

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА»
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Пятаков Александр Павлович

**МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
И ФЛЕКСОМАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ
В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ И МАГНИТНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ**

Специальность 01.04.11 – Физика магнитных явлений

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

МОСКВА — 2013

Работа выполнена на кафедре физики колебаний физического факультета
Московского Государственного Университета имени М.В. Ломоносова

Научный консультант:

Звездин Анатолий Константинович,
доктор физико-математических наук, профессор

Официальные оппоненты:

Грановский Александр Борисович,
доктор физико-математических наук, профессор,
МГУ им. М.В. Ломоносова, физ. факультет,
профессор кафедры магнетизма

Фетисов Юрий Константинович,
доктор физико-математических наук, профессор,
МГТУ МИРЭА, факультет электроники, декан

Попов Александр Иванович,
доктор физико-математических наук, профессор,
Национальный исследовательский Университет МИЭТ,
профессор кафедры общей физики.

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение
науки Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова Российской академии наук.

Защита диссертации состоится «21» марта 2013 года в 16 часов на заседании
диссертационного совета Д 501.001.70 при Московском государственном университете
имени М.В. Ломоносова по адресу 119991, г. Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д.1, стр.35,
ЦКП Физического факультета МГУ, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке МГУ имени М.В. Ломоносова
(Ломоносовский проспект, д.27, Фундаментальная библиотека)

Автореферат разослан « » февраля 2013 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета Д 501.001.70

доктор физ.-мат. наук, профессор

Плотников Г.С.

Введение

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы

Мультиферроики – класс кристаллических твердых тел, в которых сосуществуют хотя бы два из трех параметров порядка: магнитного, электрического или сегнетоэлектрического (в зарубежной литературе, соответственно: (anti-)ferromagnetic, ferroelectric, ferroelastic) [1]. В диссертационной работе рассмотрены материалы, обладающие одновременно магнитным и электрическим упорядочением – *сегнетомагнетики* [2,3], которые в настоящее время чаще называют по имени более широкого класса мультиферроиками. Связь между магнитной и электрической подсистемой в мультиферроиках, проявляющаяся в виде магнитоэлектрических (МЭ) эффектов [4], предоставляет возможность с помощью электрического поля управлять магнитными свойствами материала, и наоборот, осуществлять модуляцию электрических свойств магнитным полем. Результаты исследований, начавшихся сразу после открытия магнитоэлектрических эффектов [5,6] и синтеза первых сегнетомагнетиков [7,8] в конце 50-х – начале 60-х годов прошлого века, отражены в ранних обзорах и монографиях [2,3]. Вплоть до начала текущего столетия магнитоэлектрики и мультиферроики представляли интерес для сравнительно узкого круга специалистов, так как малые величины магнитоэлектрических эффектов и низкие температуры, при которых они проявлялись, не позволяли говорить об их практическом применении. Наблюдающийся в последние годы всплеск исследовательской активности в этой области, названный «магнитоэлектрическим ренессансом», нашел свое выражение в многочисленных обзорах, посвященных мультиферроикам [9-15]. Он связан, с одной стороны, с существенным прогрессом в понимании механизмов магнитоэлектрического взаимодействия в мультиферроиках [16,17], с другой стороны – с обнаружением материалов, которые при комнатных температурах и в умеренных магнитных полях проявляют магнитоэлектрические свойства [18-20], что породило ожидания конкретных практических приложений магнитоэлектриков в спиновой электронике, магнитной памяти, СВЧ и сенсорной технике [21-24].

В то же время общее количество высокотемпературных мультиферроиков до сих пор остается небольшим, а те, что проявляют магнитоэлектрические свойства при комнатной температуре, характеризуются малой (или нулевой) намагниченностью и значительными потерями за счет конечной проводимости. В связи с этим актуален поиск новых сценариев реализации магнитоэлектрических явлений в твердом теле, среди которых особого внимания

заслуживает механизм образования электрической поляризации, связанный с пространственно модулированными спиновыми структурами (спиновыми циклоидами), аналогичный флексоэлектрическому эффекту в жидких кристаллах [25], в которых подобная изгибу (лат. flexion) пространственная модуляция директора порождает электрическую поляризацию (рис.1). Возникновение электрической поляризации при пространственной модуляции магнитного параметра порядка называют *флексомагнитоэлектрическим* (или неоднородным магнитоэлектрическим [26]) эффектом. Для его существования в магнитных средах нет симметричных ограничений, так что он наблюдается не только в мультиферроиках, но и в centrosymmetric магнитных диэлектриках, что позволяет существенно расширить класс магнитоэлектрических объектов [26-29].

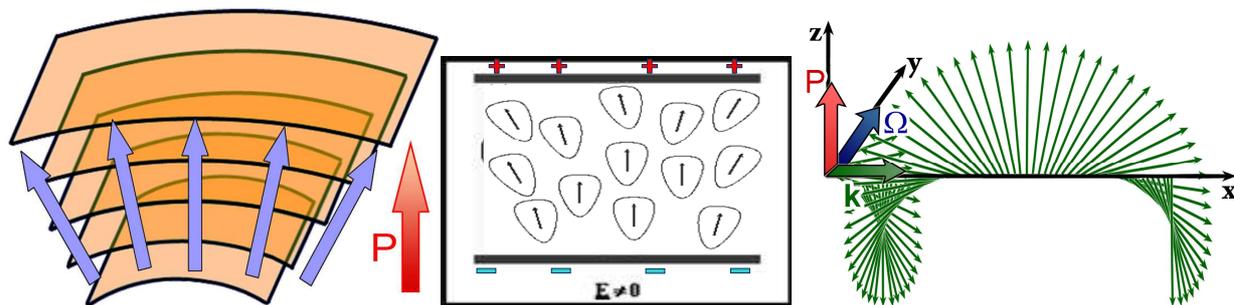


Рис. 1. Флексоэлектрический эффект: а) в диэлектриках за счет возникновения градиента механической деформации при изгибе б) в нематических жидких кристаллах при пространственной модуляции директора, указывающего ориентацию молекул в) в магнитоупорядоченных средах при возникновении спиновой циклоиды. \mathbf{P} — электрическая поляризация, \mathbf{E} — электрическое поле, \mathbf{k} — направление модуляции магнитного параметра порядка, $\mathbf{\Omega}$ — нормаль к плоскости разворота магнитного параметра порядка.

В средах без центра симметрии, но без выделенного полярного направления магнитное упорядочение также может порождать электрическую поляризацию. Это проявляется в сегнетоэлектрических аномалиях, которые наблюдаются в разнообразных спонтанных и магнитоиндуцированных спин-переориентационных фазовых переходах, реализующихся в редкоземельных магнетиках. Наконец, представляет интерес изучение свойств модифицированных материалов на основе уже найденных высокотемпературных магнитоэлектриков и мультиферроиков, поскольку добавление примесей, а также изготовление их в виде тонких пленок, приводит к существенному изменению их свойств.

Целью диссертационной работы является установление новых механизмов магнитоэлектрических эффектов в мультиферроиках и магнитных диэлектриках, для достижения которой в работе решались следующие **задачи**:

- Теоретическое рассмотрение магнитоэлектрических эффектов, наблюдаемых при магнитных фазовых переходах, связанных с подавлением и возникновением спиновой

циклоиды в магнитном поле. Экспериментальное исследование таких фазовых переходов в феррите висмута методом антиферромагнитного резонанса и нахождение условий их реализации.

- Теоретическое исследование магнитной структуры тонких пленок феррита висмута, обладающих улучшенными магнитоэлектрическими свойствами, необходимым условием реализации которых является подавление спиновой циклоиды и установление однородной антиферромагнитной структуры. Определение критических механических напряжений, при которых в пленке однородная антиферромагнитная структура становится энергетически более выгодной;
- Теоретическое исследование электрической поляризации, ассоциированной с магнитными неоднородностями и микромагнитными структурами, такими как доменные границы, вертикальные линии Блоха, магнитные вихри;
- Экспериментальное изучение эффектов влияния электрического поля на магнитную доменную структуру в пленках феррит-гранатов: управляемое электрическим полем перемещение магнитных доменных границ, наклон плоскости доменных границ;
- Анализ механизмов магнитоэлектрических эффектов в редкоземельных ферроборатах и роли редкоземельных ионов в магнитоэлектрических взаимодействиях. Теоретическое исследование спин-переориентационных фазовых переходов, при которых в этом классе соединений наблюдаются аномалии в зависимостях электрической поляризации от магнитного поля.

Рассмотрение магнитных фазовых переходов и магнитоэлектрических эффектов, связанных с пространственно модулированными спиновыми структурами в магнитоэлектрических материалах ведется на примере соединения BiFeO_3 (феррит висмута). Такой выбор обусловлен тем, что феррит висмута, благодаря своей относительно простой химической и кристаллической структуре и большому разнообразию наблюдаемых в нем магнитоэлектрических эффектов, удобен как модельный объект для теоретических исследований. Так, в нем возможно одновременное существование слабого ферромагнетизма и линейного магнитоэлектрического эффекта. Еще одним замечательным свойством феррита висмута является существование в нем спиновой циклоиды, порожденной спонтанной электрической поляризацией вследствие флексомагнитоэлектрического эффекта. Кроме того, феррит висмута представляет практический интерес как основа для создания магнитоэлектрических материалов, что связано с рекордно высокими температурами электрического ($T_C=1083$ K) и магнитного ($T_N=643$ K) упорядочений.

Электрическая поляризация, ассоциированная с микромагнитными структурами, исследовалась на примере пленок феррит-гранатов, являющихся классическим объектом микромагнитных исследований вследствие простоты визуализации в них доменных структур с помощью магнитооптических методов. Наблюдение в пленках феррит-гранатов электромагнитооптических эффектов на магнитных доменных границах [30, 31] давало основание к поиску в них нового типа магнитоэлектрических явлений, связанного с магнитными неоднородностями.

Влияние редкоземельных ионов на магнитоэлектрические эффекты в мультиферроиках в наилучшей степени иллюстрирует семейство редкоземельных ферроборатов. В этом недавно открытом классе мультиферроиков наблюдается большое разнообразие магнитных фазовых переходов, сопровождающихся магнитоэлектрическими аномалиями.

Научная новизна работы заключается в следующем:

- Теоретически исследованы механизмы флексомагнитоэлектрического взаимодействия и условия возникновения в мультиферроиках пространственно модулированных спиновых структур в зависимости от параметров материала (величины обменного взаимодействия, одноосной анизотропии, неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия и спонтанной намагниченности), а также внешнего магнитного поля. Данная теоретическая модель позволила впервые объяснить следующие явления, наблюдающиеся в мультиферроиках:
 - аномалии магнитоэлектрических зависимостей в мультиферроиках BiFeO_3 (феррите висмута) и BaMnF_4 , возникающие при подавлении и возникновении спиновой циклоиды, которые долгое время не находили объяснения в рамках модели, учитывающей только однородное магнитоэлектрическое взаимодействие;
 - возникновение слабого ферромагнетизма в феррите висмута в сильных магнитных полях;
 - подавление пространственно модулированной спиновой структуры за счет механических напряжений, возникающих при эпитаксиальном росте пленок феррита висмута;
 - возникновение спонтанной намагниченности в тонких пленках феррита висмута.
- Впервые проведены измерения в сильных магнитных полях спектров электронного спинового резонанса высокотемпературного мультиферроика BiFeO_3 , что позволило определить важные для микроскопической теории флексомагнитоэлектрического взаимодействия параметры, в частности, поле Дзялошинского-Мории $H_{DM} = 120$ кЭ.

- Экспериментально и теоретически исследованы проявления флексомагнитоэлектрического взаимодействия в микромагнетизме. Впервые экспериментально подтверждено предсказанное В.Г. Барьяхтаром и др. в 1983 году [26] наличие у магнитных доменных границ электрической поляризации, проявляющейся в их движении под действием электрического поля. Предсказан эффект зарождения и стабилизации с помощью электрического поля магнитных вихрей, а также их топологических антиподов – антивихрей, редко встречающихся в стабильном состоянии.
- Проведено теоретическое рассмотрение механизмов магнитоэлектрических эффектов в новом классе мультиферроиков – редкоземельных ферроборатах. Установлена зависимость магнитоэлектрических свойств от типа редкоземельного иона, в частности от таких факторов, как магнитная анизотропия редкоземельного иона, а также поля обмена между ионами железа и редкой земли.

Научные положения и результаты, выносимые на защиту:

- Фазовые переходы в мультиферроиках из пространственно модулированного магнитного состояния в однородное состояние сопровождаются скачком электрической поляризации, вызванным флексомагнитоэлектрическим эффектом, а также, при наличии локального скоса магнитных подрешеток, возникновением макроскопической намагниченности, обусловленной слабым ферромагнетизмом. В случае феррита висмута соответствующие значения намагниченности и флексомагнитоэлектрической поляризации, наблюдаемых при подавлении спиновой циклоиды в магнитном поле, в тонких пленках и в замещенных составах, составляли, соответственно ~ 5 Гс и ~ 20 мкКл/м².
- Взаимосвязь константы флексомагнитоэлектрического взаимодействия и константы антисимметричного обмена, обуславливающего слабый ферромагнетизм в феррите висмута. Оценки параметров микроскопических взаимодействий согласуются с данными магнитных, магниторезонансных и нейтронографических измерений, а также с ранее проводимыми оценками величины флексомагнитоэлектрического взаимодействия, полученными на основе данных о величине обменной жесткости и периоде спиновой циклоиды.
- Флексомагнитоэлектрическое взаимодействие оказывает существенное влияние на микромагнитные распределения в магнитных диэлектриках:

- в тонких пленках магнитных диэлектриков оно стабилизирует структуры с одинаковым направлением разворота во всех доменных границах (стенки имеют одну киральность).
- внешнее электрическое поле вызывает смещение магнитных доменных границ. Измерения в пленках феррит-гранатов показывают, что воздействие электрического поля ~ 1 МВ/см эквивалентно магнитному полю 50 Э.
- электрическое поле от полосковых электродов приводит к наклону плоскости магнитных доменных границ
- Внешнее магнитное поле вызывает трансформацию структуры доменных границ в пленках магнитных диэлектриков. Изменение киральности доменной стенки приводит к переключению ее электрической поляризации. В пленках феррит-гранатов характерные поля переключения киральности лежат в диапазоне 10-100 Э.
- Наличие в магнитных диэлектриках флексомагнитоэлектрического взаимодействия создает возможность зарождения в них магнитных вихрей и антивихрей с помощью электрического поля. Теоретический анализ показывает, что зарождение магнитного вихря (антивихря) в магнитной частице, находящейся в поле точечного электрода возникает при достижении некоторой критической разности потенциалов между электродом и подложкой пленки, на которой расположена частица. Оценка критического напряжения зарождения вихря в частицах высокотемпературного мультиферроика феррита висмута дает значение ~ 100 В.
- Магнитоэлектрические свойства редкоземельных ферроборатов определяются следующими факторами:
 - основным состоянием и анизотропией редкоземельного иона (наибольшие величины магнитоэлектрических эффектов наблюдаются для ионов с анизотропией типа легкая плоскость).
 - магнитным моментом редкоземельного иона и полем $f-d$ обмена.

Практическая значимость.

Задача преобразования электрического поля в магнитное и обратно является одной из центральных проблем в таких областях техники, как микроэлектроника, информационные системы, сенсорная техника. Вот некоторые из возможных практических приложений магнитоэлектрических эффектов, рассмотренных в диссертации:

1. Пленки феррита висмута как материалы, проявляющие свои магнитоэлектрические свойства при комнатных температурах, могут использоваться в сенсорах магнитного поля, элементах магнитной памяти, а также в интегральной СВЧ технике [23].

2. Эффект движения магнитных доменных границ под действием электрического поля может найти применение в устройствах памяти, запись информации в которых осуществляется не перемагничиванием элемента памяти, а смещением доменной стенки (концепция памяти на доменных границах, NEC Corporation, IBM). Вместо общепринятых в настоящее время методов управляемого перемещения доменных границ посредством импульсов магнитного поля или спинового тока (и то и другое приводит к значительным потерям энергии) в данной работе предлагаются методы воздействия на микромагнитную структуру электрическим полем [32].
3. Предсказанный эффект зарождения в магнитной наночастице под действием электрического поля от точечного электрода вихревого или антивихревого распределения намагниченности (в зависимости от электрической полярности), позволяет рассматривать данную систему как прототип электрически переключаемого элемента магнитной памяти с двумя логическими состояниями [33]

Личный вклад автора в исследованиях магнитоэлектрических явлений микромагнитных структур являлся определяющим и состоял в постановке задач, проведении и руководстве экспериментальными исследованиями, в теоретическом анализе полученных результатов. При исследовании свойств феррита висмута А.П. Пятаков принимал участие как в теоретических, так и в экспериментальных исследованиях. При исследовании магнитоэлектрических явлений в редкоземельных ферроборатах роль А.П. Пятакова заключалась в теоретическом объяснении экспериментальных результатов.

Апробация результатов.

Основные результаты, изложенные в диссертации, доложены в 49 докладах на всероссийских и международных конференциях: «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ – 19,20,21,22), Moscow International Symposium on Magnets (MISM 2005, 2008, 2011, International Conference “Functional Materials” (ICFM 2003, 2005, 2007, 2009, 2011), Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism” (EASTMAG 2004, 2007, 2010), Spin Waves 2009 2011, The International Conference on Magnetism (ICM-2006, 2009) и др.

Публикации Результаты диссертации опубликованы в 35 статьях в реферируемых научных журналах.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, содержащего выводы и списка литературы. Общий объем составляет 212 страниц текста, включающего 97 рисунков, 7 таблиц и 383 библиографические ссылки.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы, сформулирована цель работы и конкретные задачи исследования, описана структура работы и изложены основные научные положения и результаты, выносимые на защиту.

Первая глава представляет собой обзор экспериментальных и теоретических работ, посвященных магнитоэлектрическим материалам и мультиферроикам. В обзоре рассмотрены основные виды магнитоэлектрических взаимодействий и различные ситуации, при которых они имеют место. Необходимым условием возникновения магнитоэлектрических свойств является одновременное нарушение пространственной и временной инверсии. Можно выделить три основных случая:

- Магнитные среды, группа симметрии которых не содержит центра симметрии, что может быть как свойством кристаллохимической симметрии материала, так и результатом магнитного упорядочения (такие среды называют, соответственно, мультиферроиками первого и второго родов [12]);
- Магнитные среды, в которых центр симметрии нарушается вследствие наличия пространственной модуляции магнитного параметра порядка. Понижение симметрии может быть локальным (микромагнитные структуры типа доменных границ) [26] или иметь место во всем объеме кристалла (спиральные магнетики) [2,11, 27,28].
- Поверхности и интерфейсы диэлектрических и магнитных сред, наличие которых также приводит к исчезновению центральной симметрии, создавая предпосылки для возникновения магнитоэлектрических явлений на границах [15].

Последние две возможности позволяют существенно расширить класс материалов, в которых проявляются магнитоэлектрические эффекты, за счет тех сред, однородное магнитное упорядочение которых оставляет центр симметрии.

Помимо симметричных ограничений на пути к практическому использованию, существуют и препятствия иного рода: большая часть магнитоэлектриков и мультиферроиков проявляют свои свойства при низких температурах. Поэтому особое внимание уделено средам, магнитоэлектрические свойства которых проявляются при комнатных температурах, поскольку такие материалы представляют интерес для практических применений. На конкретных примерах обсуждаются возможные приложения магнитоэлектрических материалов и мультиферроиков в области информационных и энергосберегающих технологий.

Во второй главе рассматриваются магнитные и магнитоэлектрические свойства перовскитных антиферромагнетиков на примере высокотемпературного мультиферроика феррита висмута.

Для теоретического анализа свойств кристалла использована техника неприводимых представлений теории пространственных групп кристаллов [34-36]. Данный метод позволяет определить вид тензора магнитоэлектрического эффекта. Знание структуры (т.е. отличных от нуля компонент) тензора магнитоэлектрического эффекта имеет практическое значение для разработки устройств и композитных материалов с заданными свойствами. Анализ, основанный на методе неприводимых представлений теории групп, позволяет предсказать наличие в феррите висмута линейного магнитоэлектрического эффекта и слабого ферромагнетизма, линейно зависящих от компонент магнитного параметра порядка. Из симметричного рассмотрения следует также возможность существования в феррите висмута пространственно модулированной спиновой структуры (рис.2), индуцированной электрической поляризацией за счет флексомагнитоэлектрического взаимодействия, описываемого инвариантом типа Лифшица [2; 26, 27]:

$$F_{FlexoME} = \gamma \cdot \mathbf{p}(\mathbf{n}(\nabla\mathbf{n}) - (\mathbf{n}\nabla)\mathbf{n}) \quad (1)$$

где F – плотность свободной энергии, \mathbf{p} – единичный вектор электрической поляризации, \mathbf{n} – единичный вектор параметра порядка (в данном случае, вектор антиферромагнетизма \mathbf{L} , определяемый как разность намагниченностей подрешеток), γ – флексомагнитоэлектрическая константа.

Минимизация функционала полной энергии с учетом вклада (1) дает решение в виде спиновой циклоиды $L(\theta, \varphi)$, описываемой в гармоническом приближении следующими зависимостями для углов (θ, φ) , в сферической системе координат с полярной осью вдоль c -оси кристалла:

$$\theta_0 = q_x x + q_y y, \quad \varphi_0 = const = \arctg\left(\frac{q_y}{q_x}\right), \quad |\mathbf{q}| = q_0 = \frac{\gamma}{2A} \quad (2)$$

где \mathbf{q} – волновой вектор циклоиды, A – обменная жесткость антиферромагнетика (последнее условие для пространственной частоты определяется минимизацией свободной энергии по

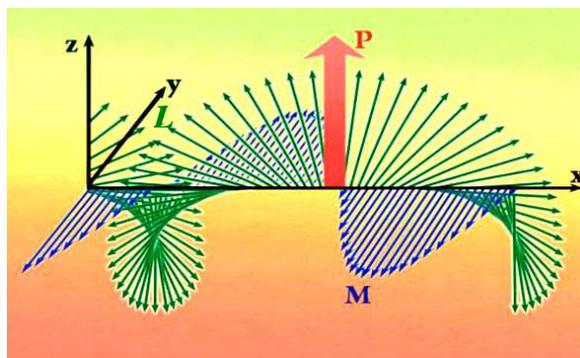


Рис. 2 Пространственно модулированная спиновая структура, \mathbf{L} – вектор антиферромагнетизма, \mathbf{M} – намагниченность, \mathbf{P} – электрическая поляризация.

периоду циклоиды $\lambda = 2\pi/q$). Гармоническое приближение справедливо в области высоких температур и малых полей.

Трактовка механизма флексомагнитоэлектрического эффекта дается на основе представлений об антисимметричном сверхобменном (через ион кислорода) взаимодействии и данных о взаимных расположениях ионов в кристалле. Энергия антисимметричного обмена, приходящаяся на один магнитный ион, может быть определена как сумма по ближайшим шести соседям иона, принадлежащим другой антиферромагнитной подрешетке:

$$V = \frac{1}{2} \sum_n^{N=6} (\mathbf{D}_n \cdot [\mathbf{s}_0 \times \mathbf{s}_n]) \quad (3)$$

где $\mathbf{s}_0, \mathbf{s}_n$ – единичные векторы магнитного момента центрального иона железа и одного из ионов окружения, соответственно. \mathbf{D} – вектор Дзялошинского, который согласно [37; 38] равен $V_0 [\mathbf{r}_{n-0} \times \mathbf{r}_{n-n}]$, где $\mathbf{r}_{n-0}, \mathbf{r}_{n-n}$ – радиус-векторы, направленные из n -го иона лиганда (в качестве которого выступает ион кислорода) к магнитным ионам железа, $V_0 = 1,1 \text{ мэВ} / \text{Å}^2$ – константа взаимодействия. В диссертации показано, что из формулы (3) следует как существование слабого ферромагнетизма, так и флексомагнитоэлектрического взаимодействия (1), но вызваны они различными искажениями кристаллической решетки. Первый порождается поворотом кислородных октаэдров (рис. 3а) второе – полярными смещениями (рис. 3б).

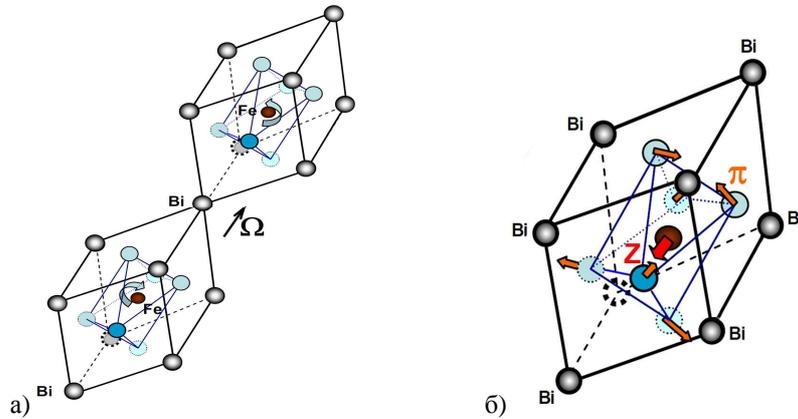


Рис. 3 Ромбоэдрически искаженная перовскитная ячейка, удвоенная за счет антипараллельного вращения кислородных октаэдров вокруг оси. Показаны: а) аксиальная дисторсия Ω , характеризующая поворот кислородных октаэдров б) полярные моды \mathbf{Z} и π , характеризующие смещения ионов железа и относительно ионов кислорода вдоль c -оси и поперечные смещения ионов кислорода, соответственно.

Флексомагнитоэлектрическое взаимодействие (1) представляет собой часть энергии (3), связанную с полярными смещениями ионов и определяется энергией:

$$V_{FlexoME} = -V_0 a^2 \sum_n^3 \left([\mathbf{n} \times (\mathbf{Z} - \pi_n)] \left[\mathbf{s} \times \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial x_n} \right] \right) \quad (4)$$

где \mathbf{s} – спины ионов железа, \mathbf{Z} и $\boldsymbol{\pi}$ – полярные дисторсии кристаллической решетки (рис. 3б), суммирование ведется по трем направлениям квазикубической решетки кристалла $\mathbf{n}=[100]$, $[010]$, $[001]$.

Существование пространственно модулированной структуры, обусловленное неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием, существенно меняет магнитные и магнитоэлектрические свойства материала, и приводит к тому, что средние по объему значения магнитоэлектрического эффекта и намагниченности равны нулю. Таким образом, необходимым условием для проявления линейного магнитоэлектрического эффекта и слабого ферромагнетизма является подавление пространственно модулированной спиновой структуры.

На основе термодинамического подхода рассмотрен фазовый переход в феррите висмута в высоких магнитных полях с разрушением пространственно модулированной спиновой структуры и появлением линейного магнитоэлектрического эффекта. В отличие от предшествующих работ в этой области [39,40], рассмотрение проводится для случая произвольной ориентации магнитного поля по отношению к кристаллографическим осям, что необходимо для анализа экспериментов по наблюдению спектров антиферромагнитного резонанса в феррите висмута и кривой намагничивания, описанных ниже.

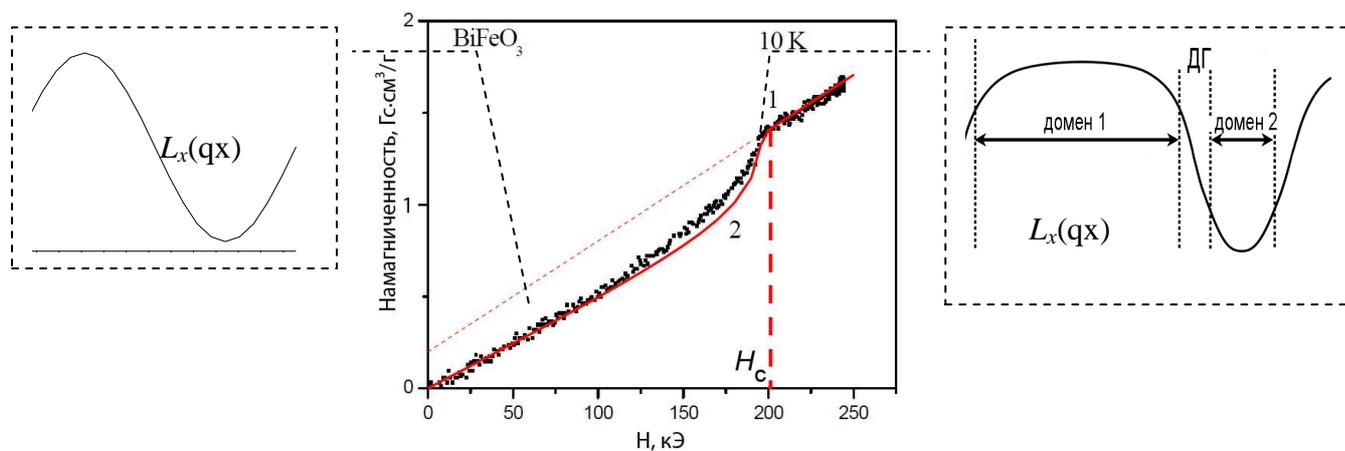


Рис. 4 Зависимость намагниченности феррита висмута от магнитного поля при 10 К. экспериментальные точки измерены в поле, ориентированном вдоль направления $[001]_c$ (экспериментальные данные А.М. Кадомцевой, Ю.Ф. Попова, Г.П. Воробьева получены в импульсных магнитных полях в Проблемной лаборатории магнетизма МГУ), сплошная кривая – теоретическая зависимость, учитывающая искажение профиля циклоиды согласно (5), пунктирная прямая – экстраполяция намагниченности за счет слабого ферромагнетизма в область малых полей, штриховая линия отделяет пространственно модулированную фазу от однородной. На выносках – зависимости компоненты антиферромагнитного вектора \mathbf{L} в базисной плоскости от пространственной координаты (q -пространственная частота циклоиды, ДГ – доменная граница).

Рассмотрены результаты экспериментов по наблюдению кривой намагничивания феррита висмута, позволяющих проследить процесс искажения профиля циклоиды в

сильных магнитных полях и ее разрушение в поле, большем критического. Результаты эксперимента в импульсных магнитных полях приведены на рисунке 4. Измерения велись для направления $[001]_c$ (вдоль ребра кристалла с естественной огранкой, близкой к кубической). Кривая намагничивания при значениях поля, близких критическому $H_C \sim 200$ кЭ резко изменяет свой ход, что связано с подавлением магнитным полем циклоиды и переходом кристалла в однородную антиферромагнитную фазу.

Наблюдаемая экспериментальная кривая может быть объяснена трансформацией формы циклоиды во внешнем магнитном поле, которая описывается зависимостью для производной по координате от угла между магнитным параметром порядка и главной осью вдоль направления модуляции:

$$\frac{d\theta}{dx}(\theta, H) = \sqrt{\frac{K_{eff}}{A \cdot m}} \sqrt{1 - m \sin^2 \theta - m \frac{M_s H_{\perp}}{K_{eff}} \sin \theta} \quad (5),$$

где M_s – намагниченность в однородном состоянии, m – параметр, определяемый минимизацией энергии циклоиды при данных значениях эффективной одноосной анизотропии $K_{eff}(H_{\parallel}, M_s)$, H_{\parallel} – составляющая вектора магнитного поля вдоль главной оси, H_{\perp} – поле в базисной плоскости. При направлении внешнего магнитного поля вдоль c -оси ($H_{\perp} = 0$), параметр m становится модулем эллиптического интеграла первого рода, а решение для циклоиды записывается в терминах эллиптических функций $\sin \theta = sn(qx, m)$. В общем случае произвольного направления магнитного поля форма циклоиды в полях вблизи критического сильно отличается как от гармонического решения (формула (2), рисунок 2), так и от эллиптического: появляются области «доменов» и «доменных границ», причем домены с направлением намагниченности по полю увеличиваются за счет доменов с противоположным направлением магнитного момента (рис. 4 вставки).

Таким образом, анализ кривой намагничивания феррита висмута в сильных магнитных полях позволяет проследить процесс искажения и разрушения пространственно модулированной спиновой структуры внешним магнитным полем. При этом возникают аномалии не только магнитные, но и сегнетоэлектрические (рис.5 а). Флексоэлектрическая поляризация, проявляющаяся при таких фазовых переходах, может быть найдена из вклада в термодинамический потенциал:

$$\Delta P = -\frac{\partial F_{FlexoME}}{\partial E} = \gamma \frac{\kappa}{P_s} \frac{d\theta}{dx}, \quad (6)$$

где E – напряженность электрического поля, κ – электрическая восприимчивость материала, P_s – спонтанная поляризация $P_s \gg \Delta P$. При усреднении по периоду циклоиды и с учетом

условия минимума полной энергии по волновому вектору ($q_0 = \gamma/2A$, где A – обменная жесткость) получаем оценку $\Delta P = 2\kappa A q_0^2 / P_s \sim 2 \cdot 10^{-5}$ Кл/м² при следующих значениях параметров: поляризации $P_s \sim 1$ Кл/м² ($3 \cdot 10^5$ СГС), обменной жесткости $A = 3 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, пространственной частоты спиновой модуляции $q_0 = 10^6$ см⁻¹, $\kappa = \epsilon / (4\pi) - 1 \approx 3$, что согласуется с экспериментом (рис. 5 а).

Рисунок 5 б иллюстрирует аналогичное явление в кристалле ВаМнF₄: различный ход магнитоэлектрической кривой в зависимости от угла между магнитным полем в bc -плоскости и b -осью кристалла, наблюдавшиеся в экспериментах [41]. Симметрия ВаМнF₄ (класс 2, пространственная группа $A2_1am$) допускает флексомагнитоэлектрическое взаимодействие вида:

$$F_{FlexoME} = (\gamma_{01} + \gamma_{11} H_y H_z) \frac{\partial \theta}{\partial x} = \left(\gamma_{01} + \frac{\gamma_{11} H^2}{2} \cos 2\Phi \right) \frac{\partial \theta}{\partial x} \quad (7)$$

где Φ – угол, образуемый вектором магнитного поля с b -осью кристалла.

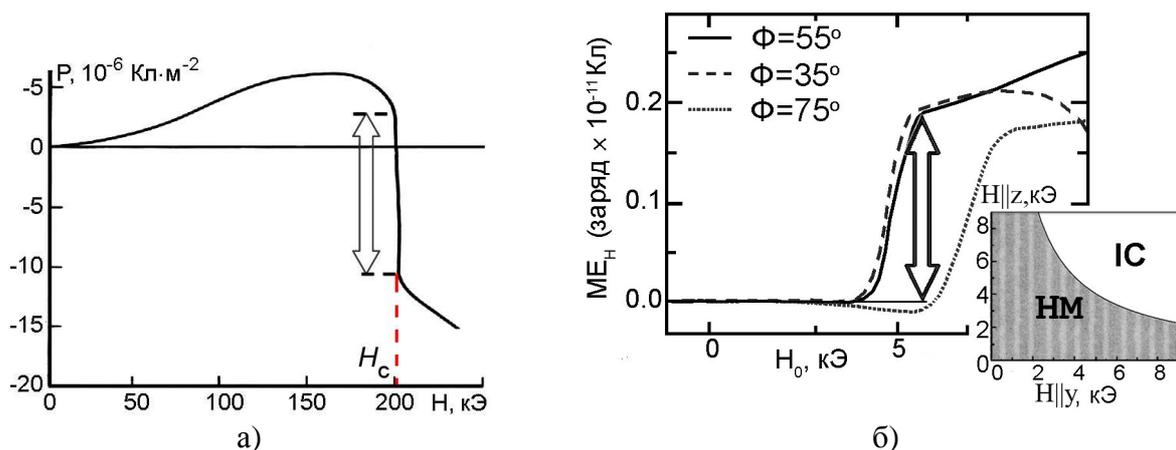


Рис. 5 Магнитоэлектрические аномалии при фазовых переходах: а) пространственно модулированная фаза – однородное состояние в феррите висмута (*Экспериментальные данные получены А.М. Кадомцевой, Ю.Ф. Поповым, Г.П. Воробьевым в Проблемной лаборатории магнетизма МГУ [39]*) б) однородное состояние-несоизмеримая фаза в ВаМнF₄ [41] (на вставке – фазовая диаграмма в осях $H_{||z}$, $H_{||y}$, **НМ** – однородное антиферромагнитное состояние, **ИС** – пространственно модулированная фаза).

Оно отличается от ранее введенного флексомагнитоэлектрического взаимодействия (1) тем, что коэффициент γ в данном случае может зависеть от величины и ориентации внешнего магнитного поля. Как нетрудно видеть из (7), магнитоэлектрический коэффициент достигает максимального значения при угле $\Phi = 45^\circ$ и, действительно, критическое магнитное поле в этом районе минимально (рис. 5 б).

Также в данной главе проведен теоретический анализ результатов магнитных резонансных методов исследования магнитных фазовых переходов в феррите висмута,

которые в отличие от измерений, рассмотренных выше, проводились не в импульсных магнитных полях, а в постоянном магнитном поле. Результаты экспериментального исследования антиферромагнитного резонанса приведены на рисунке 6. Измерения проводились автором в Национальной Лаборатории Сильных Магнитных полей (NHMFL, Tallahassee, США). Исследуемый образец, монокристалл феррита висмута размером $1 \times 1 \times 0,5 \text{ мм}^3$, помещался в поле магнита биттеровского типа ($H_{\text{max}}=25 \text{ Тл}$), измерения велись при температуре $T=4,2 \text{ К}$. Спектр собственных частот существенно меняется вблизи $H_c=180 \text{ кЭ}$ (18 Тл, рис 6 а) с заметным гистерезисом по полю (рис. 6 б), что является свидетельством магнитного фазового перехода первого рода от пространственно модулированной структуры к однородному антиферромагнитному состоянию.

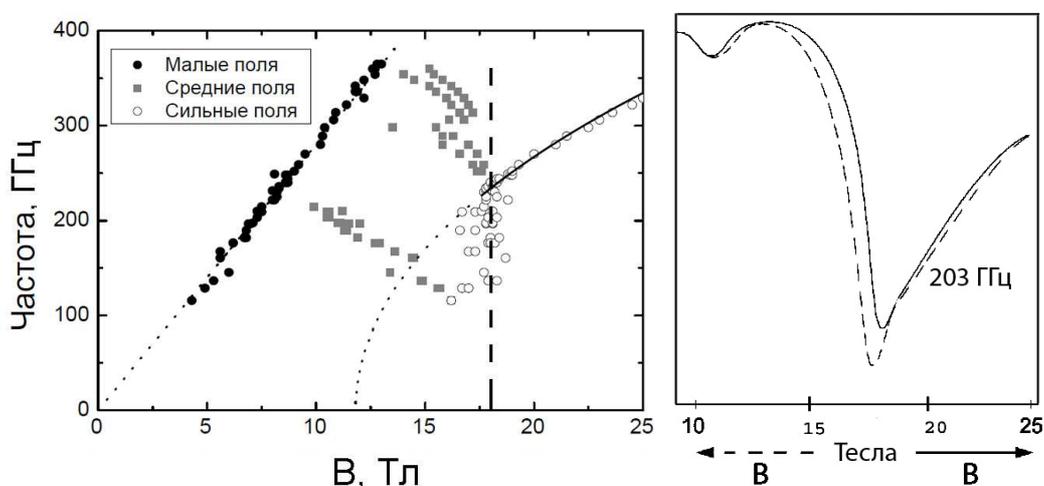


Рис. 6. а) Зависимости частот антиферромагнитного резонанса от магнитного поля B ($T=4,2 \text{ К}$), точки – экспериментальные данные, линии – теоретические зависимости. б) Магнитный гистерезис пика поглощения. Сплошная линия – результаты измерения в возрастающем магнитном поле, штриховая – в убывающем.

В работе дано теоретическое объяснение наблюдаемых закономерностей спектров антиферромагнитного резонанса феррита висмута в полях выше критического. При расчете собственных частот системы методом Лагранжа-Эйлера в линейном приближении по малым отклонениям от положения равновесия учитывалось наличие магнитной анизотропии кристалла K_u и поля Дзялошинского-Мория H_{DM} . Путем аппроксимации экспериментальных зависимостей получены значения этих параметров. Для константы анизотропии получено значение $K_u = (6,6 \pm 0,2) \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^3$, для поля Дзялошинского-Мории $H_{DM} = (1,19 \pm 0,01) \cdot 10^5 \text{ Э}$.

Найденные величины позволяют произвести оценки также критических магнитоупругих энергий ($\sim 10^6 \text{ эрг/см}^3$), при которых происходит подавление циклоиды за счет изменения магнитной анизотропии под действием механических напряжений. Такие механические напряжения возникают при эпитаксиальном росте пленок феррита висмута, в которых, действительно, наблюдается подавление спиновой циклоиды, при этом в

зависимости от знака механического напряжения фазовый переход может идти как в легкоплоскостное состояние (при сжатии кристаллической решетки $> 1.5\%$ в плоскости пленки), так и в легкоосное (при растяжении $> 0.5\%$) [42], что предсказывается разработанной в диссертации теоретической моделью. В замещенных составах аналогичный фазовый переход происходит вследствие искажения структуры феррита висмута, вызванной различием ионных радиусов висмута и примесных ионов [18,43].

В третьей главе рассмотрены магнитоэлектрические явления в микромагнетизме. Как уже говорилось во Введении, флексомагнитоэлектрический эффект наблюдается не только в мультиферроиках: электрическая поляризация, связанная с магнитными неоднородностями, может возникать даже в центрально-симметричном магнитном диэлектрике. Представляя флексомагнитоэлектрическую энергию (1) в форме, более удобной для последующего анализа: $F_{FlexoME} = \tilde{\gamma} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{m}(\nabla\mathbf{m}) - (\mathbf{m}\nabla)\mathbf{m})$, где \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности, \mathbf{E} – напряженность электрического поля, $\tilde{\gamma}$ – перенормированная магнитоэлектрическая постоянная, получаем для поляризации пространственно модулированной структуры:

$$\mathbf{P} = -\frac{\partial F_{FlexoME}}{\partial \mathbf{E}} = -\tilde{\gamma}(\mathbf{m}(\nabla\mathbf{m}) - (\mathbf{m}\nabla)\mathbf{m}) = \tilde{\gamma}[\mathbf{\Omega} \times \mathbf{k}] \quad (8)$$

где \mathbf{k} – волновой вектор спирали, а вектор $\mathbf{\Omega}$ указывает направление и плоскость разворота. Нетрудно видеть, что согласно (8) поляризация максимальна в случае циклоиды (рис. 7 а) и отсутствует в случае геликоиды (рис. 7 б).

Пространственная модуляция намагниченности имеет место не только в спиральных мультиферроиках, но и в любом магнитном веществе, которому свойственно разбиваться на домены. Границы между ними – доменные стенки – представляют собой области, в которых вектор намагниченности плавно разворачивается при переходе от одного домена к другому, причем в зависимости от типа разворота выделяют два класса: стенки Блоха, соответствующие геликоиде, и стенки Нееля, в симметричном плане аналогичные циклоиде (рис. 7). Поскольку с циклоидами может быть ассоциирована некоторая электрическая поляризация, то появляется возможность управлять микромагнитной структурой с помощью электрического поля. Причем, что важно для практических приложений, эти эффекты должны наблюдаться в тех же условиях, в которых наблюдается микромагнитная структура, а значит, и при комнатных температурах.

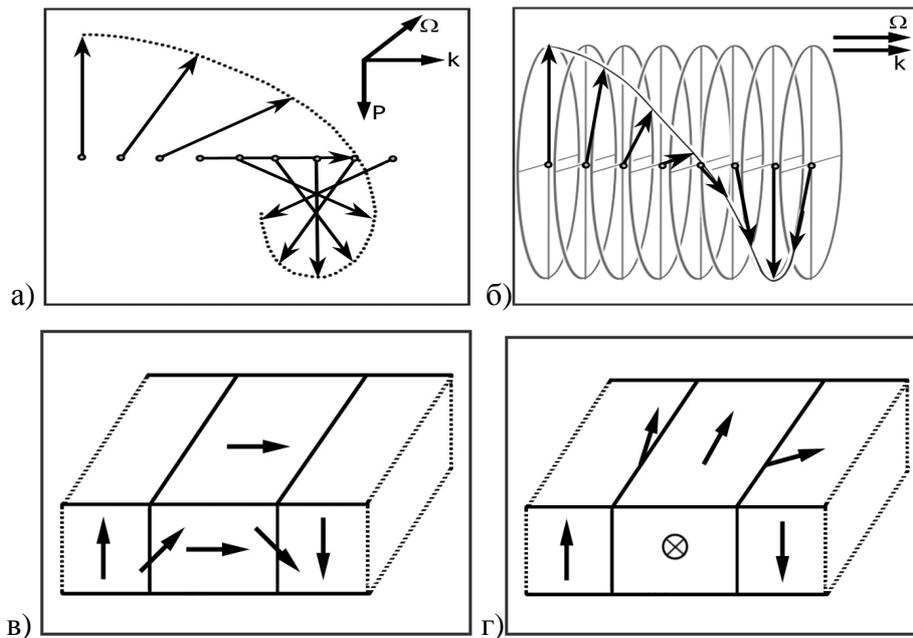


Рис. 7. Пространственно модулированные магнитные структуры а) спиновая циклоида б) спиновая геликоида в) доменная стенка Нееля г) доменная стенка Блоха.

Хотя взаимодействие флексоэлектрического типа (1) с самых ранних работ рассматривалось в контексте магнитоэлектрических свойств доменных границ [26], и в дальнейшем оно обсуждалось в теоретических работах [44-49], долгое время можно было говорить только о косвенных признаках флексомагнитоэлектрического эффекта на доменных границах, таких как локальное усиление электромагнитооптического эффекта [30,31].

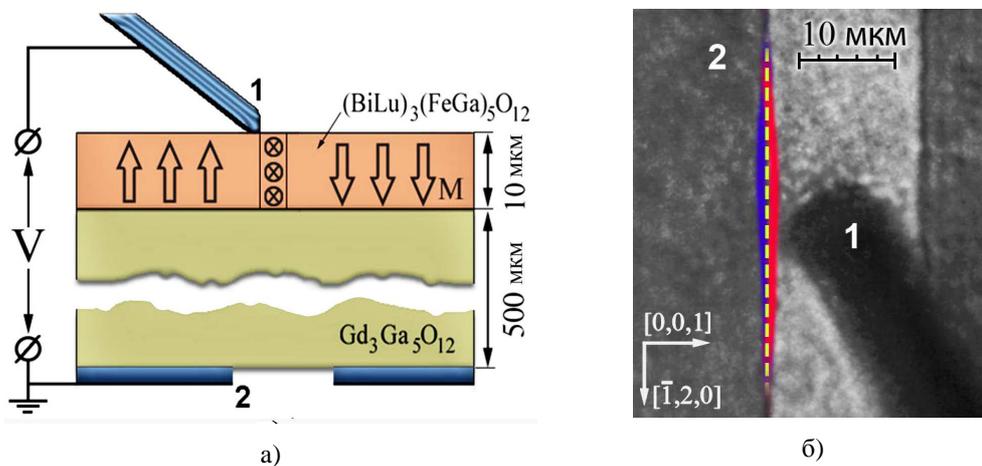


Рис. 8. Эксперименты по смещению доменных границ с помощью электрического поля а) схема эксперимента: 1 – заостренная проволока из немагнитного металла (медь или золото), 2 – заземленный электрод б) Магнитооптическое изображение пленки в проходящем свете: в непосредственной близости от электрода (1) располагается участок доменной границы (2), который под действием электрического поля смещается от равновесного положения, обозначенного штриховой линией, притягиваясь к игле при положительном потенциале на ней (показано красным) и отталкиваясь при отрицательном напряжении (показано синим).

Экспериментальные исследования МЭ свойств микромагнитных структур проводились на образцах пленок феррит-гранатов, которые являются классическими магнитооптическими

материалами [50,51]. Результатом исследований явилось обнаружение нового эффекта движения доменных границ в неоднородном электрическом поле, создаваемом заостренным электродом, расположенным в непосредственной близости от доменной границы (рис. 8 а). Доменные границы в пленках феррит-гранатов имеют одно направление разворота, что проявляется в виде одинаковой электрической полярности доменных границ: все они притягиваются к положительно заряженной игле и отталкиваются от отрицательно заряженной (рис. 8 б).

Наиболее отчетливо эффект проявляется на головках магнитных доменов (рис. 9). При этом становится возможным измерить скорость доменных границ и ее зависимость от электрического поля. Сопоставив результаты измерений в электрическом поле с измерениями в магнитном поле, можно оценить эффективное магнитное поле, действующее на доменную границу: напряжение 500 В (что соответствует напряженности на острие 1 МВ/см) производит такой же эффект, что и магнитное поле 50 Э. По этим данным становится возможным оценить электрическую поляризацию доменной границы $P \approx 0,25 \text{ мкКл/м}^2$

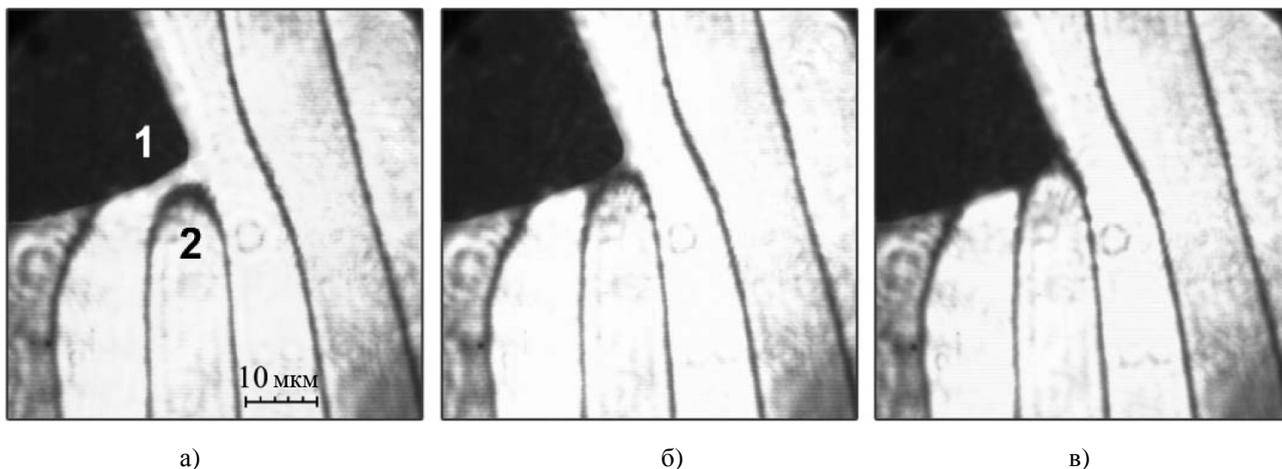
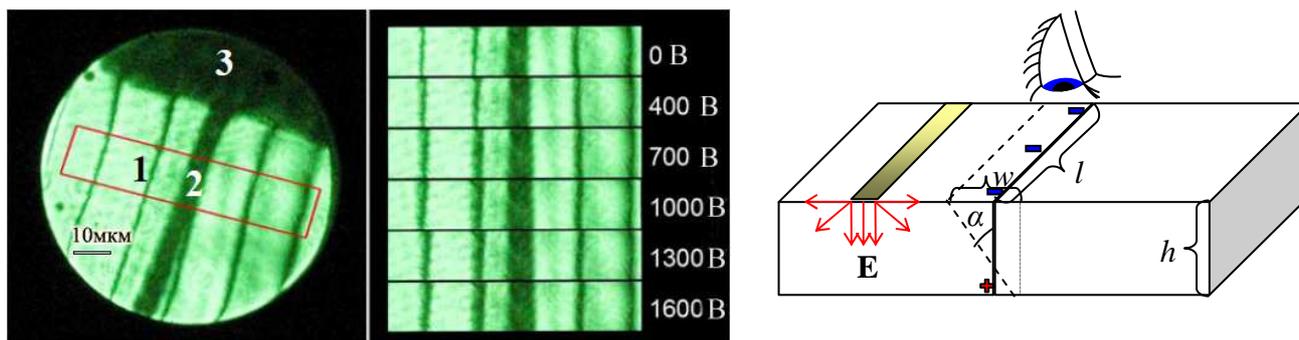


Рис. 9. Движение головки магнитного домена, вызванное ступенчатым импульсом напряжения амплитудой 500 В с шириной фронта 10 нс. а) исходная конфигурация 1 – электрод, 2 – головка магнитного домена. б) показаны также последовательные положения головки через 75 нс (б) и через 150 нс (в) после начала импульса.

Наряду с движением доменных границ наблюдается также наклон их плоскости в электрическом поле, наиболее отчетливо проявляющийся при полосковой геометрии электрода в виде уширения изображений доменных границ при приложении напряжения (рис. 10). При этом доменные границы (за исключением ближайшей к электроду) практически не смещались в сторону электрода, как это имело место в случае точечного зонда, что, по-видимому, объясняется стремлением сохранить неизменными размеры доменов.

Данное явление получает объяснение в рамках флексомагнитоэлектрического механизма. Действительно, магнитная доменная граница представляет собой диполь, который стремится ориентироваться в электрическом поле (рис.10 в). Результирующий угол наклона определяется балансом уменьшения энергии электростатического взаимодействия и роста поверхностной энергии доменной границы за счет увеличения ее площади при наклоне. По максимальному углу наклона доменной границы ($\alpha=10^\circ$) можно оценить электрическую поляризацию доменной границы $P_S \sim 0,1$ СГС = $0,3$ мКл/м², что согласуется с приведенной выше оценкой из динамических измерений.



а) б) в)
 Рис. 10. Увеличение ширины изображения доменных границ под действием электрического поля: а) магнитооптическое изображение доменной структуры пленки: 1 – доменная граница, 2 – полосковый электрод, 3 – контактная площадка б) магнитооптические изображения выделенного участка на рис. 10 а) при различных величинах напряжения на электроде 2. в) схематическое изображения наклона доменных границ (угол наклона α преувеличен в иллюстративных целях), h – толщина пленки, w – ширина изображения доменной границы, l – длина участка стенки.

Как показали эксперименты во внешнем магнитном поле, электрическую поляризацию доменных границ в пленках феррит-гранатов можно переключать с помощью магнитного поля порядка 10-100 Э. Предполагается, что магнитное поле, перпендикулярное доменной границе, изменяет микромагнитную конфигурацию в ней таким образом, что вектор намагниченности в центре доменной границы становится параллельным полю, в результате чего магнитная пленка переходит в новое состояние, в котором направление разворота намагниченности в соседних доменных границах противоположно (рис. 11).

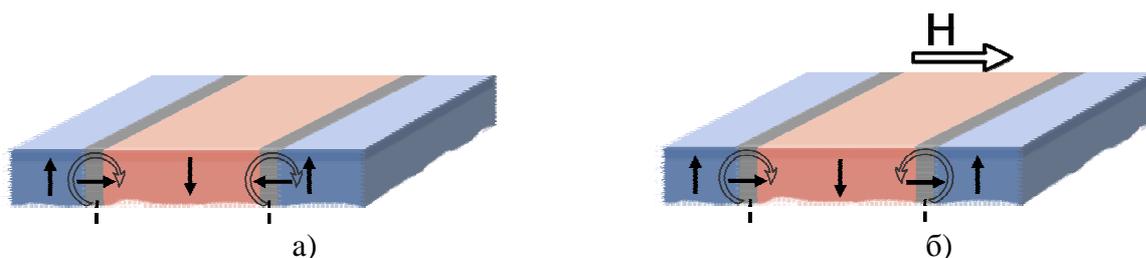


Рис. 11 Схематическое представление микромагнитной структуры в пленках феррит-гранатов а) спонтанное состояние б) во внешнем магнитном поле. В иллюстративных целях размер доменных границ преувеличен.

При изменении направления магнитного поля на противоположное переключается направление вращения намагниченности в доменных границах, что проявляется в смене электрической полярности доменных стенок (рис. 12).

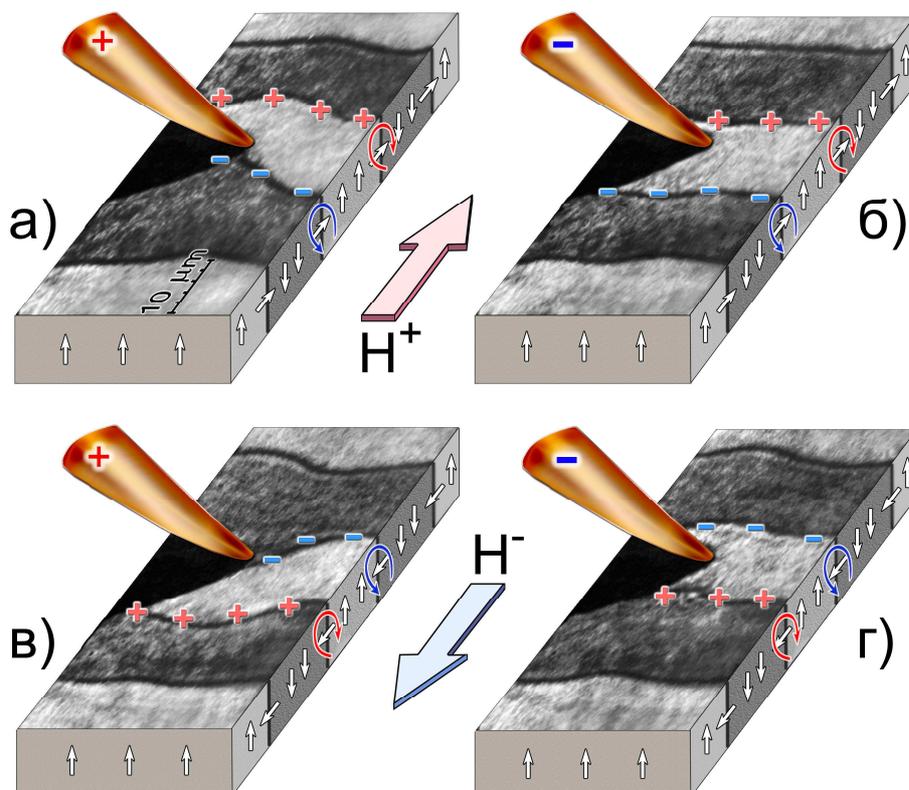


Рис. 12 Зависимость электрической полярности магнитных доменных границ от их микромагнитной структуры, перестраиваемой магнитным полем. Представлены комбинации магнитооптических изображений со схематическим изображением иглы и микромагнитной структуры образца. Противоположные направления вращения намагниченностей в соседних стенках проявляются при взаимодействии с электрически заряженным зондом, поскольку соответствуют поверхностным электрическим зарядам противоположных знаков.

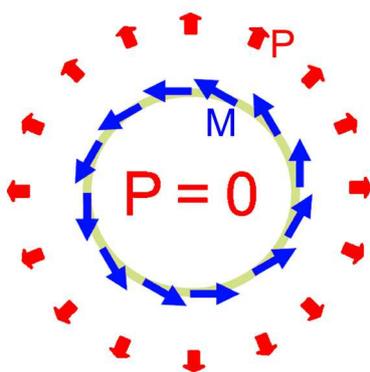


Рис. 13. Вихревое распределение намагниченности порождает радиальное распределение электрической поляризации.

Доменные границы различных типов отнюдь не исчерпывают всего многообразия микромагнитных структур. Флексомагнитоэлектрические эффекты могут проявляться в неоднородностях доменных границ и магнитных вихрях. Магнитные вихри рассматриваются как альтернатива магнитным доменам для представления двоичной информации, поскольку магнитные вихри не создают полей рассеяния, являющихся значительным лимитирующим фактором при увеличении плотности записи. Однако управление магнитными вихрями остается сложной задачей. Было предложено несколько способов, включающих в себя перемагничивание импульсами магнитного поля или спиновых токов [52]. К

сожалению, оба этих способа подразумевают высокую плотность электрических токов и тепловые потери.

В этой связи интересна возможность управления магнитными вихрями с помощью статического электрического поля, которую предоставляет флексомагнитоэлектрический эффект. Хотя полная электрическая поляризация такого вихря равна нулю (поскольку направление модуляции изменяется от точки к точке, рис. 13), отлична от нуля объемная плотность связанных электрических зарядов $\rho(\vec{r}) = -\text{div}\mathbf{P}(\vec{r})$, где \mathbf{P} рассчитывается по формуле (8). Это создает возможность управления магнитными вихрями с помощью электрического поля.

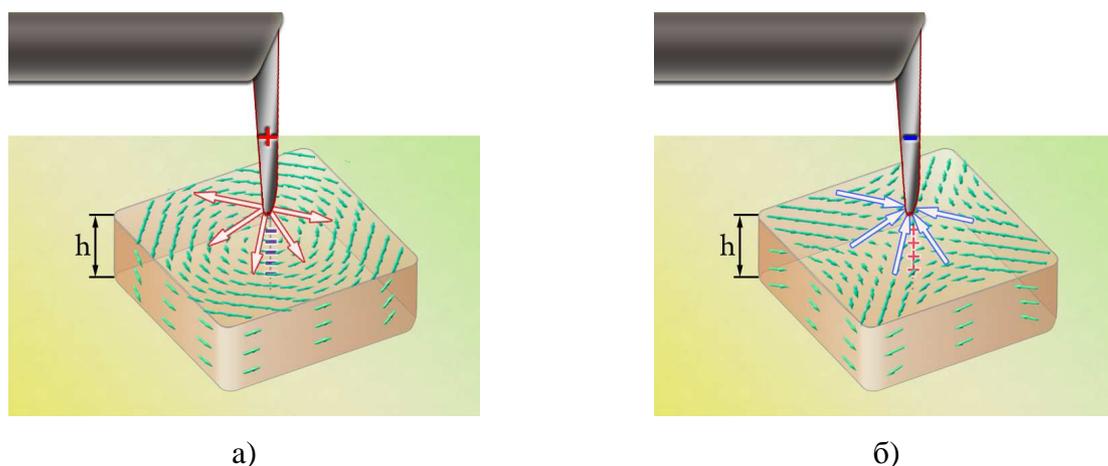


Рис. 14. Предлагаемая схема электрического переключения топологического заряда магнитного вихря в магнитной наночастице а) магнитный вихрь б) магнитный antivortex.

Неоднородное электрическое поле, необходимое для зарождения вихря, может, например, создаваться иглой кантилевера зондового микроскопа (рис. 14), причем в зависимости от электрической полярности иглы можно ожидать реализации как вихревого, так и antivortexового состояния в магнитной наночастице. Такая система может рассматриваться как прототип электрически переключаемого элемента магнитной памяти с двумя логическими состояниями. Заметим, что antivortexовое состояние магнитной частицы (рис. 14 б) в обычных условиях не реализуется, поскольку с ним связана дополнительная магнитостатическая энергия за счет образования магнитных зарядов на краях частицы. В литературе встречаются лишь отдельные сообщения о наблюдении магнитных antivortexов в метастабильном состоянии в магнитных наночастицах сложной крестообразной формы [53].

На рисунке 15 представлены результаты численных расчетов гистерезисного цикла в электрическом поле в 200-нанометровой магнитной частице с параметрами типичными для магнитных диэлектриков с температурой магнитного упорядочения выше комнатной: константа обменного взаимодействия $A=3\cdot 10^{-7}$ эрг/см³, намагниченность $M_s=5\div 50$ Гс,

магнитоэлектрическая константа $\tilde{\gamma} = 10^{-6}$ СГС). Вычисления проводились с использованием пакета программ микромагнитного моделирования SpinPM [54], который был модифицирован с учетом вклада в эффективное магнитное поле от флексомагнитоэлектрического взаимодействия (1). Предполагалось, что источником электрического поля является тонкая 10-нанометровая проволока, проходящая через центр диска. Абсолютное значение электрического поля необходимого для зарождения antivortex больше, чем для вихря, что объясняется большей магнитостатической энергией antivortex состояния. В материалах с меньшей намагниченностью насыщения картина становится более симметричной (рис. 15, сплошная линия).

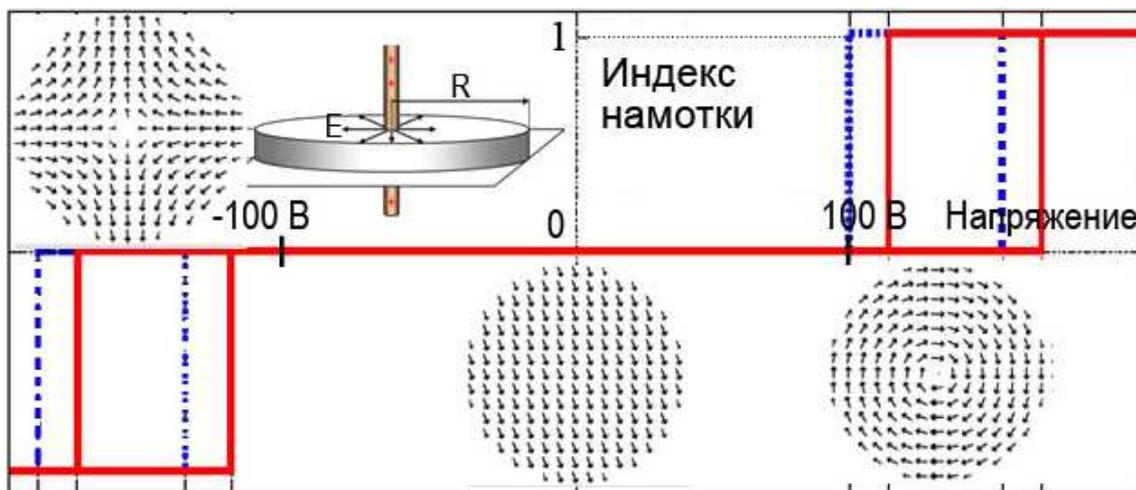


Рис. 15 Гистерезисный цикл для переключения вихря и antivortex в электрическом поле. На вставках изображены (слева направо) микромагнитные распределения в antivortex, однородном и вихревом состояниях. Сплошная линия – гистерезис для значения намагниченности $M_S = 5$ Гс, пунктирная линия – 50 Гс. $R = 100$ нм

Существует также другой тип магнитных вихрей, локализованных в доменных границах в местах изменения направления вращения намагниченности – вертикальные линии Блоха. Они наблюдаются в пленках феррит-гранатов как в динамике (за счет возникновения уединенных изгибных волн на движущейся доменной границе [55, 56]), так и в статическом состоянии в режиме темнопольного магнитооптического наблюдения [57, 58]. На рисунке 16 а) показано микромагнитное распределение в вертикальной блоховской линии, определяемое зависимостями для углов в сферической системе координат с полярной осью вдоль нормали к пленке и распределением намагниченности

$\mathbf{m} = [\sin \theta(y/\Delta) \cos \varphi(x/\Lambda); \sin \theta(y/\Delta) \sin \varphi(x/\Lambda); \cos \theta(y/\Delta)]$, Δ и Λ – ширины доменной границы и линии Блоха, соответственно (предполагается, что распределение намагниченности однородно по толщине пленки). Определяя по формуле (8) распределение

электрической поляризации, для ассоциированной с ней объемной плотности зарядов (рис. 16 б) имеем

$$\rho_{bulk}(x, y) = -\frac{\tilde{\gamma}}{\Lambda\Delta} \sin(2\theta) \cdot \theta' \varphi' \quad (9)$$

где φ' , θ' – производные от известных зависимостей для ВБЛ [50] по нормированным координатам x/Λ и y/Δ , соответственно.

Электрическая поляризация, связанная с линиями Блоха, проявляется в изменении положения линий Блоха под действием электрического поля.

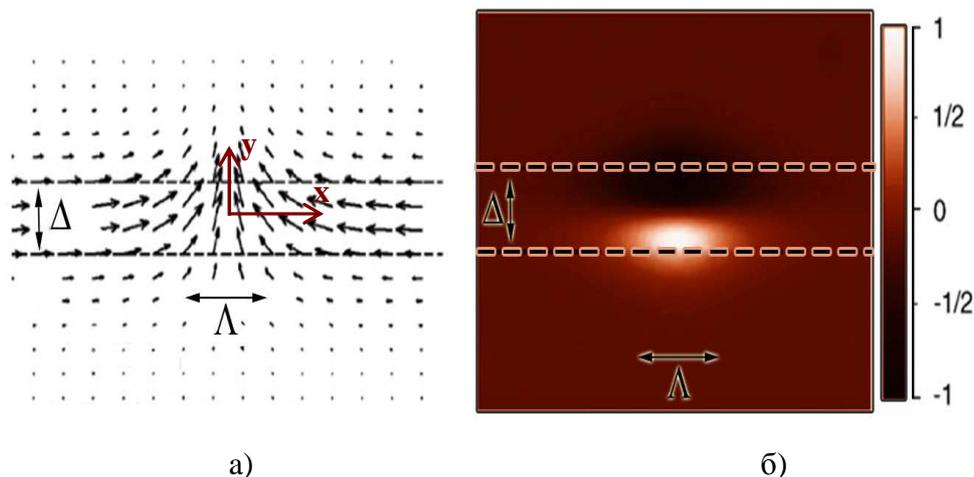


Рис. 16 Вертикальная блоховская линия в доменной стенке, разделяющей домены с вертикальной ориентацией намагниченности (вид сверху на пленку): а) микромагнитное распределение (доменная граница шириной Δ показана штриховой линией, линия Блоха шириной Λ расположена в центре); б) рассчитанное по формуле (9) распределение объемной плотности электрического заряда

В четвертой главе рассмотрен случай неполярных сред без центра симметрии на примере редкоземельных ферроборатов. Данные соединения с общей формулой $RFe_3(BO_3)_4$ (R – редкоземельный атом) интенсивно исследуются последние годы как новый класс мультиферроиков [59-66].

Разнообразие свойств ферроборатов обусловлено наличием в них двух магнитных подсистем: ионов железа и редкоземельных ионов. Ниже $T_N=30-40$ К в ферроборатах возникает антиферромагнитное упорядочение ионов Fe^{3+} . Близость температур Нееля для ферроборатов с различным типом редкоземельного иона говорит о доминировании обмена в подсистеме ионов железа по сравнению с обменом в редкоземельной подсистеме. Ионы редкой земли остаются парамагнитными вплоть до самых низких температур. Поскольку подсистема железа – антиферромагнитная, и она образована чередующимися ферромагнитно упорядоченными слоями, можно ожидать, что парамагнитные редкоземельные ионы тоже разобьются на две подрешетки в поле $f-d$ обмена порядка $\sim 10 \div 100$ кЭ.

Слабость обменных взаимодействий в редкоземельной подсистеме не означает, однако, что ее роль незначительна. Ориентация магнитных моментов ионов железа относительно кристаллографических осей определяется типом редкоземельного иона [67]: реализуется либо легкоосная антиферромагнитная структура, когда спины железа упорядочены вдоль тригональной c -оси ($R=Pr, Tb, Dy$), либо легкоплоскостная структура ($R=Nd, Eu, Er$), когда спины железа упорядочены в ab -плоскости перпендикулярно c -оси кристалла. Наконец, в некоторых составах ($R=Gd, Ho$) могут реализоваться оба состояния, что связано с конкуренцией вкладов в магнитную анизотропию от подсистем ионов железа и редкой земли, либо с изменением типа анизотропии редкоземельного вклада с ростом температуры. В диссертационной работе рассмотрено влияние типа редкоземельного иона и его основного состояния в кристаллическом поле на магнитные, магнитоэлектрические и магнитоупругие свойства ферроборатов.

Анализ симметрии кристалла позволяет получить формулы для компонент электрической поляризации кристалла

$$P_x = c_1 L_y L_z + c_2 (L_x^2 - L_y^2) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \{c_3 (m_{ix}^2 - m_{iy}^2) + c_4 m_{iz} m_{iy}\} \quad (10a)$$

$$P_y = -c_1 L_x L_z - 2c_2 L_x L_y - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \{2c_3 m_{ix} m_{iy} + c_4 m_{iz} m_{ix}\} \quad (10б)$$

$$P_z = c_5 L_x L_z (L_x^2 - 3L_y^2) + \frac{1}{2} c_6 \sum_{i=1}^2 m_{ix} m_{iz} \{m_{ix}^2 - 3m_{iy}^2\}, \quad (10в)$$

где \mathbf{L} – антиферромагнитный параметр порядка для ионов Fe^{3+} , \mathbf{m}_i – магнитные моменты редкоземельных ионов, суммирование ведется по двум парамагнитным «подрешеткам» $i=1,2$, на которые разбивается редкоземельная подсистема в результате антиферромагнитного упорядочения ионов железа.

Аналогично, для продольных компонент магнитострикции получаем:

$$u_{xx} - u_{yy} = b_1 L_y L_z + b_2 (L_x^2 - L_y^2) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \{b_3 (m_{ix}^2 - m_{iy}^2) + b_4 m_{iz} m_{iy}\}; \quad (11a)$$

$$u_{zz} = b_5 (L_x^2 + L_y^2) + b_6 L_z^2 + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \{b_7 (m_{ix}^2 + m_{iy}^2) + b_8 m_{iz}^2\}; \quad (11б)$$

В формулах (10,11) коэффициенты c_i , b_i , одинаковы для обеих редкоземельных «подрешеток». Это объясняется тем фактом, что все редкоземельные ионы занимают одинаковую кристаллографическую позицию и отличаются лишь за счет обменного поля, действующего на них.

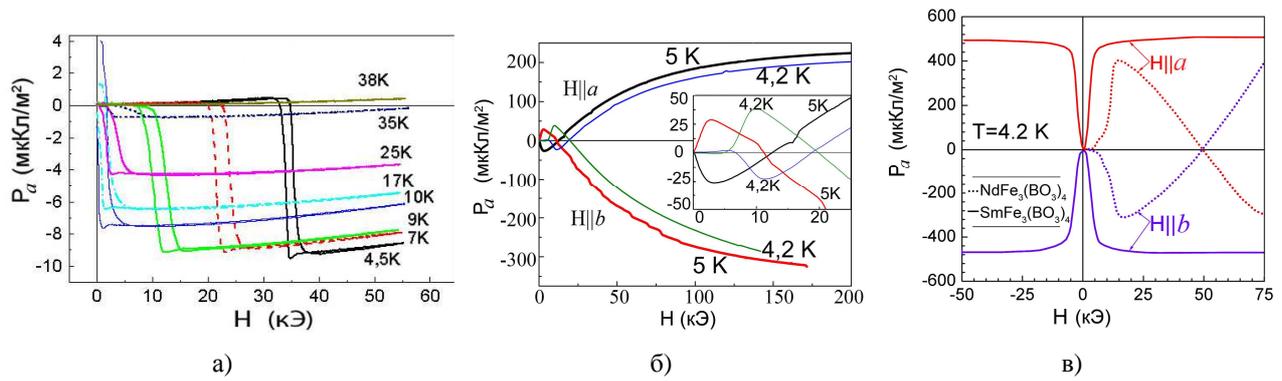


Рис. 17. Полевые зависимости магнитоэлектрических поляризаций в редкоземельных ферроборатах. а) скачки поляризации в ферроборате гадолия $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$, при различных температурах. Ниже температуры спин-переориентационного перехода $T_{\text{SR}}=10$ К в легкоосное состояние поляризация возникает только в критическом магнитном поле большем 10 кЭ, возвращающем магнитную систему в легкоплоскостное состояние. б) поляризация вдоль a -оси в ферроборате гольмия при температуре выше и ниже $T_{\text{SR}}=4,9$ К. На вставке показана под увеличением область небольших магнитных полей. в) поляризация вдоль a -оси для ферроборатов неодима и самария. Красным и синим цветом обозначены кривые для направлений магнитного поля вдоль a - и вдоль b -осей, соответственно. Также видна смена знака поляризации ферробората неодима в поле выше критического ~ 50 кЭ. Экспериментальные данные получены А.М. Кадомцевой, Ю.Ф. Поповым, Г.П. Воробьевым в Проблемной лаборатории магнетизма МГУ

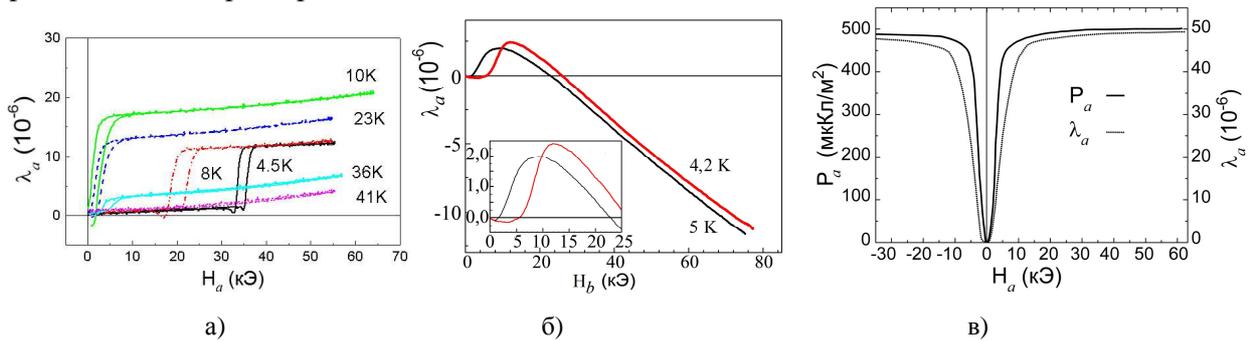


Рис. 18. Магнитоупругие зависимости для тех же составов, что и на рисунке 17. а) продольная магнитоупругость вдоль a -оси для ферробората гадолия б) поперечная магнитоупругость для ферробората гольмия (на вставке под увеличением дана область малых магнитных полей, поле возвратного перехода ~ 5 кЭ совпадает с измеренным по магнитоэлектрической зависимости Рис. 17 б) в) корреляция электрической поляризации и магнитоупругости для ферробората самария. Экспериментальные данные получены А.М. Кадомцевой, Ю.Ф. Поповым, Г.П. Воробьевым в Проблемной лаборатории магнетизма МГУ

Приведенные формулы позволяют объяснить основные качественные особенности магнитоэлектрических и магнитоупругих свойств редкоземельных ферроборатов, наблюдаемые в экспериментах [66] (рис. 17, 18):

1. Исчезновение электрической поляризации при спонтанном спин-переориентационном переходе от ab -плоскости к c -оси при температуре ниже T_{SR} , наблюдающемся для составов с конкурирующими анизотропиями $R=\text{Gd}$, Но, см. рис. 17 а, б (поскольку компоненты электрической поляризации в базисной плоскости слагаются из

комбинаций, пропорциональных компонентам антиферромагнитного вектора и магнитных моментов редкоземельных ионов в ab -плоскости).

2. Возникновение поляризации при индуцированных магнитным полем переходах в легкоплоскостное состояние, наблюдающееся для составов с конкурирующими анизотропиями $R=Gd$, Ho , см. рис. 17 а, б (по той же причине, что и в п.1)

3. Изменение знака электрической поляризации при изменении направления магнитного поля от a к b -оси кристалла, наблюдающееся для всех ферроборатов в легкоплоскостной фазе $R= Y, Sm, Nd, Gd, Ho, Er$, см. например, рис. 17 б, в (поскольку при этом меняют знак слагаемые при коэффициентах c_2 и c_3 в формуле (10а) и (10б), а слагаемые при c_1 и c_4 равны нулю).

4. Изменение знака электрической поляризации в легкоплоскостных ферроборатах в поле, равном полю $f-d$ обмена, наблюдающееся для составов $R= Ho, Nd$, рис.17 а, в (по той же причине, что и в п.3).

5. Корреляцию полевых зависимостей компонент поляризации и магнитоэлектричества, иллюстрируемую рис. 17 и 18 (вследствие сходства форм записи формул 10 и 11).

6. Малость компоненты электрической поляризации вдоль c -оси по сравнению с компонентами в плоскости (различие на два порядка) – вследствие того что она описывается инвариантами более высоких порядков по компонентам векторов M, L , чем поляризация в базисной плоскости.

Более детальный анализ с учетом квантовомеханического рассмотрения микроскопических механизмов взаимодействий показывает, что вклад в электрическую поляризацию от редкоземельных ионов пропорционален произведению магнитного момента иона на эффективное магнитное поле, действующее на редкоземельный ион. При малых внешних магнитных полях основную роль играет поле $f-d$ обмена, от величины которого зависят не только характерные поля фазовых переходов, но и сама величина поляризации.

Описанные выше магнитоэлектрические и магнитоэлектрические аномалии возникают в легкоплоскостных ферроборатах. В легкоосном состоянии, как следует из формул (10), электрическая поляризация в ферроборатах отсутствует. Однако при изменении температуры или под действием магнитного поля в легкоосных ферроборатах могут возникать, соответственно, спонтанные или индуцированные магнитным полем фазовые переходы (рис. 19), которые сопровождаются магнитоэлектрическими аномалиями.

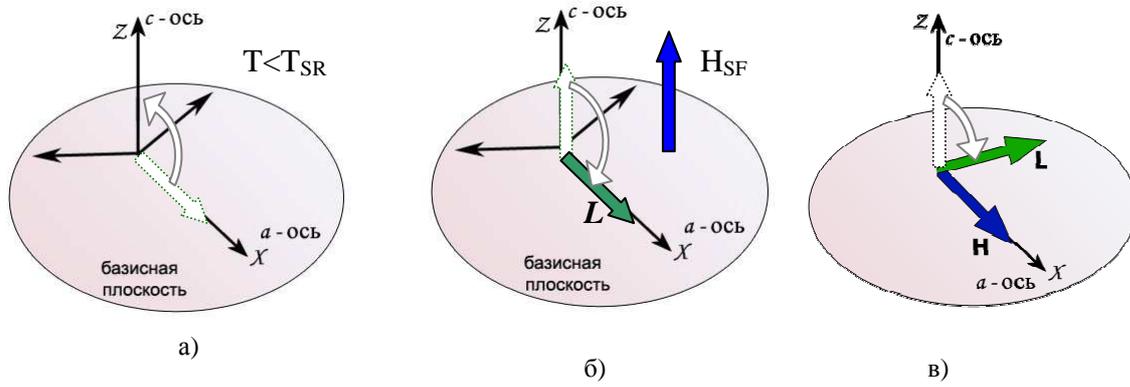


Рис. 19 Магнитные фазовые переходы, наблюдающиеся в редкоземельных феррборатах
 а) спонтанный спин-переориентационный переход в легкоосное состояние при $T < T_{SR}$
 б) индуцированный магнитным полем H_{SF} переход типа «спин-флоп» в) индуцированный магнитным полем в базисной плоскости возвратный переход в легкоплоскостное состояние.

Наибольший интерес представляет впервые наблюдавшийся в феррборате гадолиния [61] необычный переориентационный переход спинов от *c*-оси к базисной плоскости, происходящий при $T < T_{SR}$ в магнитном поле $\mathbf{H} \perp c$ (рис. 19 в). Действительно, на первый взгляд, нет причин, которые бы его вызывали: как в начальном состоянии «легкая ось», так и в конечном «легкая плоскость» внешнее магнитное поле ориентировано перпендикулярно вектору антиферромагнетизма \mathbf{L} (в фазе «легкая плоскость» спины свободно вращаются в плоскости, поэтому условие минимума энергии $(\mathbf{L} \cdot \mathbf{H}) = 0$ автоматически выполняется уже в очень слабых полях).

Можно показать, что причина такого поведения кроется в том, что редкоземельный вклад в энергию анизотропии зависит также и от внешнего магнитного поля \mathbf{H} . Рассмотрим на примере феррбората гадолиния вклад в термодинамический потенциал редкоземельной подсистемы:

$$F_{Gd} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \int_0^{H_{eff}^i} M_{Gd}(H_{eff}^i) dH_{eff} = -\frac{kT}{2} \sum_{i=1}^2 \int_0^{x_i} B_J(x) dx \quad (12)$$

где суммирование ведется по двум парамагнитным подсистемам $i=1,2$, $B_J(x)$ – функция Бриллюэна, $J=7/2$ – квантовое число полного момента количества движения иона гадолиния, а эффективное поле, в котором находится редкоземельный ион с магнитным моментом \mathbf{M} , складывается из поля обмена между ионами редкой земли и ионами железа и внешнего магнитного поля: $\mathbf{H}_{eff}^i = \pm \mathbf{H}_{exch} + \mathbf{H}$.

Разлагая (12) в ряд по приращению магнитного поля δH^i с точностью до членов 2-го порядка, получим вклад в анизотропию от парамагнитной подсистемы гадолиния $K^{Gd}(T, H)$:

$$K^{Gd}(T, H) \approx \alpha \cdot \frac{g\mu_B J H_{exch}^2}{\sqrt{(H_{exch})^2 + H^2}} \cdot B_J \left(\frac{g\mu_B J \sqrt{(H_{exch})^2 + H^2}}{kT} \right) \equiv \alpha A(T, H) \quad (13)$$

где α – малый параметр порядка $\delta H / H_{exch}$, g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора. Фактически, это уравнение $A(T, H) = const$ представляет собой уравнение границы, отделяющей между собой легкоосную и легкоплоскостную фазы на плоскости T - H .

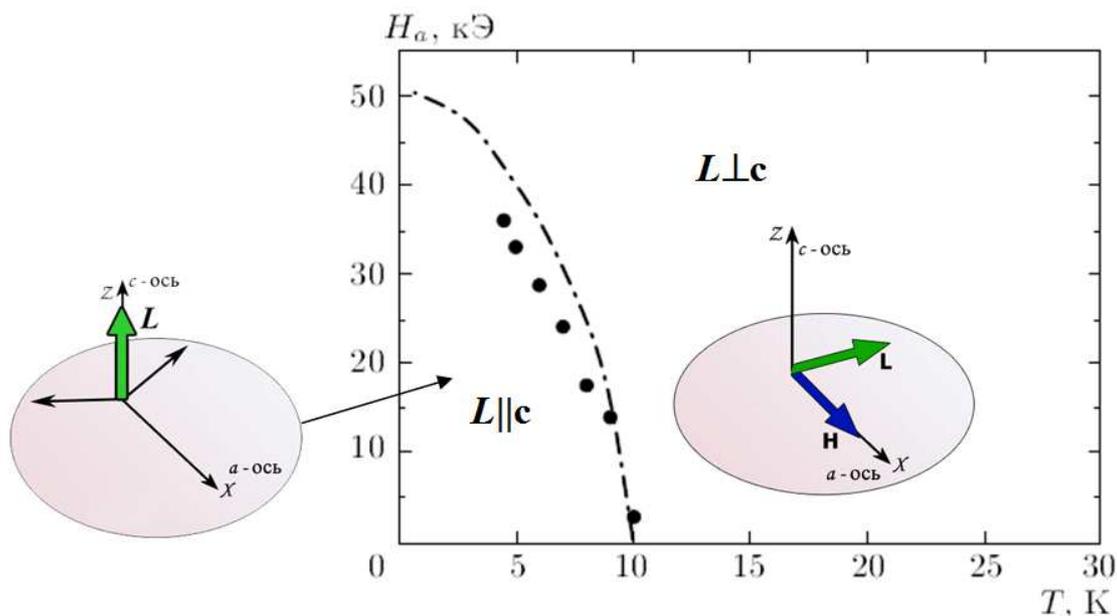


Рис.20 Фазовая диаграмма $GdFe_3(BO_3)_4$ в координатах T - H : точки – экспериментальная зависимость, штрих-пунктирная кривая – теоретическая зависимость.

Из рисунка 20 видно, что зависимость (13) качественно объясняет наличие возвратного перехода: магнитное поле, уменьшая по модулю величину K^{Gd} , как бы «возвращает» кристалл в область более высоких температур. Систематическое отклонение экспериментальных точек от теоретической кривой в сторону меньших критических полей, возможно, связано с тем, что в эффективном поле не учитывалось вклад от диполь-дипольного R - Fe взаимодействия со стороны решетки железа, учет которого требует дополнительных численных расчетов: суммирования по всем узлам, занимаемым ионами железа. Таким образом, механизм возвратного перехода связан с уменьшением (подавлением) в магнитном поле вклада в энергию анизотропии от редкоземельных ионов, стабилизирующего легкоосное состояние при низких температурах.

Фазовые переходы в ферроборате гольмия феноменологически весьма схожи: при температуре спиновой переориентации $T_{SR}=5$ К, наблюдается спонтанный переход в легкоосное состояние, также наблюдаются спин-флоп и возвратный переходы. Однако в отличие от ферробората гадолиния, где происходит конкуренция вкладов в анизотропию от системы ионов железа и редкоземельного иона, анизотропия ферробората гольмия

определяется специфическим спектром иона Ho^{3+} в кристаллическом и обменном полях, где имеет место своеобразная компенсация от разных пар уровней (переходов).

Таким образом, симметричное рассмотрение позволяет объяснить основные качественные особенности в магнитоэлектрических зависимостях редкоземельных ферроборатов (рис. 17), а также условия возникновения электрической поляризации в неполярных антиферромагнетиках без центра симметрии, а рассмотрение магнитных взаимодействий и вкладов в магнитную анизотропию от подсистем ионов железа и редкой земли позволяет количественно описать магнитные фазовые переходы, в которых возникают магнитоэлектрические аномалии.

Результаты и выводы

1. Проведен анализ магнитоэлектрических и магнитных свойств и структуры кристалла феррита висмута, в том числе механизмов их возникновения. Показана взаимосвязь константы флексомагнитоэлектрического взаимодействия и константы антисимметричного обмена, обуславливающего слабый ферромагнетизм в феррите висмута. Одновременное существование спиновой циклоиды и локального скоса подрешеток, объясняется тем, что эти два явления связаны с независимыми дисторсиями, соответствующим ортогональным (полярным и аксиальным) модам кристалла. По величине магнитного момента в расчете на один ион железа иона $m_{Fe} \sim 0,09 \mu_B/\text{Fe}$ в BiFeO_3 , проведена оценка константы флексомагнитоэлектрического взаимодействия $0,6 \text{ эрг}/\text{см}^2$, совпадающая с ранее проводимыми оценками [18] величины флексомагнитоэлектрического взаимодействия, полученными на основе данных о величине обменной жесткости и периоде спиновой циклоиды.
2. На основе флексомагнитоэлектрического механизма объяснена аномалия в магнитоэлектрических зависимостях для феррита висмута и BaMnF_4 , наблюдающаяся при критическом магнитном поле подавления (или образования, в случае BaMnF_4) циклоиды в виде скачка электрической поляризации. Оцененная величина добавочной поляризации, обусловленной флексомагнитоэлектрическим взаимодействием $\sim 20 \text{ мкКл}/\text{м}^2$ в феррите висмута согласуется с экспериментальными значениями скачка электрической поляризации в критическом поле фазового перехода.
3. Дана теоретическая интерпретация экспериментов по наблюдению возникновения слабого ферромагнетизма феррита висмута при магнитном фазовом переходе,

индуцированном магнитным полем. Объяснен ход кривой намагничивания, который позволяет проследить процесс искажения и разрушения пространственно модулированной структуры внешним магнитным полем.

4. Дано теоретическое объяснение результатов наблюдений спектров антиферромагнитного резонанса BiFeO_3 в сильных магнитных полях (до 250 кЭ). Путем аппроксимации экспериментальных зависимостей получены значения параметров поля Дзялошинского-Мории магнитоэлектрической природы $H_{DM} = 1,19 \cdot 10^5$ Э и константы одноосной анизотропии $K_u = 6,6 \cdot 10^5$ эрг/см³.
5. Теоретически показано, что в тонких пленках феррита висмута при критических деформациях ~1% реализуется однородное антиферромагнитное состояние с отличными от нуля спонтанной намагниченностью и магнитоэлектрическим эффектом. Рассчитанные величины критических напряжений сжатия (1,7%) и растяжения (0,6%) согласуются с экспериментальными данными для пленок феррита висмута, выращенных на подложках с кристаллографической ориентацией (001).
6. Экспериментально и путем численного моделирования показана взаимосвязь пространственной модуляции магнитного параметра порядка и электрической поляризации, играющая заметную роль в формировании микромагнитных структур, наряду с диполь-дипольными и обменными взаимодействиями, магнитной анизотропией и зеемановским взаимодействием. Данная взаимосвязь проявляется:
 - а) в смещении магнитных доменных границ и вертикальных линий Блоха под действием электрического поля;
 - б) в наклоне плоскости доменных границ;
 - в) в возникновении в пленках магнитных диэлектриков доменной структуры с одинаковой киральностью доменных границ;
 - г) в возможности зарождения и переключения магнитных вихрей в наночастицах.
7. Внешнее магнитное поле вызывает трансформацию структуры доменных стенок в пленках магнитных диэлектриков, имеющую характер фазового перехода первого рода из состояния с одинаковой киральностью доменных границ в состояние с противоположной киральностью соседних доменных границ. Изменение киральности магнитной доменной границы приводит к переключению ее электрической

поляризации. В пленках феррит-гранатов характерные поля фазового перехода лежат в диапазоне 10-100 Э.

8. На основании метода неприводимых представлений групп симметрии кристаллов проведен анализ магнитоэлектрических и магнитоупругих свойств редкоземельных ферроборатов. Объяснены эффекты возникновения/исчезновения электрической поляризации при спонтанных и индуцированных спин-переориентационных переходах в легкоплоскостное/легкоосное состояние.
9. Построены теоретические модели индуцированных магнитным полем фазовых переходов, при которых возникают магнитоэлектрические аномалии, в легкоосных, легкоплоскостных ферроборатах, а также в составах с конкурирующими вкладами в магнитную анизотропию. Показано, что определяющую роль в таких переходах играет поле обмена между подсистемами ионов железа и редкой земли ($f-d$ обмен).
10. Проведен анализ основных факторов, влияющих на величину магнитоиндуцированной поляризации в ферроборатах: основное состояние и тип магнитной анизотропии редкоземельного иона, а также поле $f-d$ обмена. Показано, что наибольшие величины магнитоиндуцированной поляризации должны наблюдаться у ферроборатов, анизотропия которых соответствует типу «легкая плоскость» (ферробораты Sm и Nd). Полученные выводы могут быть распространены за пределы данного класса на изоструктурные составы, а также на другие типы кристаллов тригональной, тетрагональной и гексагональной сингоний. Также показано, что для магнитоэлектрических эффектов в ферроборатах, проявляющихся в относительно небольших полях (до 10 кЭ) магнитоэлектрическая поляризация пропорциональна полю $f-d$ обмена.

Основные результаты диссертации отражены в следующих публикациях в рецензируемых научных журналах:

1. Ruette B., Zvyagin S., Pyatakov A.P., Bush A., Li J.F., Belotelov V.I., Zvezdin A.K., and Viehland D., Observation of Magnetic-field Induced Phase Transition in BiFeO₃ by High-field Electron Spin Resonance: Cycloidal to Homogeneous Spin Order // *Phys. Rev. B.* – 2004. – V. 69. – P. 064114.
2. Звездин А.К., Пятаков А.П. Фазовые переходы и гигантский магнитоэлектрический эффект в мультиферроиках // *УФН.* – 2004. – Т. 174. – С. 9.
3. Кадомцева А.М., Звездин А.К., Попов Ю.Ф., Пятаков А.П., Воробьев Г.П. Нарушенная четность относительно инверсии пространства и времени и магнитоэлектрические взаимодействия в антиферромагнетиках // *Письма в ЖЭТФ.* – 2004. – Т. 79. – С. 705-716.
4. Li J.-F., Wang J.-L, Wuttig M., Ramesh R., Wang N.-G., Ruette B., Pyatakov A. P., Zvezdin A. K., and Viehland D., Dramatically enhanced polarization in (001), (101), and (111) BiFeO₃ thin films due to epitaxial-induced transitions // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – V. 84 – P. 5261.
5. Viehland D., Li J.F., Zvyagin S., Pyatakov A.P., Bush A., Ruette B., Belotelov V.I., Zvezdin A.K., Induced phase transition in BiFeO₃ by high-field electron spin resonance, // *Ferroelectrics.* – 2004. – V.301. – P. 229-234.
6. Bai F., Wang J., Wuttig M., Li J.F., Wang N., Pyatakov A., Zvezdin A.K., Cross L.E., Viehland D., Destruction of spin cycloid in (111)_c-oriented BiFeO₃ thin films by epitaxial constraint: Enhanced polarization and release of latent magnetization // *Appl. Phys. Lett.* – 2005 – V. 86. – P. 032511.
7. Звездин А. К., Кротов С. С., Кадомцева А. М., Воробьев Г. П., Попов Ю. Ф., Пятаков А. П., Безматерных Л. Н., Попова Е. Н., О магнитоэлектрических эффектах в ферроборате гадолия GdFe₃(BO₃)₄ // *Письма в ЖЭТФ.* – 2005. Т. 81. – С. 335-339.
8. Wang N., Cheng J., Pyatakov A., Zvezdin A.K., Li J.F., Cross L.E., Viehland D. Multiferroic properties of modified BiFeO₃ - PbTiO₃ - based ceramics: Random-field induced release of latent magnetization and polarization // *Phys. Rev. B.* – 2005. –V.72. – N.1. –P. 104434.
9. Жданов А.Г., Звездин А.К., Пятаков А.П., Косых Т.Б., Viehland D., Влияние электрического поля на магнитные переходы “несоразмерная – соразмерная фаза” в мультиферроике типа BiFeO₃ // *Физика Твёрдого Тела.* – 2006. – Т.48. – №.1. – С.83-90.
10. Zhdanov A.G., Kosykh T.B., Pyatakov A.P., Zvezdin A.K., Viehland D., Peculiarities of incommensurate–commensurate phase transitions in multiferroics // *JMMM.* –2006. – V.300. – iss.1. – P. e437-e439.
11. Zvezdin A.K., Kadomtseva A.M., Krotov S.S., Pyatakov A.P., Popov Yu.F., Vorob'ev G.P. Magnetoelectric interaction and magnetic field control of electric polarization in multiferroics // *JMMM.* – 2006. – V.300. – iss.1. – P.224-228.
12. Звездин А.К., Воробьев Г.П., Кадомцева А.М., Попов Ю.Ф., Пятаков А.П., Безматерных Л.Н., Кувардин А.В., Попова Е.А. Магнитоэлектрические и магнитоупругие

взаимодействия в мультиферроиках $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ // Письма в ЖЭТФ. – 2006. – Т.83. вып.11. – С.600-605.

13. Kadomtseva A.M., Popov Yu.F., Pyatakov A.P., Vorob'ev G.P., Zvezdin A.K., and Viehland D. Phase transitions in multiferroic BiFeO_3 crystals, thin-layers, and ceramics: Enduring potential for a single phase, room-temperature magnetoelectric 'holy grail' //Phase Transitions. –2006. –V. 79. – iss. 12. – P. 1019-1042.
14. Logginov A.S., Meshkov G.A., Nikolaev A.V., Pyatakov A.P., Shust V.A., Zhdanov A.G., Zvezdin A.K. Electric field control of micromagnetic structure //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2007. – V. 310. – iss.2. – P. 2569-2571.
15. Кадомцева А.М., Звездин А.К., Пятаков А.П., Кувардин А.В., Воробьев Г.П., Попов Ю.Ф., Безматерных Л.Н. Исследование магнитоэлектрических взаимодействий в редкоземельных ферроборатах // ЖЭТФ. – 2007. – Т. 132. – №1. – С.134-137.
16. Логгинов А.С., Мешков Г.А., Николаев А.В., Пятаков А.П. Магнитоэлектрическое управление доменными границами в пленке феррита граната //Письма в ЖЭТФ. – 2007. – Т.86. – №2. – С.124-127.
17. Звездин А.К., Логгинов А.С., Мешков Г.А., Пятаков А.П. Мультиферроики: перспективные материалы микроэлектроники, спинтроники и сенсорной техники // Известия РАН, Серия физическая. – 2007. – Т. 71. – № 11. – С. 1604-1605.
18. Logginov A.S., Meshkov G.A., Nikolaev A.V., Nikolaeva E.P., Pyatakov A.P., Zvezdin A.K. Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films, //Applied Physics Letters. – 2008. – V. 93. – P. 182510.
19. Logginov A., Meshkov G., Nikolaev A., Nikolaeva E., Pyatakov A., Zvezdin A., Electric Field Driven Magnetic Domain Wall Motion in Iron Garnet Films // Solid State Phenomena. – 2009. – V. 152-153 “Magnetism and magnetic materials”. – P. 143-146.
20. Pyatakov A.P., Kadomtseva A.M., Vorob'ev G.P., Popov Yu.F., Krotov S.S., Zvezdin A.K., Lukina M.M., Nature of unusual spontaneous and field induced phase transitions in multiferroics RMn_2O_5 // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2009. V.321. – P. 858-860.
21. Zvezdin A.K, Pyatakov A.P. Flexomagnetoelectric effect in bismuth ferrite //Phys. Status Solidi B. – 2009. – V. 246. – P. 1956–1960.
22. Звездин А.К., Кадомцева А.М., Попов Ю.Ф., Воробьев Г.П., Пятаков А.П., Иванов В.Ю., Кузьменко А.М., Мухин А.А., Безматерных Л.Н., Гудим И.А., Магнитная анизотропия и магнитоэлектрические свойства ферроборатов $\text{Tb}_{1-x}\text{Er}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ //ЖЭТФ. – 2009. – Т.136. – вып. 1(7). – С.80-86.
23. Звездин А.К., Пятаков А.П. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие в мультиферроиках и вызванные им новые физические эффекты //Успехи физических наук. – 2009. – Т.179. – С. 897-904.
24. Pyatakov A.P., Zvezdin A.K., Flexomagnetoelectric interaction in multiferroics //The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems. – 2009. – V.71. – N. 3. – P. 419.

25. Pyatakov A.P., Sergeev A.S., Sechin D.A., Meshkov G.A., Nikolaeva E.P., Nikolaev A.V., Logginov A.S., Zvezdin A.K., Magnetic domain wall motion triggered by electric field. //J. Phys.: Conf. Ser. – 2010. – V. 200. – P. 032059.
26. Кадомцева А.М., Попов Ю.Ф., Воробьев Г.П., Пятаков А.П., Кротов С.С., Камилов К.И., Иванов В.Ю., Мухин А.А., Зvezdin A.K., Кузьменко А.М., Безматерных Л.Н., Гудим И.А., Темеров В.Л. Магнитоэлектрические и магнитоупругие свойства редкоземельных ферроборатов.//Физика Низких Температур. – 2010. – Т. 36. – вып. 6. – С. 640-653.
27. Пятаков А.П., Мешков Г.А., Логгинов А.С. О возможности зарождения в магнитных диэлектриках магнитных вихрей и антивихрей с помощью электрического поля // Вестник Московского Университета, Серия 3 Физика и Астрономия. – 2010. – №4. – С. 92-94.
28. Попов Ю.Ф., Пятаков А.П., Кадомцева А.М., Воробьев Г.П., Зvezdin A.K., Мухин А.А., Иванов В.Ю. Особенности магнитных, магнитоэлектрических и магнитоупругих свойств мультиферроика ферробората самария $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ // ЖЭТФ. – 2010. – Т. 138 – Вып. 2. – С. 226-230.
29. Pyatakov A.P., Zvezdin A.K., Sergeev A.S., Sechin D.A., Nikolaeva E.P., Nikolaev A.V., Logginov A.S., Spin Flexoelectricity and New aspects of Micromagnetism //Advances in Science and Technology. – 2010. – V. 67. 12th International Ceramics Congress Part F. – P. 149-157.
30. Pyatakov A. P., Sechin D. A., Sergeev A. S., Nikolaev A. V., Nikolaeva E. P., Logginov A. S. and Zvezdin A. K., Magnetically switched electric polarity of domain walls in iron garnet films //Europhys. Letters. – 2011. – V. 93. – P. 17001.
31. Meshkov G.A., Pyatakov A. P., Belanovsky A. D., Zvezdin K. A., Logginov A. S., Writing Vortex Memory Bits Using Electric Field // Journal of the Magnetism Society of Japan. – 2012. – V. 36. – N. 1_2. – P. 46-48.
32. Кадомцева А.М., Воробьев Г.П., Попов Ю.Ф., Пятаков А.П., Мухин А.А., Иванов В.Ю., Зvezdin A.K., Гудим И.А., Темеров В.Л., Безматерных Л.Н. Магнитоэлектрические и магнитоупругие свойства легкоплоскостных ферроборатов с малым ионным радиусом// ЖЭТФ. – 2012. – Т. 141. – Вып. 5. – С. 930-938.
33. Pyatakov A.P., Meshkov G.A., Zvezdin A.K. Electric polarization of magnetic textures: New horizons of micromagnetism // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2012. – V. 324. – Iss. 21. – P. 3551–3554.
34. Zvezdin A.K., Pyatakov A.P. On the problem of coexistence of the weak ferromagnetism and the spin flexoelectricity in multiferroic bismuth ferrite // Europhys. Letters. – 2012. – V. 99. – P. 57003
35. Пятаков А.П., Зvezdin A.K. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // УФН. – 2012. – Т. 182. – С. 593-620.

Избранные тезисы докладов на конференциях (лекции и приглашенные доклады)

1. Popov Yu. F., Kadomtseva A.M., Zvezdin A.K., Vorob'ev G.P., Pyatakov A.P., Kamilov K.I. Weak ferromagnetism discovery at modulated structure destruction for BiFeO₃. // Abstracts, MEIPIC-5 (Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals. – Sudak, 2003. – P. 31
2. Zvezdin A.K., Kadomtseva A.M., Krotov S.S., Pyatakov A.P., Popov Yu.F., Vorob'ev G.P. Magnetoelectric interactions and magnetic field control of electric polarization in multiferroics. // Books of Abstract “Moscow International Symposium on Magnetism”, Moscow, 2005. – P.476
3. Pyatakov A.P. New multiferroic materials: single crystal, thin films, ceramics. // Abstracts of the International conference “Functional Materials”. - Partenit(Ukraine), 2005. – P. 164
4. Звездин А.К., Логгинов А.С., Мешков Г.А., Пятаков А.П. Мультиферроики: перспективные материалы микроэлектроники, спинтроники и сенсорной техники. // Сборник трудов XX международной школы-семинара “Новые магнитные материалы микроэлектроники”. – Москва, 2006. – С. 575
5. А.П. Pyatakov, А.М. Kadomtseva, G.P. Vorob'ev, Yu.F. Popov, L. Bezmaternykh, А.К. Zvezdin. Magnetoelectric interaction in multiferroic rare earth ferrobates. // EASTMAG-2007 “Magnetism on a nanoscale”, Abstract Book. – Kazan. – 2007 – P.29
6. Pyatakov A.P., Zvezdin A.K., Sergeev A.S., Sechin D.A., Nikolaeva E.P., Nikolaev A.V., Logginov A.S. Spin Flexoelectricity and New aspects of Micromagnetism. // 12th International Ceramics Congress, Abstracts, part F. - Montecatini Terme (Italy), 2010. – P.149-157
7. Zvezdin A.K., Pyatakov A.P., Symmetry and magnetoelectric interactions in multiferroics. // “Moscow International Symposium on Magnetism” Book of Abstracts”. – Moscow, 2011. – P. 810
8. Pyatakov A.P., Zvezdin A.K., Incommensurate Structures and Domains Walls in Multiferroics. // Joint International Symposium ISFD-11th-RCBJSF (International Symposium on Ferroic Domains and Micro- to Nanoscopic Structures- Russian/CIS/Baltic/Japan Symposium on Ferroelectricity), Abstract book. – Ekaterinburg, 2012. – P. 42

Цитируемая литература

1. Schmid H. Multiferroic magnetoelectrics // *Ferroelectrics*. – 1994. – V. 162. – P. 317-338.
2. Смоленский Г.А., Чупис И. Е., Сегнетомагнетики // *УФН*. – 1982. – V.137. – P. 415-448.
3. Веневцев Ю.Н., Гагулин В.В., Любимов В.Н. Сегнетомагнетики Москва: Наука, –1982. – 224 с.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Электродинамика сплошных сред, Москва: Наука, – 1992. – 624 с.
5. Дзялошинский И.Е. К вопросу о магнитно-электрическом эффекте в антиферромагнетиках // *ЖЭТФ*. – 1959.– Т. 37. – С. 881-882.
6. Астров Д.Н., Магнитоэлектрический эффект в антиферромагнетиках // *ЖЭТФ*. 1960. – Т. 38. – С. 984
7. Смоленский Г.А., Аграновская А.И. // *ЖТФ*. –1958. – Т. 28. – С. 1491.
8. Смоленский Г.А., Исупов В.А., Крайник Н.Н., Аграновская А.И. // *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* –1961. –Т. 25. – С. 1333
9. Fiebig M. Revival of the magnetoelectric effect // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2005. – V. 38. – P. R123–R152.
10. Eerenstein W., Mathur N. D., Scott J. F. Multiferroic and magnetoelectric materials // *Nature*. – 2006. – V.442. – P.759.

11. Cheong S.-W. Mostovoy M. Multiferroics: a magnetic twist for ferroelectricity // *Nature Mater.* – 2007.– V. 6. – P. 13.
12. Khomskii D. Classifying multiferroics: Mechanisms and effects // *Physics.* – 2009. – V. 2. – P. 20.
13. Чупис И.Е. Прогресс в изучении сегнетомагнитных кристаллов // *Физика Низких Температур.* – 2010.–Т. 36. – С. 597-612
14. Chupis I. E. Ferroelectromagnets. Fifty years after discovery. // *ChemInform.* – 2011. – V. 42 issue 22.
15. Пятаков А.П., Зvezdin A.K. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики. // *УФН.* – 2012. – Т. 182. – С. 593-620
16. Sergienko I.A., Dagotto E. Role of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in multiferroic perovskites. // *Phys Rev B.* – 2006.–V. 73. – P. 094434.
17. Moskvin A.S., Drechsler S.-L. Microscopic mechanisms of spin-dependent electric polarization in 3d oxides. // *Eur Phys J.* – 2009. –V. 71. –P. 331.
18. Kadomtseva A.M., Popov Yu.F., Pyatakov A.P., Vorob'ev G.P., Zvezdin A.K., and Viehland D., Phase transitions in multiferroic BiFeO₃ crystals, thin-layers, and ceramics: Enduring potential for a single phase, room-temperature magnetoelectric 'holy grail'// *Phase Transitions.* – 2006. – V. 79. – P. 1019-1042.
19. Logginov A.S., Meshkov G.A., Nikolaev A.V., Nikolaeva E.P., Pyatakov A.P., Zvezdin A.K. Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films. // *Applied Physics Letters.* –2008. – V.93. – P.182510.
20. Kitagawa Y., Hiraoka Y., Honda T., Ishikura T., Nakamura H., Kimura T., Low-field magnetoelectric effect at room temperature. // *Nature Materials.* – 2010 –V. 9. – P. 797–802.
21. Бичурин М.И., Петров В.М., Филиппов Д.А., Сринивасан Г., Нан С.В. Магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах. – Великий Новгород. 2005. – 226с.
22. Fetisov Y. K., Srinivasan G., Electric field tuning characteristics of a ferrite-piezoelectric microwave resonator // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – V. 88. – P. 143503.
23. Зvezdin A.K., Логгинов А.С., Мешков Г.А., Пятаков А.П., Мультиферроики: перспективные материалы микроэлектроники, спинтроники и сенсорной техники // *Известия РАН, Серия физическая.* – 2007. – Т. 71. – № 11. – С. 1604-1605.
24. Bibes M., Barthélemy A., Multiferroics: Towards a magnetoelectric memory // *Nature Materials.* – 2008. – V. 7. – P. 425 – 426.
25. Пикин С.А., Структурные превращения в жидких кристаллах. Москва: «Наука», 1981. – 336 с. С.126.
26. Барьяхтар В.Г., Львов В.А., Яблонский Д.А., Теория неоднородного магнитоэлектрического эффекта // *Письма в ЖЭТФ.* –1983. – Т. 37. - С. 565-567.
27. Sparavigna A., Strigazzi A., Zvezdin A., Electric-field effects on the spin-density wave in magnetic ferroelectrics. // *Phys Rev B.* –1994. – Т. 50, С. 2953.
28. Pyatakov A.P. and Zvezdin A.K., Flexomagnetoelectric interaction in multiferroics. // *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex System.* – 2009. – V. 71– P. 419.
29. Зvezdin A.K., Мухин А.А., О влиянии неоднородного магнитоэлектрического (флексомагнитоэлектрического) взаимодействия на спектр и свойства магнонов в мультиферроиках. // *Письма в ЖЭТФ.* – 2009. – Т. 89, С. 385.
30. Krichevstov B B, Pisarev R V, Selitskii A G: Effect of an electric field on the magnetization processes in the yttrium iron garnet Y₃Fe₅O₁₂. // *Sov Phys JETP.* – 1992. – V. 74. – P.565-573.
31. Koronovsky V.E., Ryabchenko S.M., Kovalenko V.F., Electromagneto-optical effects on local areas of a ferrite-garnet film. // *Phys Rev B.* – 2005. – V. 71. – P. 72402.

32. Пятаков А. П., Мешков Г. А., Сечин Д. А., Сергеев А. С., Николаева Е. П., Николаев А. В., Логгинов А. С., Электрическое управление микромагнитной структурой как принцип работы элементов энергосберегающей памяти, Сборник трудов Научно-практической конференции «Фундаментальные и прикладные аспекты инновационных проектов Физического факультета МГУ» 18-19 ноября 2009 г. – С. 45.
33. Meshkov G.A., Pyatakov A. P., Belanovsky A. D., Zvezdin K. A. and Logginov A. S., Writing Vortex Memory Bits Using Electric Field. // Journal of the Magnetism Society of Japan. – 2012. – V. 36. – P.46-48.
34. Туров Е.А., Колчанов А.В., Меньшенин В.В., Мирсаев И.Ф., Николаев В.В., Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. Москва: Физматлит – 1963. – 559 с.
35. Боровик-Романов А.С., Лекции по низкотемпературному магнетизму (Магнитная симметрия антиферромагнетиков) – Новосибирский Государственный Университет, –1976.
36. Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З., Ориентационные переходы в редкоземельных ортоферритах – М.:Наука – 1979 – 320 с
37. Keffer F, Moriya T, Moriya. // Interaction and the Problem of the Spin Arrangements in βMnS , Phys. Rev. – 1962. – V. 126. – P. 896-900.
38. Москвин А.С., Бострем И.Г., Особенности обменных взаимодействий в ортоферритах-ортохромитах // ФТТ. – 1977. – Т. 19, С. 1616-1626.
39. Попов Ю.Ф., А.К. Звездин, Воробьев Г.П., Кадомцева А.М., Мурашев В.А., Раков Д.Н. Линейный магнитоэлектрический эффект и фазовые переходы в феррите висмута BiFeO_3 . //Письма в ЖЭТФ. – 1993. – V. 57. –P. 65-68.
40. Tehranchi M.M., Kubrakov N.F., Zvezdin A.K., Spin-flop and incommensurate structures in magnetic ferroelectrics. // Ferroelectrics. – 1997. – V. 204. P. 181-188.
41. Sciau Ph, Clin M., Rivera J.-P., Schmid H., Magnetoelectric measurements on BaMnF_4 . //Ferroelectrics. – 1990. – V.105. – P.201-206.
42. Bibes M., Sando D., Agbelele A., Daumont C., Cazayous M., Infante I.C., Ren W., Juraszek J., Fusil S., Jacquet E., Carrétéro C., Lisenkov S., Bellaiche L., Dkhil B. and Barthélémy A., Putting a strain on BiFeO_3 . // The royal society meeting “Magnetoelectric phenomena and devices” 24-25 September 2012
43. Gabbasova Z.V., Kuz'min M.D., Zvezdin A.K., Dubenko I.S., Murashov V.A., Rakov D.N., Krynetsky I.B., $\text{Bi}_{1-x}\text{R}_x\text{FeO}_3$ (R=rare earth): a family of novel magnetoelectrics. // Phys. Lett. – 1991. – V. 158. – P.491.
44. Кротенко Е.Б., Мелихова Ю.В., Яблонский Д.А., Динамика вертикальных блоховских линий в редкоземельных ортоферритах в электрическом поле. // ФТТ. – 1985. – V. 27, С. 3230-3235.
45. Stefanovskii E.P., Electric polarization of magnetic modulated structures and domain walls. // Ferroelectrics. – 1994. – V. 161. – P. 245.
46. Khalfina A.A., Shamsutdinov M.A., Long-Periodic Magnetic Structure in Magnetoelectrics. // Ferroelectrics. – 2002. – V. 279. P.19.
47. Екомасов Е.Г., Динамика доменных границ с линиями в редкоземельных ортоферритах в магнитном и электрическом полях с учетом обменных релаксационных процессов // Физика Низких температур. – 2003. – Т. 29. – С. 878-884.
48. Tanygin V.M. On the free energy of the flexomagnetoelectric interactions, Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2011. – V. 323. – P. 1899-1902.
49. Шамсутдинов М.А, Харисов А.Т, Николаев Ю.Е. Структура и динамика доменной стенки в ферромагнетике с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием // Физика металлов и металловедение. – 2011. – Т. 111. – С. 472.

50. Малоземов А., Слончевский Дж., Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. – Москва: Мир – 1982. – 382 с.
51. Звездин А.К. Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок – Москва: Наука – 1988. – 192с.
52. Khvalkovskiy A.V., Grollier J., Locatelli N., Gorbunov Ya.V., Zvezdin K.A., and Cros V. Nonuniformity of a planar polarizer for spin-transfer-induced vortex oscillations at zero field, // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – V.96. – P.212507
53. Mironov V.L., Ermolaeva O.L., S.A. Gusev, Klimov A.Yu., Rogov V.V., Gribkov B.A., Udalov O.G., and Fraerman A.A., Marsh R., Checkley C., Shaikhaidarov R., and Petrashov V.T. Antivortex state in crosslike nanomagnet // *Phys. Rev. B.* – 2010. – V. 81. – P. 094436
54. Звездин К.А. Особенности перемагничивания трехслойных наноструктур // *Физика Твердого Тела.* – 2000. – Т. 42. – С. 116
55. Четкин М.В., Парыгина И.В., Смирнов В.Б., Гадецкий С.Н., Звездин А.К., Попков А.Ф. Соударение кластеров вертикальных блоховских линий в доменной границе ферромагнетика // *Письма в ЖЭТФ.* 1989. – Т. 49. – С. 174-177.
56. Bar'yakhtar V.G., M. V. Chetkin, B.A. Ivanov, S.N. Gadetskii. Dynamics of Topological Magnetic Solitons: Experiment and Theory // *Springer Tracts in Modern Physics.* - 1994. - V.129.
57. Thiaville, A., Boileau, F., Miltat, J., Arnaud, L. Direct Bloch line optical observation // *Journal of Applied Physics.* – 1998. – V. 63. – P. 3153-3158
58. В.И. Белотелов, А.С. Логгинов, А.В. Николаев, Детектирование и исследование магнитных микро-и наноструктур с применением оптической микроскопии темного поля // *Физика твердого тела.* – 2003. - Т.45. – P. 490-499.
59. Levitin R.Z., Popova E.A., Chtsherbov R.M., Vasiliev A.N., Popova M.N., Chukalina E.P., Klimin S.A., van Loosdrecht P.H.M., Fausti D., Bezmaternykh L.N. Cascade of phase transitions in $GdFe_3(BO_3)_4$ // *Письма в ЖЭТФ.* – 2004. - Т. 79. - С. 531-534.
60. Панкрац А.И., Петраковский Г.А., Безматерных Л.Н., Баяков О.А., Антиферромагнитный резонанс и фазовые диаграммы гадолиниевого ферробората $GdFe_3(BO_3)_4$ // *ЖЭТФ.* – 2004. – Т.126, С.887-897.
61. Звездин А.К., Кротов С.С., Кадомцева А.М., Воробьев Г.П., Попов Ю.Ф., Пятаков А.П., Безматерных Л.Н., Попова Е.А., О магнитоэлектрических эффектах в ферроборате гадолиния $GdFe_3(BO_3)_4$ // *Письма в ЖЭТФ.* – 2005. – Т. 81. – С. 335-339.
62. Kharlamova S.A., Ovchinnikov S.G., Balaev A.D., Thomas M.F., Lyubutin I.S., and Gavriiliuk A.G., Spin Reorientation Effects in $GdFe_3(BO_3)_4$ Induced by Applied Field and Temperature // *ЖЭТФ.* – 2005. – V. 128. – P. 1252–1259.
63. Васильев А.Н., Попова Е.А. Редкоземельные ферробораты $RFe_3(BO_3)_4$ // *ФНТ.* – 2006. - Т. 32.– С. 968-984.
64. Popova E.A., Volkov D.V., Vasiliev A.N., Demidov A.A. and Kolmakova N.P., Gudim I.A. and Bezmaternykh L.N., Tristan N., Skourski Yu., Büchner B., Hess C., and Klingeler R. Magnetization and specific heat of $TbFe_3(BO_3)_4$: Experiment and crystal-field calculations // *Phys. Rev. B.* - 2007.– V. 75. – P.224413.
65. Popova M.N. Optical spectroscopy of low-dimensional rare-earth iron borates // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* 2009. – V. 321. – P. 716–719.
66. Кадомцева А.М., Попов Ю.Ф., Воробьев Г.П., Пятаков А.П., Кротов С.С., Камилов К.И., Иванов В.Ю., Мухин А.А., Звездин А.К., Кузьменко А.М., Безматерных Л.Н., Гудим И.А., Темеров В.Л. Магнитоэлектрические и магнитоупругие свойства редкоземельных ферроборатов // *Физика Низких Температур.* – 2010. – Т. 36. – С. 640-653.
67. Звездин А.К., Матвеев В.М., Мухин А.А., Попов А.И. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. – М.: Наука – 1985. – 294 с.