_0$  имеется излом, что можно было бы наблюдать в эксперименте. К сожалению, в работах [12,14], в которых приводятся экспериментальные наблюдения процессов зарождения и трансформации магнитных неоднородностей в неоднородном электрическом поле, имеется В основном качественная картина изучаемого явления. Поэтому количественные оценки характерных полей невозможно осуществить в том числе потому, что в этих работах изучались (210)-ориентированные пленки, в которых существенное влияние на структуру и свойства магнитных неоднородностей оказывают ромбическая и «скошенная» ромбическая анизотропии [85, 103]. В данной работе анализ магнитных неоднородностей рассмотрен в одноосном ферромагнетике. Однако общая картина поведения микромагнитных структур в неоднородном

электрическом поле, полученная здесь, в основном, не противоречит экспериментальным данным [12,14].

Необходимо отметить, что закономерности зарождения Õ ЛΓ В магнитоодноосной пленке в неоднородном электрическом поле, полученные в данной работе, во многом идентичны процессам образования 0° ДГ на дефектах типа «потенциальная яма». Ещё одним фактором, подтверждающим сходство этих явлений является зависимость энергии 0° ДГ от величины поля  $\mathcal{E}_0$  при определенном его значении энергия 0° ДГ становится отрицательной (например, для Q=3,  $L=10\Delta_0$ , при  $\mathcal{E}_0>5.4\mathcal{E}_1$ ) и, следовательно, её образование становится энергетически более выгодным, чем однородное состояние магнетика (как и в случае с 0° ДГ, зарождающимися на соответствующих дефектах). Таким образом действие неоднородного электрического поля на магнетик, в котором имеет место НМЭВ, аналогично по вызываемым последствиям наличию в образце дефекта типа «потенциальная яма». Однако есть и отличия, которые заключаются в следующем. Во-первых, ФМЭ эффект всегда приводит к трансформации существующих или к образованию новых магнитных неоднородностей таким образом, чтобы они соответствовали неблоховской структуре, в результате чего на ДГ возникает поляризация. Во-вторых, 0° ДГ при наличии в магнетиках НМЭВ может возникать в них и в однородном электрическом поле, хотя её энергия является положительной.

Следует отметить, что в работе исследовалось также парциальные вклады НМЭВ, обусловленные наличием в (5.2) соответствующих слагаемых (*divm* и *rotm*), в структуру магнитных образований, возникающих в неоднородном поле. Выяснилось, что на  $180^{\circ}$  ДГ более сильное влияние оказывает часть НМЭВ второго типа, а на  $0^{\circ}$  ДГ – часть НМЭВ первого типа. Такая избирательность вкладов разного типа возможно объясняется тем, что НМЭВ второго типа, легче изменить структуру  $180^{\circ}$  ДГ, в которой уже имеется «завихрение» магнитных моментов (точнее замыкание магнитного потока в ДГ), чем структуру  $0^{\circ}$  ДГ, не обладающей такой особенностью.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы неоднородные магнитоэлектрические эффекты, в пленках ферромагнетиков типа ферритов - гранатов, рассчитана электрическая поляризация, проявляющаяся в окрестности магнитных неоднородностей в области интерфейса пленок и магнитных доменных границ, исследовано влияние магнитного и электрического поля на электрическую поляризацию и намагниченность пленок.

Основные результаты работы:

1) Рассчитана электрическая поляризация обменно – связанной ферромагнитной пленки со сложным характером магнитной анизотропии. Показано, что учет кубической анизотропии приводит к выделению определенного направления электрической поляризации. Рассмотрено воздействие магнитного электрическую поля на поляризацию И намагниченность пленки. Показано, что магнитное поле, приложенное вдоль оси трудного намагничивания, приводит к повороту вектора электрической поляризации Р (от направления [011] к направлению [010] (ОТН) для (001) – пленки), эффект наблюдается при учете кубической магнитной анизотропии.

2) Построены Р – Н диаграммы, иллюстрирующие зависимости электрической поляризации (Р) обменно – связанной пленки от величины и направления внешнего магнитного поля (Н), рассмотрены две геометрии – поле в плоскости пленки и по нормали к поверхности пленки. Рассчитаны возможные магнитные конфигурации (блоховские, неелевские, смешанного типов), реализующиеся при намагничивании пленки, и возникающая в их окрестности электрическая поляризация. Определены основные различия полевых зависимостей электрической поляризации для случаев ферро – и антиферромагнитного упорядочения в окрестности границы раздела сред.

3) В рамках концепции полярного механизма магнитоэлектрического взаимодействия в ферритах гранатах, обусловленного взаимодействием

редкоземельной (РЗ) подсистемы и подсистемы ионов железа, рассчитана электрическая поляризация неоднородно намагниченных эпитаксиальных пленок ферритов - гранатов. Проведено сравнение магнитоэлектрических вкладов, обусловленных РЗ (f -) ионами и *Fe*3+ (d-) ионами. Показано, что электрическая поляризация может быть реализована в пленках ферритов гранатов в окрестности блоховских доменных границ. Рассчитаны графики распределения поляризации в окрестности 180° блоховских и квазиблоховских доменных границ редкоземельных (P3) ферритов гранатов.

4) Разработана модель взаимодействия магнитных доменных границ с неоднородным электрическим полем. Исследована трансформация 180° доменных границ (блоховская ДГ – квазиблоховская ДГ – неелевская ДГ), индуцированная действием локального электрического. поля, направленного по нормали к поверхности пленки. Показано, что благодаря ФМЭ механизму ДГ становится электрически заряженной (возникает электрическая поляризация). Увеличении величины электрического поля приводит к возрастанию интегральной поляризации Р и максимального угла выхода намагниченности из плоскости ДГ.

5) Теоретически описаны процессы зарождения магнитной неоднородности типа 0° ДГ, с неблоховским характером разворота вектора намагниченности. Рассчитаны и проанализированы изменения электрической поляризации, возникающей благодаря флексомагнитоэлектрическому (ФМЭ) механизму в окрестности 180° и 0° ДГ. Исследовано влияние парциальных ФМЭ. обусловленных вкладов наличием в них divm И *rot***m** В рассматриваемые явления. Показано, что на 180° ДГ более сильное влияние оказывает часть НМЭВ, содержащей rotm, а на 0° ДГ – часть НМЭВ, содержащей *div***m**.

81

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает огромную признательность и благодарность научному руководителю доктору физико-математических наук, заведующему лабораторией теоретической физики Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН Зухре Владимировне Гареевой за постановку задач, обсуждение хода исследований, помощь при проведении расчётов, анализе результатов, за руководство диссертацией, а также за получение бесценного опыта за время подготовки работы.

Отдельную благодарность выражаю доктору физико-математических наук, заведующему кафедрой теоретической физики ФТИ БашГУ Вахитову Роберт Миннисламовичу за консультирование, за обсуждение полученных результатов исследования, за ценные советы, и за поддержку, которая была им оказана при возникновении трудностей.

Автор выражает искреннюю благодарность кандидату физикоматематических наук Солонецкому Ростиславу Владимировичу за сотрудничество и за помощь при численных расчётах.

Также выражаю огромную признательность доктору физикоматематичских наук, профессору физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова Пятакову Александру Павловичу за руководство грантом и сотрудничество.

В заключение хочу поблагодарить мужа и своих родных за всестороннюю помощь и поддержку.

## СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

- МЭ эффект магнитоэлектрический эффект;
- ФМЭ флексомагнитоэлектрический эффект;
- НМЭВ неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие;
- РЗ редкоземельный;
- ФГ ферриты гранаты;
- ДС доменная стенка;
- НМЭВ неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие;
- ДГ доменная граница;
- *H* магнитное поле;
- E электрическое поле;
- *Р* электрическая поляризация;
- М намагниченность;
- А-константа неоднородного обменного взаимодействия;
- *К*<sub>1</sub>- константа наведенной анизотропии типа «легкая ось»;
- *K*<sub>2</sub> константа наведенной анизотропии типа «легкая плоскость»;
- *К*<sub>с</sub> константа кубической анизотропии;
- *J* константа межслойного обменного взаимодействия;

 $P_{j}(j=x,y,z)$  – компоненты вектора электрической поляризации;

 $\theta$ ,  $\varphi$ -углы, определяющие единичный вектор намагниченности **m**=**M**/*M*<sub>s</sub>, причем **m**=(cos $\varphi$  sin $\theta$ , sin $\varphi$ , cos $\varphi$  cos $\theta$ );

 $\chi_e$  –электрическая поляризуемость;

Е-электрическое поле;

*V* – объем двухслойной пленки;

С – параметр системы;

А – размер ячейки;

ΔV – объем элементарной ячейки редкоземельного феррита-граната;

*К*<sub>*u*</sub>- константа одноосной анизотропии;

*М*<sub>*s*</sub> – намагниченность насыщения;

 $\varepsilon_{\rm HMЭB}$ – плотность энергии НМЭВ;

L – размер ограниченной области пространства вдоль которого магнетик неоднороден;

 $\mathcal{E}_0$  – величина напряженности в центре области действия поля (*y*=0);

 $\lambda_i$  – приведенное поле;

*Q*- фактор качества материала;

 $b_1$ ,  $b_2$ -константы НМЭВ;

*р* и *v* – соответственно, характерная и приведенная величины поляризации;

*N* – приведенная величина поляризации.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Spaldin, N. A. Advances in magnetoelectric multiferroics / N. A. Spaldin and R. Ramesh //Nat. Mater. – 2019. – V. 18. – Is. 3. – P. 203-212.

2. Wu, S. M. Reversible electric control of exchange bias in a multiferroic field-effect device / S.M. Wu, S.A. Cybart, P. Yu, M.D. Rossell, J.X. Zhang, R. Ramesh, R.C. Dynes // Nature Mater. – 2010. – V. 9. – P. 756-761.

3. Звездин, А.К. Мультиферроики: перспективные материалы микроэлектроники, спинтроники и сенсорной техники / А.К. Звездин, А.С. Логгинов, Г.А. Мешков, А.П. Пятаков // Известия РАН, Серия физическая. - 2007. - Т. 71.-№ 11.-С. 1604-1605.

4. Hu, J.-M. A simple bilayered magnetoelectric random access memory cell based on electric-field controllable domain structure / J.-M. Hu, Zh. Li, J. Wang, J. Ma, Y. H. Lin, C. W. Nan, // Journal of Applied Physics. – 2010. – V. 108, № 4. –P. 043909 (6).

5. Еремина, Р.М. Осцилляции в спектре ЭПР интерфейсов мультиферроик/ферроэлектрик GdMnO3/SrTiO3 и YbMnO3/SrTiO3 / Р.М. Еремина, Т.П. Гаврилова, И.И. Фазлижанов, И.В. Яцык, Д.В. Мамедов, А.А. Суханов, В.И. Чичков, Н.В. Андреев, Х.-А. Круг фон Нидда, А. Лойдл // Физика низких температур. – 2015. – Т. 41. – С. 57-61.

 Khomskii, D.I. Multiferroics: different ways to combine magnetism and ferroelectricity /D.I. Khomskii // J. Magn. Magn. Mater. – 2006. – Vol. 306. – P. 1-8.

Tokura, Y. Multiferroics with Spiral Spin Orders / Y. Tokura, S. Seki
 // Advanced materials. – 2010. – V. 22, № 14. – P. 1554 – 1565.

Fiebig, M. Revival of the magnetoelectric effect / M .Fiebig // J.
 Physics D: Appl .Phys . - 2005 . - V. 38 . - P. 123-152.

9. O'Dell, T.H. An induced magneto-electric effect in yttrium iron garnet / T.H. O'Dell // Philos. Mag. – 1967. – V. 16, iss. 141. – P. 487-494. 10. Cardwell, M.J. The Second Order Magnetoelectric effect in ittrium iron garnet/ M.J. Cardwell // Phys. state sol. (b). – 1971. – V. 45. – P. 597-601.

Кричевцов, Б.Б. Гигантский линейный магнитоэлектрический
 эффект в пленках ферритов-гранатов / Б.Б. Кричевцов, В.В. Павлов, Р.В.
 Писарев // Письма в ЖЭТФ. – 1989. – Т. 49, – № 8. – С. 466-469.

Логгинов, А.С. Магнитоэлектрическое управление доменными границами в пленке феррита граната / А.С. Логгинов, Г.А. Мешков, А.В. Николаев, А.П. Пятаков // Письма в ЖЭТФ. – 2007. – Т. 86, № 2. – С. 124 - 127.

13. Pyatakov, A.P. Magnetically switched electric polarity of domain walls in iron garnet films / A.P. Pyatakov, D.A. Sechin, A.S. Sergeev, A.V. Nikolaev, E.P. Nikolaeva, A.S. Logginov, A.K. Zvezdin // Europhysics Letters. – 2011. - V. 93,  $N \ge 1 - P. 17001(5)$ .

14. Кабыченков, А.Ф. Магнитоэлектрический эффект в пленках гранатов с наведенной магнитной анизотропией в неоднородном электрическом поле / А.Ф. Кабыченков, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2013. – Т. 97, вып. 5. – С. 304 – 308.

 Popov, A.I. Symmetry and magnetoelectric effects in garnet crystals and films / A.I. Popov, D.I. Plokhov, A.K. Zvezdin // Physical review B. – 2014 – V. 90 – P. 214427 (9).

16. Пятаков, А.П. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики / А.П. Пятаков, А.К. Звездин // УФН. – 2012. – Т. 182, №6. – С. 593-620.

17. Арзамасцева, Г.В. Свойства обладающих магнитоэлектрическим эффектом эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов с (210)-ориентацией / Г.В. Арзамасцева, А.М. Балбашов, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, А.Г.Темирязев, М.П.Темирязева //ЖЭТФ. – 2015. – V 147. – Р. 793-810.

18. Wang, J. Multiferroic Materials: Properties, Techniques, and Applications/ J. Wang,// Boca Raton, FL : CRC Press, Taylor & Francis Group. Series: Series in Materials Science and Engineering, 2017. – 392 p.

19. Бухараев, А.А. Стрейнтроника — новое направление микро- и наноэлектроники и науки о материалах / А.А. Бухараев, А.К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов //УФН. – 2018. – Т. 188. – С. 1288-1330.

20. Hur, N. Electric polarization reversal and memory in a multiferroic material induced by magnetic fields / N. Hur, S. Park, P. Sharma, J. Ahn, S. Guha, and S. Cheong. // Nature. – 2004. – V. 429. – P. 392–395.

21. Kleemann, W. Multiferroic and magnetoelectric materials –
Developments and perspectives / W. Kleemann, P. Borisov , V. V. Shvartsman, S.
Bedanta // The European Physical Journal Conferences. – 2012. –V. 29. –P. 00046
(8).

22. Jia, T. Domain switching in single-phase multiferroics / T. Jia, Z. Cheng, H. Zhao, H. Kimura // Appl. Phys. Rev. – 2018. – V. 5. – P. 021102 (24).

23. Wang, K.F. Multiferroicity: the coupling between magnetic and polarization orders /K.F. Wang, J.-M. Liu, Z.F. Ren // Adv. Phys. – 2009. – Vol. 58. – P. 321-448.

24. Звездин, А.К. Фазовые переходы и гигантский магнитоэлектрический эффект в мультиферроиках / А.К. Звездин, А.П. Пятаков // УФН. - 2004. - Т. 174,№4.-С. 465-470.

25. Liu, M. Giant electric field tuning of magnetic properties in multiferroic ferrite/ferroelectric heterostructures / M. Liu, O. Obi, J. Lou, Y. Chen, Z. Cai, S. Stoute, M. Espanol, M. Lew, X. Situ, K.S. Ziemer, G.V. Harris, N.X. Sun // Adv. Funct. Mater. –2009. –V. 19. – P. 1826-1831.

26. Dong, S. Vortex magnetic field sensor based on ring-type magnetoelectric laminate / S. Dong, J.F. Li, D. Viehland et al. // Appl. Phys. Lett. – 2004. – V. 85, № 16. – P. 3534–3536.

27. Mostovoy, M. Ferroelectricity in spiral magnets/ M. Mostovoy // Physical Review Letter. – 2006. – T. 96, № 6. – P. 067601 (10).

28. Дзялошинский, И.Б. К вопросу о магнитоэлектрическом эффекте в антиферромагнетиках / И.Б. Дзялошинский // ЖЭТФ. – 1959. – Т. 37. – С. 881-882.

29. Туров, Е. А. Новые физические явления в магнетиках, связанные с магнитоэлектрическим и антиферроэлектрическим взаимодействиями /Е. А. Туров, В. В. Николаев // Успехи физ. наук. – 2005. – Т. 175, вып. 5. – С. 457-473.

Khomskii, D. Classifying multiferroics: Mechanisms and effects / D.
 Khomskii // Physics. - 2009. - V. 2. - P. 1 - 8.

31. Cheong, S-W. Multiferroics: a magnetic twist for ferroelectricity / SW. Cheong, M. Mostovoy // Nature. – 2007. – V. 6. – P. 13-20.

32. Catalan, G. Physics and application of bismuthferryte / G. Catalan,
J.F. Scott // Adv. Mater. - 2009. - V. 21. - P. 2463-2485.

33. Popov, A.I. Quantum theory of magnetoelectricity in rare-earth multiferroics: Nd, Sm, and Eu ferroborates / A.I. Popov, D. I. Plokhov, A.K. Zvezdin // Phys. Rev. B. – 2013. – V. 87. – P. 024413(7).

34. Lee, S. Electric field control of the magnetic state in BiFeO3 single crystals / S. Lee, W. Ratcliff, S.-W. Cheong, V. Kiryukhin // Appl. Phys. Lett. – 2008. – V. 92. – P.192906 (3).

35. Попов, Ю.Ф. Особенности магнитных, магнитоэлектрических и магнитоупругих свойств мультиферроика ферробората самария SmFe[3] (BO[3]) / Ю.Ф. Попов Ю.Ф. и др. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2010. – Т. 138, вып. 2. – С. 226-230.

36. Lee, S. Negative magnetostrictive magnetoelectric coupling of BiFeO3 / S. Lee, M.T. Fernandez-Diaz, H. Kimura, Y. Noda, D.T. Adroja, S. Lee, J. Park, V. Kiryukhin, S.-W. Cheong, M. Mostovoy, J.-G. Park // Phys. Rev. B. – 2013. – Vol. 88. – P. 060103-589.

37. Neaton, J. B. First-principles study of spontaneous polarization in multiferroic BiFeO3 / J. B. Neaton, C. Ederer, U. V. Waghmare, N. A. Spaldin, K. M. Rabe // Phys. Rev. B. – 2005. – V. 71. – P. 014113 (9).

Lisenkov, S. Electric-Field-Induced Paths in Multiferroic BiFeO3
 from Atomistic Simulations / S. Lisenkov, D. Rahmedov, L. Bellaiche // PRL. –
 2009. – V. 103. – P. 047204.

39. Ratcliff, W. II. Electric-field-controlled antiferromagnetic domains in epitaxial BiFeO3 thin films probed by neutron diffraction / W. Ratcliff II, Zahra Yamani V. Anbusathaiah, T. R. Gao, P. A. Kienzle, H. Cao, and I. Takeuchi // Phys. Rev. B. -2013. -V. 87. -P. 140405(R).

40. Ascher, E. Some properties of ferromagnetoelectric nickel-iodine boracite, Ni3B7O13I / E. Ascher, H. Rieder, H. Schmid, and H. Stossel // Journal of Applied Physics. – 1966. – V. 37. – P. 1404-1405.

41. Кадомцева, А.М. Магнитоэлектрические и магнитоупругие свойства редкоземельных ферроборатов / А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев, А.П. Пятаков, С.С. Кротов, К.И. Камилов, В.Ю. Иванов, А.А. Мухин, А.К. Звездин, А.М. Кузьменко, Л.Н. Безматерных, И.А. Гудим, В.Л. Темеров//Физика Низких Температур. - 2010. – Т. 36, вып. 6. – С. 640-653.

42. Калинкин, А. Н. Пленки и монокристаллы BiFeO3 как перспективный неорганический материал для спинтроники / А. Н. Калинкин, В. М. Скориков // Журнал неорганической химии. – 2010. – Т. 55, № 11. – С. 1903–1919.

43. Kadomtseva, A M. Phase transitions in multiferroic BiFeO3 crystals, thin-layers, and ceramics: enduring potential for a single phase, room-temperature magnetoelectric 'holy grail'/ A. M. Kadomtseva, Yu. F. Popov, A. P.Pyatakov, G.P. Vorob'ev, A.K. Zvezdin, D. Viehland//Phase Transit. – 2006. – V. 79. – P. 1019-1042.

44. Zvezdin, A. K. Magnetoelectric and Magnetoelastic Interactions in NdFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> Multiferroics/ A. K. Zvezdin , G.P. Vorob'ev , A.M. Kadomtseva,

Yu.F. Popov, A.P. Pyatakov, L.N. Bezmaternykh, A. V. Kuvardin, E. A. Popova// JETP Letters.– 2006. – V. 83, № 11. – P. 509–514.

45. Popova, M. N. Optical spectroscopy of PrFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub>: Crystal field and anisotropic Pr-Fe exchange interactions./M. N. Popova, T. N. Stanislavchuk, B. Z. Malkin, and L. N. Bezmaternykh // Phys. Rev. B. – 2009. – V. 80. – P. 195101 (13).

46. Slonzsewski, J. C. Interaction of Elastic Strain with the Structural Transition of Strontium Titanate / J. C. Slonzsewski, H. Thomas // Phys.Rev.B. – 1970. – V. 1, №.9. – P. 3599-3608.

47. Kimura, T. Spiral magnets as magnetoelectrics / T. Kimura //Annual Review of Materials Research. – 2007. –V.37. – P. 387–413.

48. Lorenz, B. Ferroelectricity in perovskite HoMnO<sub>3</sub> and YMnO<sub>3</sub> / B. Lorenz, Y.-Q. Wang, C.-W. Chu. // Physical Review B. – 2007.–V. 76. – P. 104405.

49. Lee, N. Mechanism of exchange striction of ferroelectricity in multiferroic orthorhombic HoMnO<sub>3</sub> single crystals / N. Lee, Y. Choi, M. Ramazanoglu, I. W Ratcliff, V. Kiryukhin, S.-W. Cheong // Physical Review B. - 2011. – V. 84. – P. 020101.

50. Feyerherm, R. Rare earth magnetism and ferroelectricity in RMnO<sub>3</sub> /
R. Feyerherm, E. Dudzik, O. Prokhnenko, and D. Argyriou. // Journal of Physics:
Conference Series. –2010. – V. 200. – P. 012032.

Dong, S. Recent progress of multiferroic perovskite manganites / S.
 Dong, J.-M. Liu. //Modern Physics Letters B. – 2012. – V. 26. – P. 1230004.

52. Kiryukhin, V., Order by static disorder in the Ising chain magnet Ca3Co2–xMnxO6. / V. Kiryukhin, S. Lee, I.W Ratcliff, Q. Huang, H. Yi, Y. Choi, S. Cheong // Physical Review Letters. – 2009. – V. 102. – P. 187202.

53. Radaelli, P. A neutron diffraction study of RMn2O5 multiferroics / P.
Radaelli, L. Chapon. // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2008. – V. 20. – P.
434213 (15).

54. Kimura, T. Inversion-symmetry breaking in the noncollinear magnetic phase of the triangular-lattice antiferromagnet CuFeO<sub>2</sub> / T. Kimura, J.C. Lashley, A.P. Ramirez //Physical Review B. – 2006. – T. 73. – P. 220401(4).

55. Pyatakov, A.P. Nature of unusual spontaneous and field induced phase transitions in multiferroics RMn205 / A.P. Pyatakov, A.M. Kadomtseva, G.P. Vorob'ev, Yu.F. Popov, S.S. Krotov, A.K. Zvezdin, M.M. Lukina // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2009. – V.321. – P. 858-860.

56. Kumarashi, A. Control of the multiferroic transition in  $Ni_3V_2O_8$  by transition metal doping/ A. Kumarashi, G. Lawes // Phys. Rev. B – 2011. – Vol. 84. – P. 064447 (7).

57. Vaknin, D. Weakly coupled antiferromagnetic planes in single-crystal LiCoPO4/D. Vaknin, J.L. Zarestky, L.L. Miller, J.-P. Rivera, H. Schmid // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 65. – P. 224414 (10).

58. Toft-Petersen, R. Magnetic phase diagram of magnetoelectric LiMnPO4 / R. Toft-Petersen, N.H. Andersen, H. Li, J. Li, W. Tian, S.L. Bud'ko, Thomas B.S. Jensen, C. Niedermayer, M. Laver, O. Zaharko, J. W. Lynn, and D. Vaknin // Phys. Rev. B. – 2012. – Vol. 85. – P. 224415 (7).

59. Li, J Tweaking the spin-wave dispersion and suppressing the incommensurate phase in LiNiPO4 by iron substitution / J. Li, T.B.S. Jensen, N.H. Andersen, J.L. Zarestky, R.W. McCallum, J.-H. Chung, J.W. Lynn, D. Vaknin // Phys. Rev. B – 2009. – Vol. 79. – P. 174435(7).

60. Szewczyk, A. Phase transitions in single-crystalline magnetoelectric LiCoPO4 /A. Szewczyk, M.U. Gutowska, J. Wieckowski, A. Wisniewski, R. Puzniak, R. Diduszko // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 84. – P. 104419 (9).

61. Филиппов, Д.А. Гигантский магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах в области электромеханического резонанса / Д.А. Филиппов, М.И. Бичурин, В.М. Петров, В.М. Лалетин, Н.Н. Поддубная, G. Srinivasan // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30, вып. 1. – С. 15-20.

62. Liu, Y. A study of structural, ferroelectric, ferromagnetic, dielectric properties of NiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>–BaTiO<sub>3</sub> multiferroic composites / Y. Liu, Y. Wu, D. Li, Y. Zhang, J. Zhang, J. Yang // J. Mater. Sci.:Mater. Electron. – 2013. – Vol. 24. – P. 1900-1904.

63. Sun N.X. Voltage control of magnetism in multiferroic heterostructures and devices // SPIN. — 2012. — Vol. 02. — P. 1240004.

64. Zhong, C. G. Theory of the magnetoelectric effect in multiferroic epitaxial Pb(Zr<sub>0.3</sub>,Ti<sub>0.7</sub>)O<sub>3</sub>/La<sub>1.2</sub>Sr<sub>1.8</sub>Mn<sub>2</sub>O<sub>7</sub> heterostructures / C. G. Zhong // J. Phys. D: Appl. Phys.- 2008. - V.41. – P.115002.

65. Bayrashev, A. Low frequency wireless powering of microsistem using piezoelectric-magnetostrictive laminate composites / A. Bayrashev, W. Robbins,
B. Ziaie // Sensors and actuators. A. – 2004. – V. 114. – P. 244–249.

66. Sreenivasulu G. Magnetoelectric effect of (100-x) BaTiO<sub>3</sub>-(x)NiFe<sub>1.98</sub>O<sub>4</sub>, (x=20-80 wt %) particulate nanocomposites // G. Sreenivasulu, V. HariBabu, G. Markandeyulu, B.S. Murty //Appl. Phys. Lett. – 2009. – V. 94. – P. 112902 (3).

67. Gareeva, Z.V. Field-induced phase transitions and phase diagrams in BiFeO<sub>3</sub>-like multiferroics / Z.V. Gareeva, A.F. Popkov, S.V. Soloviov, A.K. Zvezdin // Phys. Rev. B. – 2013. – V. 87. – P. 214413 (12).

68. Ke, X. Magnetic structure of epitaxial multiferroic  $BiFeO_3$  films with engineered ferroelectric domains / X. Ke, P.P. Zhang, S.H. Baek, J. Zarestky, W. Tian, and C.B. Eom // Phys. Rev. B. – 2010. – V. 82. – P. 134448 (5).

69. Wang, J. Epitaxial BiFeO<sub>3</sub> multiferroic thin film heterostructures/ J. Wang, J.B. Neaton, H. Zheng, V. Nagarajan, S.B. Ogale, B. Liu, D. Viehland, V. Vaithyanathan, D.G. Schlom, U.V. Waghmare, N.A. Spaldin, K.M. Rabe, M. Wuttig, R. Ramesh // Science.- 2003. - Vol. 299. - P. 1719 - 1721.

70. Niyazov, L.N. Specific Features of Spontaneous Reorientation of the Magnetic Moment in a Single-Crystal Thin Plate of the Iron Garnet  $Tb_{0.2}Y_{2.8}$ 

Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> / L.N. Niyazov, B.Yu. Sokolov, M.Z. Sharipov // Phys. Solid State. – 2012. – V. 54, №9. – P. 1806 -1812.

71. Aliev, Sh. M. Remanent Magnetizations of Gadolinium Iron Garnet Sublattices Near the Compensation Point / Sh. M. Aliev , I. K. Kamilov, M. Sh. Aliev, Zh. G. Ibaev // Phys. Solid State. – 2014. – V. 56, №6. – P. 1114-1117.

72. Астров, Д.Н. Магнитоэлектрический эффект в окиси хрома / Д.Н.
 Астров // ЖЭТФ. – 1961. – Т. 40. – С. 1035 -1041.

73. Ландау, Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау,
 Е.М. Лифшиц. – М.: ГИФМЛ, 1959. – 532 с.

74. Барьяхтар, В.Г. Теория неоднородного магнитоэлектрического эффекта / В.Г. Барьяхтар, В.А. Львов, Д.А. Яблонский // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1983. – Т.37, № 12. – С. 565 - 567.

75. Logginov, A.S. Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films / A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev, E. P. Nikolaeva, A. P. Pyatakov, A. K. Zvezdin // Appl. Phys. Lett. – 2008. - V. 93. – P. 182510 -182513.

76. Lane, W.M. / Bennett clocking of nanomagnetic logic using multiferroic single-domain nanomagnets / W.M. Lane, S. Bandyopadhyay //Appl.
Phys. Lett. - 2010 - V. 97. - P. 173105 (4).

77. Gareeva, Z.V. Peculiarities of electric polarization in bi-layered longitudinally magnetized ferromagnetic film / Z.V. Gareeva, R.A. Doroshenko, N.V. Shulga, K. Harbusch // J. Magn. Magn. Mater. – 2009. – V. 321, iss. 9. – P. 1163-1166.

78. Logginov, A.S. Electric field control of micromagnetic structure / A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev, A.P. Pyatakov, V.A. Shust, A.G. Zhdanov, A.K. Zvezdin //JMMM. 2007. Vol. 310. P. 2569 - 2571.

79. Prosandeev, S. Control of vortices by homogeneous fields in asymmetric ferroelectric and ferromagnetic rings / S. Prosandeev, I. Ponomareva, I. Kornev, L. Bellaiche // Phys.Rev.Lett. -2008. - Vol.100. – P. 047201.

80. X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, Y. Tokura. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal // Nature. - 2010. - Vol. 465. – P. 901 – 904.

81. Вахитов, Р.М. Влияние электрического поля на структуру доменных границ в магнетиках с флексомагнитоэлектрическим эффектом / Р.М. Вахитов, А.Т. Харисов, Ю.Е. Николаев // ДАН. Физика. – 2014. Т. 455. – С. 150-152.

82. Шамсутдинов, М.А. Структура и динамика доменной стенки в ферромагнетике с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием/
М.А. Шамсутдинов, А.Т. Харисов, Ю.Е. Николаев // ФММ. – 2011. – V. 111. – Р. 472-479.

83. Борич, М.А. Структура и динамические свойства скрученной магнитной доменной границы в электрическом поле/М.А. Борич, А.П. Танкеев, В.В. Смагин // ФТТ. – 2016. – V. 58. – Р. 63-72.

84. Борич, М.А. Микромагнитная структура доменной границы с блоховскими линиями в электрическом поле /М.А. Борич, А.П. Танкеев, В.В. Смагин // ФТТ. – 2016. – V. 58. – Р. 1329-1337.

85. Вахитов, Р. М. Магнитные фазы и неоднородные микромагнитные структуры в феррит-гранатовой пленке с ориентацией (210)
/ Р. М. Вахитов, Р. Р. Исхакова, А. Р. Юмагузин // ФТТ. – 2018. – V. 60. – Р. 923-932.

86. Meshkov, G.A. Writing Vortex Memory Bits Using Electric Field /
G.A. Meshkov, A.P. Pyatakov, A.D. Belanovsky, K.A. Zvezdin, A.S. Logginov //
J. Magn. Soc. Jpn. – 2012. – V. 36. – P. 46-48.

87. Звездин, А.К. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие в мультиферроиках и вызванные им новые физические

эффекты / А.К. Звездин, А.П. Пятаков //Успехи физических наук. - 2009. - Т. 179. - С. 897-904.

88. Алфёров, Ж. И. Нобелевские лекции по физике — 2000/ Ж.И.
Алфёров, Г. Крёмер, Дж. С. Килби УФН. – 2002. – Т 172, вып. 9. – Р. 1067.

89. Климов, Д.М. Перспективы развития микросистемной техники в XXI веке / Д.М. Климов, А.А. Васильев, В.В. Лучинин, П.П. Мальцев // Микросистемная техника. -1999,№ 1.-С. 3-6.

90. Nan, C.-W. Multiferroic magnetoelectric composites: historical perspective, status, and future directions / C.-W. Nan, M. I. Bichurin, S. Dong, D. Viehland, and G. Srinivasan // Journal of Applied Physics. 2008.– V. 103, №. 3. – P. 031101(35).

91. Сукстанский, А.Л. Динамическая магнитная восприимчивость двухслойной пленки в сильном магнитном поле / А.Л. Сукстанский, Г.И. Ямпольская // Физика твердого тела. – 2000. – Т. 42, вып. 5. – С. 866-872.

92. Press, W.H. Numerical Recipes in C / Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. // Cambridge: Cambridge University. 1992. 994 p.

93. Izyumov, Yu. A. Neutron diffraction of magnetic materials/ Yu. A. Izyumov, V.I. Naish, and R.P. Ozerov //Springer, New York, 1991.

94. Popov, A. I. Magnetoelectricity of domain walls of rare-earth iron garnets / A. I. Popov, Z. V. Gareeva, A. K. Zvezdin //Phys. Rev. B. – 2015. – V.
92. – P. 144420 (10).

95. Иванов, А. П. Экспериментальное обнаружение нового механизма движения доменных границ в сильных магнитных полях / А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий, И.И. Никитин // ЖЭТФ. – 1983. – Т. 84. – Р.1006-1021.

96. Куликова, Д.П. Зарождение цилиндрических магнитных доменов в пленках ферритов гранатов с помощью электрического зонда / Д.П. Куликова, А.П. Пятаков, Е. П. Николаева, А.С. Сергеев, Т.Б. Косых, З. А. Пятакова, А.В. Николаев. // Письма в ЖЭТФ. – 2016. – V. 104. – С. 196-200.

97. Логгинов, А.С. Модификация структуры доменных границ и зарождение субмикронных магнитных образований методами локального оптического воздействия / А.С. Логгинов, А.В. Николаев, Е. П. Николаева, В.Н. Онищук // ЖЭТФ. – 2000. – V. 117. – Р. 571-581.

98. Dzyaloshiskii I. E. Magnetoelectricity in ferromagnets//Europhys.
 Lett. - 2008. - V. 83. - P. 67001 (2).

99. Холл, Дж. Современные численные методы решения обыкновенных дифференциальных уравнений / Дж. Холл, Дж. Уатт. – М: Мир, 1979. – 372 с.

100. Вахитов, Р.М. Особенности структуры микромагнитных образований на дефектах пленок ферритов-гранатов / Р.М. Вахитов, Т.Б. Шапаева, Р.В. Солонецкий, А.Р. Юмагузин // ФММ. – 2017. – Т. 118. – С. 571-575.

101. Hubert A., Schäfer R. Magnetic domains / Hubert A., Schäfer R.– Berlin: Springer-Verlag, 2009 – 696 p.

102. Вахитов, Р.М. Об одном механизме зародышеобразования в кристаллах с комбинированной анизотропией/ Р.М. Вахитов, А.Р. Юмагузин // ФТТ. – 2001. – V. 43. – Р. 65-71.

103. Вахитов, Р.М. Об одном механизме перемагничивания кристаллов с комбинированной анизотропией / Р.М. Вахитов, В.Е. Кучеров // ЖТФ. – 2000. – V. 70. – Р. 67-73.

104. Lilley, B.A. Energies and widths of domain boundaries in ferromagneticks /B.A. Lilley // Phil. Mag. – 1950. – V. 41. – P. 792-813.

105. Вахитов, Р.М. Структура магнитных неоднородностей в области дефекта одноосного кристалла. / Р.М. Вахитов, Е.Б. Магадеев // ФММ. – 2014. – V. 115. – Р. 906-912.

106. Nistor, I. Magnetic anisotropies in "210…-oriented bismuth substituted iron garnet thin films/ I. Nistor, C. Holthaus, S. Tkachuk. // J. Appl. Phys. – 2007. – V.101. – P. 09C526 (2).

## СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА

## Публикации в рецензируемых журналах

A1. Gareeva, Z.V. Electric polarization in bi-layered ferromagnetic film with combined magnetic anisotropy / Z.V. Gareeva, F.A. Mazhitova, R.A. Doroshenko, N.V. Shulga // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2015. - V. 385. - P. 60-64.

А2. Мажитова, Ф.А. Электрическая поляризация (100)ориентированной двухслойной ферромагнитной пленки/ Ф.А. Мажитова, З.В.
Гареева // Вестник Башкирского университета. – 2015. – Т. 20, №3. – С. 832-83.

A3. Gareeva, Z.V. Ferroelectric polarization in antiferromagnetically coupled ferromagnetic film / Z.V. Gareeva, F.A. Mazhitova, R.A. Doroshenko // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2016. – V. 414. – P. 74-77.

A4. Popov, A.I. Ferroelectricity of domain walls in rare earth iron garnet films / A.I. Popov, K. A. Zvezdin, Z. V. Gareeva, F. A. Mazhitova, R. M. Vakhitov, A. R. Yumaguzin, A. K. Zvezdin // J. Phys.: Condens. Matter. – 2016. – V. 28. – P. 456004.

A5. Popov, A.I. Magnetoelectric properties of epitaxial ferrite garnet film/ A.I. Popov, Z. V. Gareeva, F. A. Mazhitova, R.A. Doroshenko //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2018. – V. 461. – P. 128-131.

А6. Вахитов, Р.М. Микромагнитные структуры, индуцированные неоднородным электрическим полем, в магнитоодноосных пленках с флексомагнитоэлектрическим эффектом / Р.М. Вахитов, З.В. Гареева, Р.В. Солонецкий, Ф.А. Мажитова // Физика твердого тела. – 2019. – Т. 61, №6. – С. 1120.

### Публикации в сборниках трудов конференций

А7. Мажитова, Ф.А. Процессы намагничивания и электрическая поляризация в двухслойной обменно-связанной магнитной пленке / Ф.А. Мажитова, З.В. Гареева, Н.В. Шульга // Тезисы докладов второй

Всероссийской научной молодежной конференции «Актуальные проблемы нано- и микроэлектроники» / Уфа: РИЦ БашГУ. – 2014. – С.55.

А8. Мажитова, Ф.А. Магнитоэлектрический эффект в двухслойной ферромагнитной пленке / Ф.А. Мажитова, З.В. Гареева // ВНКСФ-21.Двадцать первая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых / Екатеринбург – Омск: изд. АСФ России. – 2015 г. – С.266-267.

А9. Мажитова, Ф.А. Magnetoelectric effect in bi-layered ferromagnetic film (Магнитоэлектрический эффект в двухслойной ферромагнитной пленке) / Ф.А. Мажитова, З.В. Гареева // Материалы пятой Всероссийской научно-практической конференции студентов, магистрантов, аспирантов «Иностранный язык в профессиональной коммуникации» / Уфа: РИЦ БашГУ. – 2015 г. – С.261.

А10. Мажитова, Ф.А. Процессы намагничивания и электрическая поляризация в двухслойной обменно- связанной магнитной пленке / Ф.А. Мажитова // Материалы XXII Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов» /[Электронный ресурс] — М.: МАКС Пресс –2015 г.

А11. Мажитова, Ф.А. Электрическая поляризация в двухслойной пленке с ферромагнитным взаимодействием спинов / Ф.А. Мажитова, З.В. Гареева // Тезисы докладов второй межрегиональной школы-конференции «Теоретические и экспериментальные исследования в конденсированных средах» / Уфа: РИЦ БашГУ. – 2015 г.– С.34.

А12. Мажитова, Ф.А. Электрическая поляризация в двухслойной пленке / Ф.А. Мажитова, З.В. Гареева // Тезисы докладов VIII Международной школы-конференции для студентов, аспирантов и молодых ученых «Фундаментальная математика и ее приложение в естествознании» / Уфа: РИЦ БашГУ. – 2015 г. – С.10.

А13. Мажитова, Ф.А. Электрическая поляризация двухслойной ферромагнитной пленки с АФМ упорядочением спинов на границе раздела сред / Ф.А. Мажитова, З.В. Гареева // Тезисы докладов III Всероссийской научной молодежной конференции «Актуальные проблемы нано- и микроэлектроники» / Уфа: РИЦ БашГУ. – 2015 г. – С.177.

A14. Gareeva, Z.V. Magnetoelectric properties of bi-layered magnetic film / Z.V. Gareeva, F.A. Mazhitova, R.A. Doroshenko, T.T. Gareev //Abstracts EASTMAG -2016, VI *Eu*ro - Asian Symposium "Trends in MAGnetism", Krasnoyarsk. –2016, p.478.

А15. Мажитова, Ф.А. Неоднородный магнитоэлектрический эффект в двухслойной пленке с параметрами ферритов-гранатов / Ф.А. Мажитова, З.В. Гареева // Тезисы докладов научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых-физиков, посвящённой 100-летию со дня рождения первого ректора БашГУ Ш.Х. Чанбарисова / Уфа: РИЦ БашГУ. – 2016 г. – С.6.

А16. Мажитова, Ф.А. Электрическая поляризация в двухслойной пленке с параметрами ферритов-гранатов / Ф.А. Мажитова, З.В. Гареева // Сборник трудов открытой школы-конференции стран СНГ «Ультрамелкозернистые и наноструктурные материалы», Уфа. –2016 г.-С.91.

А17. Вахитов, Р.М. Влияние неоднородного электрического поля на условия образования и структуру магнитных неоднородностей в магнитоодноосных пленках. / Р.М. Вахитов, З.В. Гареева, Ф.А. Мажитова, Р.В. Солонецкий // Сборник трудов XII Международного семинара ««Магнитные фазовые переходы», г. Махачкала. – 2017 г.-С. 60.

A18. Gareeva, Z.V. Mechanism of magnetoelectric effects in iron garnet film / Z.V. Gareeva, F.A. Mazhitova, R.A. Doroshenko, A.I. Popov, A.K. Zvezdin // Сборник трудов XII международного семинара «Магнитные фазовые переходы», г. Махачкала.– 2017 г. – С.77.

A19. Gareeva, Z.V. Magnetoelectric effects in ferrite garnet films / Z.V. Gareeva, F.A. Mazhitova, R.A. Doroshenko, A.I. Popov // Book of abstracts, Moscow International Symposium on Magnetism, Moscow. – 2017, p. 905.

A20. Vakhitov, R.M. Influence of non-uniform electric field on the structure and properies of magnetic inhomogeneities in uniaxial multiferroic films / R.M. Vakhitov, R.V. Solonetskiy, Z.V. Gareeva, F.A. Mazhitova // Book of Abstracts Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2017), Moscow. – 2017p. 910.

А21. Вахитов Р.М., Гареева З.В., Солонецкий Р.В., Мажитова Ф.А. Зарождение и трансформация микромагнитных структур в неоднородном электрическом поле в одноосных мультиферроиках // Сборник трудов XXIII Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах-XXIII», Москва. – 2018 г.– С. 790.

А22. Попов А.И., Гареева З.В., Мажитова Ф.А., Дорошенко Р.А. Механизмы магнитоэлектрических эффектов в ферритах гранатах // Сборник трудов XXIII Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах-XXIII», Москва. – 2018 г. – С. 750.

А23. Вахитов, Р.М. Микромагнитные структуры, образующиеся в неоднородном электрическом поле в магнитоодноосных пленках / Р.М. Вахитов, З.В. Гареева, Р.В. Солонецкий, Ф.А. Мажитова // Сборник тезисов докладов V Всероссийской научной молодежной конференции С проблемы международным участием «Актуальные нано-И микроэлектроники», Уфа. – 2018 г.– С.26.

А24. Вахитов, Р.М. Возникновение микромагнитных структур в неоднородном электрическом поле в одноосных мультиферроиках // Р.М. Вахитов, З.В. Гареева, Р.В. Солонецкий, Ф.А. Мажитова / Тезисы докладов Х Международной школы-конференции «Фундаментальная математика и ее приложение в естествознании», Уфа. – 2018 г.– С.23.

А25. Вахитов, Р.М. Магнитоэлектрический эффект в пленках феррит – гранатов с неоднородным распределением намагниченности / Р.М. Вахитов, З.В. Гареева, Р.В. Солонецкий, Ф.А. Мажитова // Сборник тезисов и докладов Всероссийской конференции-школы с международным участием «Электронные, спиновые и квантовые процессы в молекулярных и кристаллических системах, Уфа.– 2019 г.– С.46.

A26.Vakhitov, R.M. Some aspects of the flexomagnetoelectric interaction in a uniaxial ferromagnet in a planar magnetic field / R.M. Vakhitov, R.V. Solonetsky, F.A. Maksutova, A.P. Pyatakov //Abstracts EASTMAG -2019, VII *Eu*ro - Asian Symposium "Trends in MAGnetism", Ekaterinburg. –2019, p.37.