

На правах рукописи

Шапаева Татьяна Борисовна

**Динамика доменных границ и магнитных вихрей в доменных
границах прозрачных ферромагнетиков**

Специальность 1.3.12. Физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва – 2025

Диссертация подготовлена на кафедре магнетизма физического факультета
ФГБОУ ВО «Московский государственный университет имени
М.В. Ломоносова

**Официальные
оппоненты**

Гареева Зухра Владимировна, доктор физико-математических наук, доцент, Институт физики молекул и кристаллов – обособленное структурное подразделение ФГБНУ Уфимский федеральный исследовательский центр Российской академии наук, лаборатория теоретической физики, ведущий научный сотрудник, заведующий лабораторией;

Панина Лариса Владимировна, доктор физико-математических наук, ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», кафедра технологии материалов электроники, профессор;

Юрасов Алексей Николаевич, доктор физико-математических наук, профессор, ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет», институт перспективных технологий и индустриального программирования, кафедра наноэлектроники, профессор

Ведущая организация

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук

Зашита диссертации состоится 10 апреля 2026 г. в 12 часов 30 минут на заседании диссертационного совета 24.2.411.03 при ФГБОУ ВО «Тверской государственный университет» по адресу: 170002, г. Тверь, Садовый пер., д. 35, ауд. 226.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Тверского государственного университета по адресу: 170100, г. Тверь, ул. Советская, д. 58 и в сети Интернет на сайте ФГБОУ ВО «Тверской государственный университет» <https://dissertations.tversu.ru>

Автореферат разослан «_____» 2026 г.

Учёный секретарь
диссертационного совета

Е.В. Барабанова

Общая характеристика работы.

Актуальность работы. Стремительный рост объема данных, которые ежедневно создает человечество, предъявляет новые требования к системам хранения и обработки информации [1]. В настоящее время среди перспективных технологий хранения данных можно выделить магнитную запись с тепловой поддержкой (Heat Assisted Magnetic Recording – HAMR) и магнитную запись с использованием микроволнового излучения (Microwave-Assisted Magnetic Recording – MAMR) [2]. В последней технологии намагниченность переключают посредством возбуждения ее прецессионного движения. В последние годы одним из перспективных направлений магнитной записи информации стала так называемая трековая память (racetrack memory) [3]. При реализации этого метода записи быстродействие устройства непосредственно определяется скоростью движения доменных границ (ДГ) [3].

Наряду с прикладным интересом к изучению динамики доменных границ, существует и фундаментальный интерес. Согласно уравнению, описывающему динамику намагниченности, скорость движения ДГ линейно зависит от напряженности магнитного поля, которое вызвало это движение. Однако, скорость движения границы не может возрастать бесконечно. Теоретически и экспериментально было показано, что скорость движения ДГ определяется скоростью поворота магнитных моментов, следовательно, она ограничена фазовой скоростью спиновых волн. Таким образом, при описании динамики ДГ возникает вопрос о различии структур статической и динамической ДГ. Поэтому понимание физики движения самой ДГ и ее внутренней структуры является актуальным не только с прикладной, но и с фундаментальной точки зрения.

Настоящее исследование посвящено экспериментальному изучению динамики доменных границ и магнитных вихрей, которые при определенных условиях формируются внутри движущихся доменных границ. В качестве объектов исследования использовали прозрачные ферромагнетики: пленки феррита-граната, содержащего висмут, аморфный сплав GdFeCo и ортоферрит иттрия ($YFeO_3$). Выбор именно этих материалов обусловлен тем, что скорости движения ДГ в них могут превышать 1 км/с, а в ортоферрите наблюдается максимальная на сегодняшний день скорость 20 км/с.

Степень разработанности темы исследований.

В настоящее время существуют разные методы исследования динамики ДГ, но только методы, основанные на магнитооптических (МО) эффектах, позволяют визуализировать динамическую ДГ [A1]. С помощью методов двух и трехкратной фотографии можно всего по одной фотографии динамической ДГ определить скорость ее движения [4]. Современные лазеры могут генерировать импульсы света длительностью несколько десятков фемто секунд, короткий лазерный импульс является самым быстрым возбуждением в магнетизме. Использование таких импульсов в методе накачки-зондирования открыло область сверхбыстрого магнетизма с субпикосекундным разрешением [5].

Разработка новых устройств спинtronики и модернизация их функциональных возможностей привели к интенсивному поиску новых механизмов управления динамикой ДГ помимо магнитных полей. В настоящее время известно, что управлять движением ДГ можно не только с помощью магнитного поля, но и с помощью электрического поля и спин-поляризованного тока [6]. Движение ДГ, запускаемое ультракороткими лазерными импульсами, также рассматривается в качестве одного из перспективных направлений сверхбыстрой и высокоэффективной передачи данных [7].

Несмотря на интенсивные исследования механизмов, позволяющих перемещать ДГ с помощью оптических импульсов [8], эксперименты по динамике ДГ, индуцированной светом, весьма немногочисленны и оставляют много открытых вопросов [9]. Например, может ли оптическое возбуждение не только вызывать движение покоящейся ДГ, но и влиять на скорость движущейся границы? Эта задача ранее еще не была рассмотрена. В настоящей работе исследование динамики ДГ проведено методом, объединяющим двукратную фотографию и метод накачки-зондирования. Использование нового подхода позволяет по одной фотографии сравнить скорость движения ДГ в возбужденной и невозбужденной области.

Благодаря дифракции света на периодической доменной структуре, можно зафиксировать смещение ДГ на расстояние меньше, чем длина световой волны [10], что значительно улучшает пространственное разрешение магнитооптики. Объединение дифракции света на доменной структуре и метода накачки-зондирования, позволяет не только исследовать смещение ДГ с высоким пространственным и временным разрешением под действием света, но и контролировать оптические свойства материала с субпикосекундным разрешением.

Учитывая современное состояние исследований динамики ДГ в прозрачных ферромагнетиках, может быть определена **цель диссертационной работы:** выявление фундаментальных физических процессов, лежащих в основе динамики самих ДГ, и динамики внутренней структуры ДГ в прозрачных ферромагнетиках, таких как содержащие Ві пленки ферритов-гранатов, GdFeCo и ортоферрит иттрия.

Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи:**

1. Изучение воздействия постоянного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости статической ДГ, на её динамику в плёнках феррита-граната. Такое поле способствует стабилизации структуры ДГ, подавляет образование магнитных вихрей внутри границы, что, в свою очередь, позволяет достичь скоростей движения границы, превышающих скорость Уокера.
2. Определение условий оптического перемагничивания пленок ферритов-гранатов, содержащих Ві, в присутствии постоянного магнитного поля, которое ориентировано в плоскости образца.

3. Изучение динамики ДГ в ферримагнетике GdFeCo под действием импульсного магнитного поля в присутствии постоянного магнитного поля, которое направлено вдоль нормали к плоскости статической ДГ.
4. Изучение влияния мощного оптического импульса на динамическую ДГ феррита-граната и GdFeCo.
5. Изучение динамики антиферромагнитных (АФМ) вихрей внутри ДГ ортоферрита иттрия. Исследование взаимодействия уединенной волны, сопровождающей АФМ вихрь и движущейся вдоль части ДГ, скорость которой превышает скорость звука, с другой частью границы, которая движется со звуковой скоростью.
6. Исследование динамики ДГ с высоким пространственным разрешением с помощью метода, основанного на магнитооптической дифракции.

Научная новизна результатов, представленных в диссертации, состоит в обнаружении и исследовании ряда новых физических эффектов, в использовании комбинации метода накачки-зондирования и двукратной фотографии, а также объединение метода накачки-зондирования и магнитооптической дифракции:

1. В пленках ферритов-гранатов с перпендикулярной анизотропией обнаружено движение ДГ со сверхзвуковой скоростью вплоть до 10 км/с. Известная до настоящего времени максимальная скорость движения ДГ в этих материалах была менее 3 км/с.
2. При движении ДГ в пленке феррита-граната со сверхзвуковой скоростью наблюдали увеличение видимой ширины границы более чем на порядок по сравнению с ее шириной в статике или при ее движении со скоростью меньше скорости звука.
3. Обнаружена нелинейная зависимость подвижности ДГ в пленке феррита-граната от постоянного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости ДГ.
4. Локальное перемагничивание в В_i-содержащем феррите-гранате в субнаносекундном диапазоне было реализовано при одновременном действии нагревания с помощью короткого оптического импульса и постоянного магнитного поля, которое ориентировано перпендикулярно начальному направлению намагниченности. Подобный сценарий переключения намагниченности с тепловой поддержкой может иметь место и в других материалах при условии, что намагниченность и анизотропия по-разному зависят от температуры.
5. Впервые для исследования динамики ДГ было использовано объединение двукратной фотографии и метода накачки-зондирования. Комбинация этих методов открывает новые возможности для локального управления магнитным порядком. Обнаружено, что при определенных условиях мощный оптический импульс меняет структуру динамической ДГ, что приводит к ее локальному торможению.

6. Впервые динамика ДГ в соединении GdFeCo была исследована с помощью метода, объединяющего двукратную фотографию и метод накачки-зондирования. На зависимости скорости движения ДГ от амплитуды импульсного магнитного поля была обнаружена область насыщения на уровне 1,2 км/с. Такой вид зависимости в этих материалах ранее не наблюдали.
7. При исследовании динамики ДГ в ортоферрите иттрия наблюдали отражение уединенной волны, движущейся вдоль сверхзвукового участка ДГ и сопровождающей АФМ вихрь, от той части границы, которая еще продолжает двигаться со скоростью звука. Это явление доказывает, что существование АФМ вихрей внутри динамической ДГ ортоферрита невозможно, если скорость ее движения не превышает скорость звука. Значение критической скорости, ограничивающей область существования вихрей, также было получено с помощью функций, аппроксимирующих экспериментальную зависимость полной скорости вихря от скорости ДГ.
8. Экспериментальное исследование динамики ДГ в пленке феррита-граната было выполнено с пространственным разрешением 6 нм и временным разрешением 100 фс. Было показано, что, если динамика ДГ возбуждается фемтосекундным лазерным импульсом ближнего инфракрасного диапазона, то на полученные результаты может влиять изменение оптического поглощения и магнитооптической константы Верде, вызванное импульсом накачки.
9. Было показано, что решение задачи о дифракции на щели может быть использовано для увеличения пространственного разрешения метода высокоскоростной фотографии при условии, что коэффициенты пропускания в центре и на краях щели отличаются не менее чем в 1,4 раза.

Научная и практическая значимость:

- Исследование движения ДГ в пленке феррита-граната со сверхзвуковой скоростью позволяет по-новому взглянуть на возможности практического применения этих материалов в магнитооптических затворах, где минимальное время отклика является особенно важным.
- Переключение намагниченности с тепловой поддержкой в феррите-гранате, которое в этих материалах наблюдается в субнаносекундном диапазоне, можно реализовать и в других соединениях, если намагниченность и анизотропия в них по-разному зависят от температуры.
- Влияние оптического возбуждения на динамическую ДГ создает новые возможности быстрого управления локальным магнитным порядком, позволяя менять внутреннюю структуру ДГ, одним из проявлений которой являются магнитные вихри. Подвижность этих вихрей

превышает подвижность ДГ, что открывает неиспользованные ранее перспективы практического применения магнитных материалов.

- Использование разных классов аппроксимирующих функций для описания экспериментальной зависимости полной скорости движения АФМ вихрей от скорости движения ДГ позволило определить область существования АФМ вихрей. С помощью экспериментальной зависимости, полученной в ограниченном интервале скоростей движения ДГ, были подобраны аппроксимирующие функции, определенные в более широком диапазоне скоростей ДГ. Выводы, сделанные на основе свойств этих функций, были подтверждены косвенными экспериментами. Нередко реальные условия не позволяют измерить значения некоторой величины во всем интересующем диапазоне, в этом случае доступным может оказаться только некоторый ограниченный интервал, именно поэтому задача о подборе функций, которые соответствуют экспериментальным результатам, может найти применение в разных областях физики.
- Использование дифракции света в сочетании с методом накачки-зондирования позволяет не только определять смещение ДГ с высоким пространственным разрешением, но и контролировать изменение оптических свойств материала после оптического возбуждения с субпикосекундным разрешением. Аналогичный подход с использованием МО эффекта Керра можно применить для изучения динамики ДГ в периодической доменной структуре, которая возникает в непрозрачных металлических пленках.

Исследования, представленные в настоящей работе, были выполнены с помощью **методов** высокоскоростной фотографии на основе эффекта Фарадея [11]. В Главах II, V и VI был использован метод двукратной фотографии, в Главе VI – метод трехкратной фотографии [A2, A3], в Главе III – метод накачки-зондирования. Исследования, описанные в Главах IV и V, были проведены с помощью метода, который является комбинацией двукратной фотографии и метода накачки-зондирования [A4]. Эксперименты, представленные в Главе VII, были выполнены с помощью метода, объединившего МО дифракцию и метод накачки-зондирования [A5].

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В ферритах-гранатах линейный характер зависимости максимальной скорости движения недиффузной ДГ от величины приложенного постоянного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно её плоскости, сохраняется до значений поля, которые не превышают 90 % от поля анизотропии материала. При приближении напряжённости плоскостного поля к значению поля анизотропии максимальная скорость движения ДГ стремится к скорости звука. Если скорость движения ДГ

- превышает скорость звука, то ее видимая ширина возрастает с ростом скорости на порядок за счет изменения внутренней структуры границы.
2. Подвижность ДГ феррита-граната линейно возрастает с ростом напряженности постоянного магнитного поля, которое направлено перпендикулярно плоскости границы, если его величина не превышает 40 % от поля анизотропии пленки. Последующее увеличение напряженности постоянного поля до 90 % от поля анизотропии приводит к замедлению роста подвижности. Такое поведение подвижности ДГ связано с тем, что параметр затухания не является постоянной величиной, а сам определяется величиной магнитного поля, лежащего в плоскости образца. Это проявляется особенно ярко в присутствии сильного плоскостного магнитного поля.
 3. Переключение намагниченности в В_i-содержащем феррите-гранате осуществляется благодаря комбинированному действию оптического нагрева и постоянного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно оси легкого намагничивания, величина этого поля составляет 80 – 90 % от поля анизотропии образца. Локальное перемагничивание достигается за счет возбуждения нелинейной прецессии намагниченности, вызванной резким уменьшением поля анизотропии и незначительным уменьшением намагниченности после воздействия импульса накачки. За счет указанного механизма перемагничивание происходит менее чем за 1 нс, т.е. всего за половину периода прецессии.
 4. Ультракороткие лазерные импульсы приводят к торможению границы, величина которого достигает 50 % и зависит от скорости движения границы и энергии возбуждающего оптического импульса. Причиной торможения доменной границы является изменение ее внутренней структуры.
 5. При комнатной температуре в ферримагнитном соединении GdFeCo скорость движения доменной границы возрастает и достигает насыщения на уровне 1,2 км/с при увеличении амплитуды импульсного магнитного поля.
 6. Оптический импульс, энергии которого достаточно для перемагничивания ферримагнетика GdFeCo, не оказывает влияния на динамику ДГ в этом материале независимо от поляризации импульса накачки и скорости движения доменной границы.
 7. В ортоферрите иттрия предельная скорость 20 км/с существует как для доменных границ, так и для антиферромагнитных вихрей независимо от их топологического заряда. Подвижность вихрей обратно пропорциональна топологическому заряду вихрей: увеличение топологического заряда вихря в 4 раза приводит к уменьшению его подвижности в 2 раза.
 8. Если скорость движения доменной границы ортоферрита иттрия меньше или равна скорости звука, внутри нее не могут существовать антиферромагнитные вихри, что связано с изменением внутренней структуры динамической ДГ при преодолении звукового барьера.

9. Дифракция фемтосекундных лазерных импульсов видимого света на лабиринтной доменной структуре феррита-граната обеспечивает пространственное разрешение 6 нм и временное разрешение 100 фс. При возбуждении динамики доменных границ коротким оптическим импульсом ближнего инфракрасного диапазона дополнительно изменяется оптическое поглощение и магнитооптическая константа Верде.
10. Для увеличения пространственного разрешения метода высокоскоростной фотографии на порядок решение задачи о дифракции на щели следует использовать при условии, что коэффициенты пропускания в центре и на краях щели отличаются не менее чем в 1,4 раза. Использование дифракции света в сочетании с высокоскоростной фотографией позволяет не только определить изменение видимой ширины ДГ с точностью 0,1 мкм, но и контролировать изменение оптических свойств магнитного материала после оптического возбуждения с субпикосекундным разрешением.

Обоснованность и достоверность результатов. Достоверность полученных результатов гарантирована многократным повторением экспериментов, сопоставлением данных, полученных различными методами, а также соответствием экспериментальных данных теоретическим расчетам из первых принципов и результатам моделирования. Представленные в работе результаты были получены с помощью современного оборудования и неоднократно были представлены на российских и международных конференциях по физике магнитных явлений и динамике перемагничивания. Полученные результаты были опубликованы в ведущих российских и международных журналах, индексируемых в базах данных Web of Science, Scopus и РИНЦ.

Личный вклад автора. Все результаты, представленные в работе, получены либо лично автором, либо при его непосредственном участии. Теоретические расчеты, описанные в диссертации, были выполнены автором лично и сопоставлены с результатами, которые получили соавторы с помощью альтернативных методов. Анализ и интерпретация полученных результатов проводились автором как самостоятельно, так и при участии соавторов.

Апробация работы. Основные результаты работы были представлены в виде тезисов, а также устных и стеновых докладов на российских и международных конференциях: Международная школа-семинар «Новые магнитные материалы микроэлектроники» 2004, 2006, 2012, 2018, 2021; International Conference on Magnetism 2003, 2009; Joint European Magnetic Symposia 2004, 2010, 2012, 2018; Ломоносовские чтения 2001, 2021; International Conference «Functional Materials» 2003, 2007, 2009, 2011; Moscow International Symposia on Magnetism 2005, 2008, 2011, 2014, 2017; Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism: Nanospintronics” 2010, 2016; 14th Czech and Slovak Conference on Magnetism 2010; Байкальская международная конференция «Магнитные материалы. Новые технологии» 2010, 2012; 7th International Conference on Electromagnetic Processing of Materials 2012; Актуальные

проблемы прикладной физики 2012; International Conference of the Asian Union of Magnetics Societies 2012; International Symposium «Spin Waves» 2013, 2015; International Baltic Conference on Magnetism: Focus on Biomedical Aspects 2015; Ultrafast Magnetism Conference 2017; Samarkand International Symposium on Magnetism 2023.

Публикации. Основные результаты диссертации представлены в 27 научных работах, опубликованных в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК для защиты по специальности 1.3.12. Физика магнитных явлений и приравненных к ним.

Объем и структура диссертации. Работа состоит из введения, семи глав, заключения, списка сокращений и списка использованной литературы. Объем работы составляет 269 страниц, включая 78 рисунков, 3 таблицы. Список литературы содержит 245 наименований на 32 страницах.

Основное содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы исследования, представлены цель, задачи, аргументирована научная новизна, теоретическая и практическая значимость полученных результатов, а также сформулированы основные положения, выносимые на защиту. В этом разделе приведены сведения о методах исследования, обоснованности и достоверности представленных результатов, об апробации работы, личном вкладе автора и структуре диссертации.

В Главе I рассмотрены методы исследования динамики перемагничивания. В параграфе 1.1 описаны методы визуализации доменной структуры, и приведено сравнение разных методов исследования динамики ДГ, обосновывая выбор метода высокоскоростной фотографии на основе эффекта Фарадея в качестве основного метода исследования в настоящей работе [A1]. Описание этого метода, а также методов двух и трехкратной фотографии приведено в разделе 1.2. В параграфе 1.3 описан метод накачки-зондирования с использованием цифровой камеры в качестве детектирующего элемента. В параграфе 1.4 описан метод, объединяющий двукратную фотографию и метод накачки-зондирования в геометрии «probe 1 – ритр – probe 2» (рис. 1(а)).

Дополнительные условия эксперимента, связанные с особенностями управления динамикой ДГ, обсуждаются в параграфе 1.5. Раздел 1.5.1 посвящен обсуждению характеристик постоянного градиентного магнитного поля, которое необходимо для создания в образце единственной ДГ и стабилизации ее начального положения (рис. 1(б)). Использование постоянного градиентного магнитного поля обеспечивает надежную повторяемость экспериментов. В разделе 1.5.2 обсуждаются характеристики импульса магнитного поля, управляющего динамикой ДГ. Во всех экспериментах, описанных ниже, импульс магнитного поля имеет форму трапеции. В работах [A6, A7] было показано, что слишком короткий импульс магнитного поля не только ограничивает максимальное смещение ДГ из положения равновесия, но и сокращает время движения границы с постоянной скоростью, что затрудняет

управление динамической ДГ. В этом разделе также обсуждается роль длительности переднего фронта управляющего импульса магнитного поля. Расчеты и экспериментальные результаты показали, что в тех материалах, где скорость движения ДГ не превышает нескольких сот м/с, длительность переднего фронта управляющего импульса до 100 нс не оказывает существенного влияния на динамику ДГ [A6]. В материалах, где скорость движения ДГ превышает 1 км/с, длительность переднего фронта управляющего импульса поля порядка 50 нс существенно влияет на динамику ДГ: чем больше длительность переднего фронта, тем больше время разгона границы до максимальной скорости [A6].

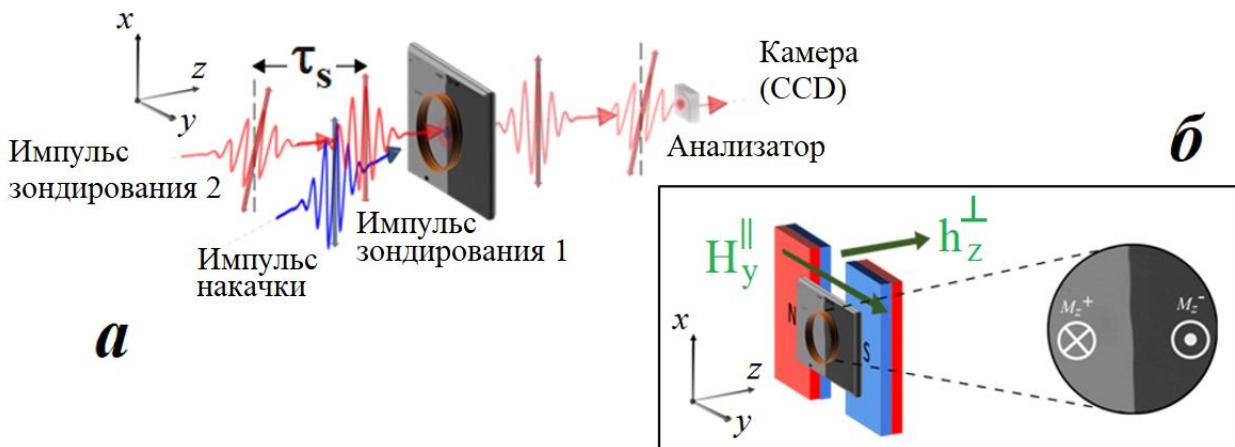


Рисунок 1. (а) Взаимное расположением образца и оптических импульсов накачки и зондирования в геометрии «probe 1–римп–probe 2». Под действием импульсного магнитного поля, созданного в круглой катушке на поверхности образца, ДГ начинает двигаться, ее первое положение фиксирует первый зондирующий импульс, через некоторое время после этого на динамическую ДГ действует импульс накачки, его влияние на скорость движения границы фиксирует второй зондирующий импульс, который попадает на образец спустя время τ_s после действия первого зондирующего импульса. (б) Использование градиентного магнитного поля для стабилизации начального положения единственной ДГ. $M_z^{(+/-)}$ – намагниченность в доменах, направленная перпендикулярно плоскости образца от наблюдателя и на него. H_y^{\parallel} – постоянное магнитное поле, ориентированное перпендикулярно плоскости ДГ. Катушки на поверхностях образца, создают импульсное магнитное поле h_z^{\perp} , запускающее движение ДГ [12].

В Главе II рассмотрена динамика ДГ в пленках Ві-содержащих ферритов-гранатов в присутствии постоянного магнитного поля, которое ориентировано перпендикулярно плоскости ДГ. В параграфе 2.1 дан обзор основных экспериментальных результатов, полученных к настоящему времени. В разделе 2.2 обсуждаются особенности эксперимента, выполненного с помощью метода двукратной фотографии. На рис. 2 представлены двукратные фотографии динамической ДГ, сделанные в контрасте доменных границ. С помощью таких фотографий можно не только определить скорость движения ДГ, но и ее видимую ширину в процессе движения. На рис. 2(а) видимая ширина ДГ составляет несколько мкм и не меняется в процессе движения. На рис. 2(б) на втором положении ДГ становится диффузной, ее ширина возрастает почти на порядок. По фотографиям, аналогичным представленным на рис. 2,

были получены зависимости скорости движения ДГ от величины импульсного магнитного поля (рис. 3(а)) и зависимость видимой ширины ДГ x от скорости ее движения (рис. 3(б)). С ростом амплитуды импульсного магнитного поля скорость движения ДГ сначала монотонно возрастает, достигает некоторой критической скорости v_{\max} , которая остается неизменной при увеличении магнитного поля h_z^\perp вплоть до некоторого значения. При дальнейшем возрастании h_z^\perp скорость движения ДГ увеличивается, сама граница становится диффузной [A8, A9]. Точность определения скорости движения диффузной ДГ ниже, чем точность определения скорости границы, видимая ширина которой мала (см. рис. 3(а)). При движении ДГ со скоростью, не превышающей v_{\max} , ее видимая ширина практически не зависит от скорости и составляет 3–4 мкм (рис. 3(б)). Дальнейшее увеличение скорости движения границы приводит к возрастанию ее видимой ширины [A10].

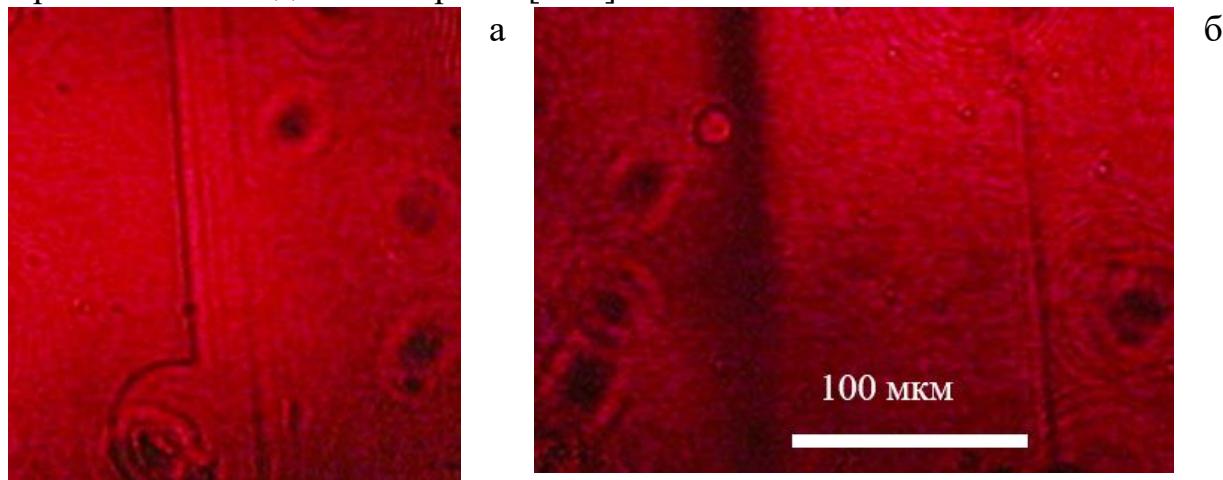


Рисунок 2. Двукратные фотографии динамической ДГ в пленке феррита-граната выполнены в контрасте доменной границы. Задержка между первым и вторым импульсом света 14 нс. Граница движется справа налево со скоростями (км/с): а — 1,8; б — 9,5.

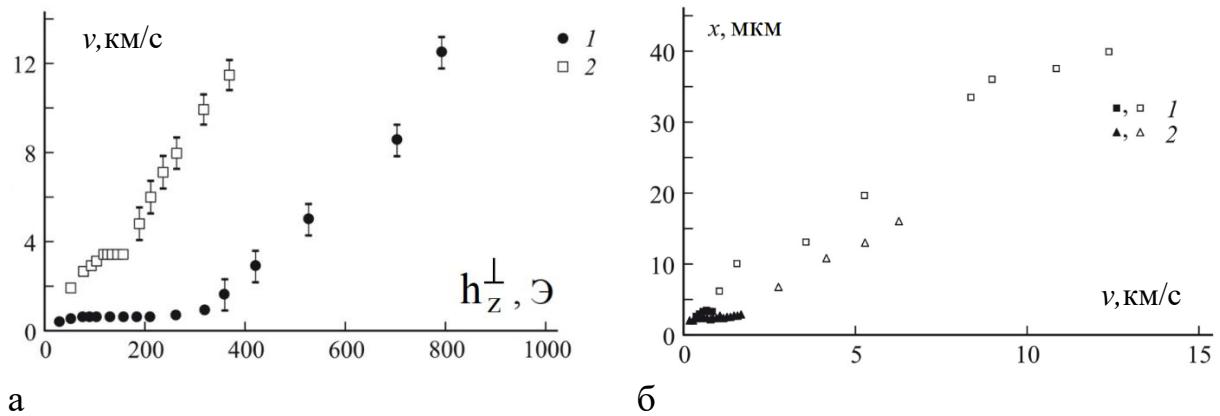


Рисунок 3. (а) Зависимость скорости движения ДГ v от величины импульсного магнитного поля h_z^\perp в присутствии постоянного магнитного поля, перпендикулярного плоскости границы H_y^{\parallel} (кЭ): 1 — 0,9, 2 — 4,4 [A9]. (б) Зависимость видимой ширины ДГ x от скорости ее движения в присутствии постоянного магнитного поля H_y^{\parallel} : 1 — 1 кЭ; 2 — 2 кЭ [A10]. ■ и ▲ — для недиффузной ДГ, □ и △ — для диффузной ДГ.

Зависимости скорости движения недиффузной ДГ v от величины приводящего магнитного поля h_z^\perp при различных значениях постоянного

магнитного поля H_y^{\parallel} представлены на рис. 4(а). Зависимость $v(h_z^{\perp})$ для недиффузной границы можно описать уравнением [A8]:

$$v(h_z^{\perp}) = \frac{\mu \cdot h_z^{\perp}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\mu \cdot h_z^{\perp}}{v_{max}}\right)^2}} \quad (1)$$

где μ — подвижность ДГ, v_{max} — максимальная скорость движения недиффузной ДГ [A9]. По формуле (1) для различных значений μ и v_{max} рассчитаны сплошные кривые на рис. 4(а).

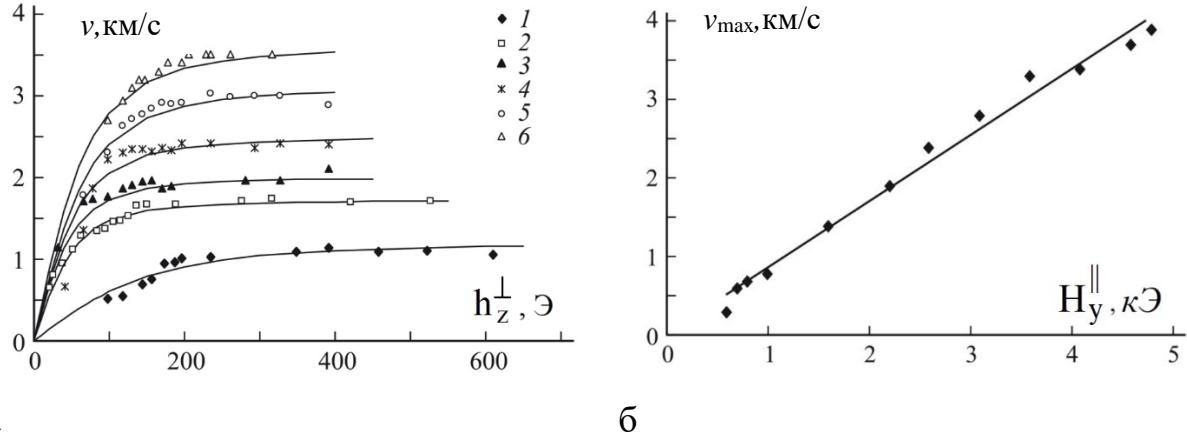


Рисунок 4. (а) Зависимость скорости движения недиффузной доменной границы v от величины импульсного магнитного поля h_z^{\perp} в присутствии постоянного плоскостного магнитного поля H_y^{\parallel} (кЭ): 1 — 1,3; 2 — 2; 3 — 2,5; 4 — 2,9; 5 — 3,9; 6 — 4,4. Сплошные кривые рассчитаны по формуле (1) с использованием величин v_{max} (км/с): 1 — 1,2; 2 — 1,7; 3 — 2; 4 — 2,4; 5 — 2,9; 6 — 3,5 [A8]. (б) Зависимость скорости насыщения v_{max} от H_y^{\parallel} . [A9].

Из рис. 4(а) видно, что форма кривых $v(h_z^{\perp})$ не меняется в зависимости от плоскостного магнитного поля H_y^{\parallel} , а значение скорости v_{max} линейно возрастает при увеличении H_y^{\parallel} (рис. 4(б)) и стремится к скорости звука в ферритах-гранатах (4 км/с) при приближении H_y^{\parallel} к полю анизотропии материала [A9]. Прямая на рис. 4(б) описывается уравнением: $v_{max} = A \cdot H_y^{\parallel}$, где $A = 0,9$ м·с/Э. Необходимо отметить, что с ростом H_y^{\parallel} уменьшается интервал значений h_z^{\perp} , в котором скорость ДГ остается неизменной (рис. 4(а)). По начальным линейным участкам зависимостей $v(h_z^{\perp})$ (рис. 4(а)) были определены подвижности ДГ μ . Точность определения подвижности была не менее 7 %. На рис. 5 представлена зависимость $\mu(H_y^{\parallel})$. Сначала подвижность резко растет, достигая значения $\mu = 20$ м/(с·Э) в присутствии $H_y^{\parallel} = 2$ кЭ [A9], затем увеличение μ становится более плавным, при $H_y^{\parallel} = 4,2$ кЭ подвижность не превышает 25 м/(с·Э).

Параграф 2.3 посвящен обсуждению полученных результатов. В разделе 2.3.1 речь идет о существовании области насыщения на уровне v_{max} на зависимости $v(h_z^{\perp})$, а также о движении ДГ со сверхзвуковыми скоростями и появлении диффузной границы. Плоскостное магнитное поле H_y^{\parallel} стабилизирует структуру динамической ДГ: уменьшения скорости ДГ, связанного с генерацией внутри нее магнитных вихрей (вертикальных и

горизонтальных блоховских линий (ВБЛ и ГБЛ), не происходит [11]. По мере увеличения H_y^{\parallel} возрастает и максимальная скорость стационарного движения v_{max} . При фиксированном значении H_y^{\parallel} интенсивной генерации блоховских линий внутри ДГ не происходит, скорость движения границы возрастает с ростом h_z^{\perp} и после достижения определенного значения не меняется. Дополнительная энергия, которую получает ДГ со стороны магнитного поля h_z^{\perp} , идет не на увеличение ее скорости, а на сохранение внутренней структуры, видимая ширина ДГ не изменяется [A11, A12]. Если поле h_z^{\perp} продолжает расти при неизменном H_y^{\parallel} , то структура ДГ постепенно меняется. Генерация ВБЛ и ГБЛ внутри ДГ становится все более интенсивной, постепенно видимая ширина ДГ увеличивается, ее скорость продолжает расти, превышает скорость звука, достигая величины более 10 км/с, что и наблюдается в эксперименте (рис. 2(б), 3(а)). Следует отметить, что возможность движения ДГ в феррите-гранате со сверхзвуковыми скоростями теоретически была предсказана в работе [13], экспериментальное наблюдение сверхзвуковой динамики ДГ в ферритах-гранатах впервые представлено в работах [A8, A9]. В обзоре [14] описаны эксперименты, в которых наблюдали диффузную ДГ, при этом скорость движения границы не превышала нескольких десятков м/с.

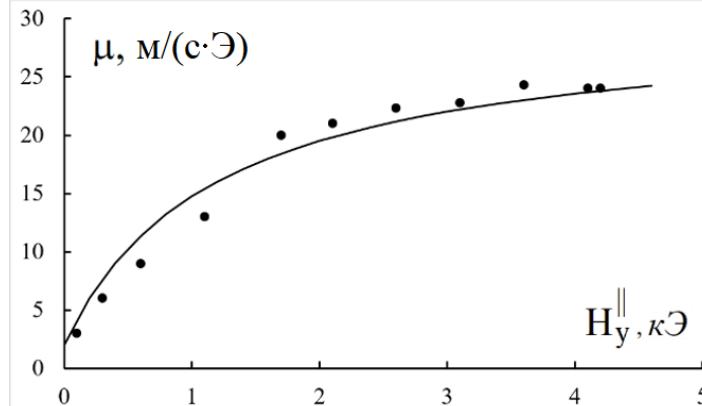


Рисунок 5. Зависимость подвижности ДГ от величины магнитного поля H_y^{\parallel} . Кривая рассчитана по формуле: $\mu = (\mu_0)_{exp} + \Delta\mu \frac{H_y^{\parallel}}{\frac{H_A}{H_y^{\parallel} + C}}$, где: $(\mu_0)_{exp} = 2 \text{ м/(с·Э)}$, $\Delta\mu = 28 \text{ м/(с·Э)}$; $C = 0,2$; $H_y^{\parallel} = 6 \text{ кЭ}$ [A13].

В разделе 2.3.2 обсуждается линейная зависимость $v_{max}(H_y^{\parallel})$. Согласно модели, предложенной в работе [14], для сильного плоскостного магнитного поля ($H_y^{\parallel} > 8M_s$) $v_{max} \sim H_y^{\parallel}$ этот результат наблюдали авторы работы [15]. В работе [16] было получено соотношение:

$$v_{max} = \frac{\pi\gamma\Delta}{2} H_y^{\parallel}, \quad (2)$$

где Δ – параметр ширины ДГ ($\Delta = 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$), γ – гиromагнитное отношение ($\gamma = 1,2 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{с·Э}}$) [14], $\frac{\pi\gamma\Delta}{2} = 0,9 \frac{\text{м}}{\text{с·Э}}$, что соответствует данным, представленным на рис. 3(б). Эксперименты, описанные в литературе, проводили в присутствии плоскостного поля, величина которого не превосходит 40 % от поля анизотропии [14]. В экспериментах, представленных выше, величина H_y^{\parallel} достигала 90 % от поля анизотропии, что расширяет действие существующей модели.

В разделе 2.3.3 обсуждается зависимость $\mu(H_y^{\parallel})$. В работе [14] описан линейный характер этой зависимости, который можно представить в виде:

$$\mu = \frac{\gamma \Delta}{\alpha} \left(1 + \frac{\pi H_y^{\parallel}}{2 H_A} \right), \quad (3)$$

где γ – гиromагнитное отношение, Δ – параметр ширины ДГ, α – параметр затухания, H_A – поле анизотропии. Это выражение хорошо описывает экспериментальные данные вплоть до $\frac{H_y^{\parallel}}{H_A} = 0,4$. В литературе отсутствуют данные о возможном характере зависимости $\mu(H_y^{\parallel})$ для больших плоскостных полей. Предполагая, что параметр α не является постоянным и зависит от поля H_y^{\parallel} , можно получить нелинейную зависимость $\mu(H_y^{\parallel})$ в виде:

$$\mu = (\mu_0)_{exp} + \Delta \mu \frac{\frac{H_y^{\parallel}}{H_A}}{\frac{H_y^{\parallel}}{H_A} + C}, \quad (4)$$

где $(\mu_0)_{exp}$ – экспериментальное значение подвижности ДГ при $H_y^{\parallel}=0$, $\Delta \mu$ и C – подгоночные коэффициенты ($\Delta \mu$ имеет размерность подвижности, C – безразмерная величина) [A13]. При условии, что $H_y^{\parallel} \ll H_A$, уравнение (4) можно привести к виду (3). На рис. 5 показана экспериментальная зависимость $\mu(H_y^{\parallel})$ и сплошная кривая, рассчитанная по формуле (4). Таким образом, полученная экспериментальная зависимость $\mu(H_y^{\parallel})$ соответствует существующей теории и может быть удовлетворительно описана на основе предположения о том, что параметр затухания зависит от H_y^{\parallel} .

В главе III описано оптическое перемагничивание феррита-граната в присутствии плоскостного магнитного поля. В параграфе 3.1 рассмотрен сценарий прецессионного переключения намагниченности с тепловым сопровождением. В основе этого процесса лежит локальный нагрев, который приводит к резкому уменьшению магнитной анизотропии. Относительное изменение намагниченности и поля анизотропии при нагревании показано на рис. 6(а). Данные получены для феррита-граната, содержащего висмут. Видно, что при нагревании от 300 до 330 К намагниченность падает на 10 %, а поле анизотропии уменьшается примерно на 45 % [A14]. В таком случае динамику намагниченности можно вызвать с помощью кратковременного изменения магнитной анизотропии [17]. Механизм перемагничивания представлен на рис. 6(б) – (г) [A14]. На материал с одноосной анизотропией перпендикулярной плоскости пленки (поле H_{ani}) действует магнитное поле, ориентированное в плоскости образца, величина которого меньше, но сравнима с полем анизотропии. При воздействии ультракороткого лазерного импульса поле анизотропии уменьшается до H_{ani}' , величина и направление эффективного поля меняются, вызывая прецессию намагниченности вокруг нового положения равновесия, что приводит в итоге к ее переключению.

Для наблюдения перемагничивания согласно описанному сценарию, использовали метод накачки-зондирования (раздел 3.2). Для создания

двухдоменной структуры образец помещали на пару постоянных магнитов, которые создавали градиентное магнитное поле (рис. 1(б)), ориентированное перпендикулярно плоскости образца 3,4 кЭ/см; плоскостная компонента этого поля была 5 кЭ. Дополнительно к этому полю с помощью электромагнита создавали постоянное магнитное поле H_y^{\parallel} , ориентированное перпендикулярно плоскости ДГ. Величину поля H_y^{\parallel} в эксперименте изменяли от 0,5 до 1,2 кЭ. Таким образом, суммарное плоскостное магнитное поле H_y^{net} можно было менять от 3,8 до 6,2 кЭ.

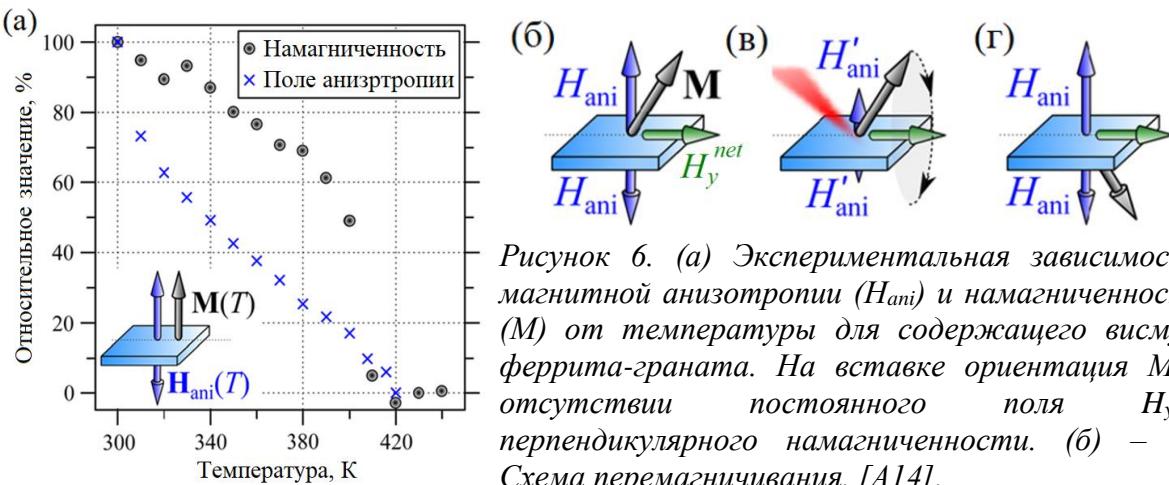
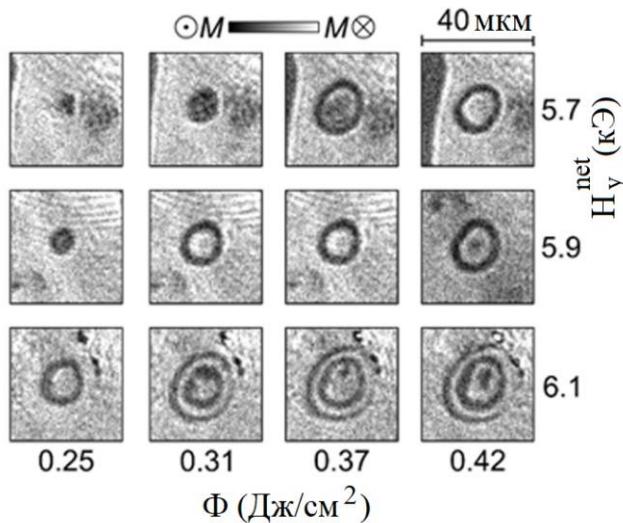


Рисунок 6. (а) Экспериментальная зависимость магнитной анизотропии (H_{ani}) и намагниченности (M) от температуры для содержащего висмут феррита-граната. На вставке ориентация M в отсутствии постоянного поля H_y^{net} , перпендикулярного намагниченности. (б) – (г) Схема перемагничивания. [A14].

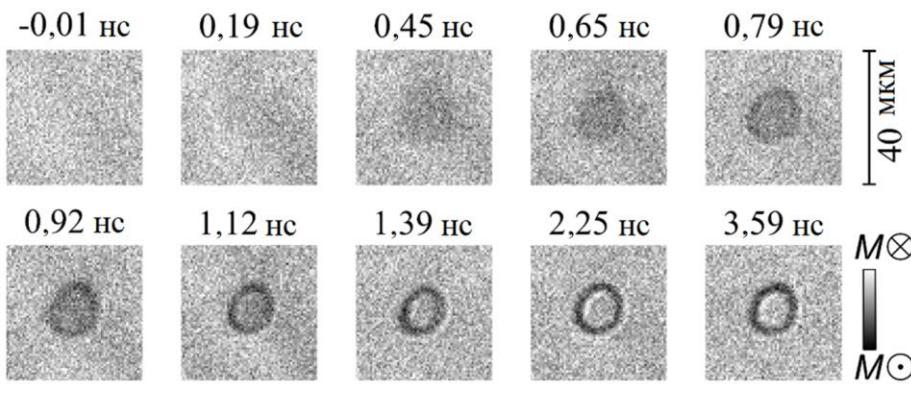
Динамику намагниченности возбуждали с помощью оптического импульса с длительностью 100 фс и длиной волны 400 нм. Зондирующий импульс с длительностью 100 фс и длиной волны 800 нм был использован для визуализации эволюции намагниченности, индуцированной импульсом накачки. Визуализацию осуществляли с помощью камеры (CCD), работа которой была синхронизирована с работой лазера. Размер и структура перемагниченной области зависят от величины поля H_y^{net} и энергии импульса накачки Φ (рис. 7). Наряду с однородно перемагниченными областями (фото на рис. 7 при $H_y^{\text{net}} = 5,9$ кЭ, $\Phi = 0,25$ Дж/см²), можно наблюдать перемагниченную область, которая имеет доменную структуру в форме концентрических колец (фото на рис. 7 при $H_y^{\text{net}} = 6,1$ кЭ, $\Phi = 0,31$ Дж/см²). На фотографиях видно, что размер перемагниченной области и количество колец внутри увеличиваются либо с ростом H_y^{net} , либо с ростом Φ . Изображения, показанные на рис. 7, были получены, когда величина задержки между импульсами накачки и зондирования была 3,45 нс. Размер и структура перемагниченных областей не зависят от первоначального направления намагниченности в домене [A14].

Переключение намагниченности не зависит от поляризации импульса накачки, следовательно, оно имеет тепловую природу. Плотность энергии в импульсе 0,25 Дж/см² соответствует повышению температуры в образце примерно на 30 К [18], это указывает на то, что анизотропия и намагниченность были уменьшены примерно на 45 % и 10 % соответственно. Рис. 8 показывает эволюцию области возбуждения. Все фотографии, представленные на этом рисунке, получены после действия одного импульса накачки и одного зондирования. Как видно из этой серии фотографий, компонента

намагниченности, перпендикулярная плоскости образца, начинает исчезать примерно через 0,19 нс после действия импульса накачки, через 0,5 нс намагниченность в основном лежит в плоскости образца. Внешняя граница возбужденной области полностью переключается примерно за 1,0 нс. Еще через 0,5 нс внутренняя часть возбужденной области имеет ту же ориентацию намагниченности, которая была в этой области до возбуждения [A14].



Перемагниченная область остается стабильной в течение не менее 7 нс, а затем постепенно восстанавливает первоначальную ориентацию намагниченности. Система полностью возвращается к исходной ориентации намагниченности за время порядка 1 мкс. Это необходимо для использования стробоскопического метода при исследовании динамики перемагничивания. Чтобы уточнить механизм переключения намагниченности, с помощью метода накачки-зондирования были выполнены более чувствительные измерения, описанию которых посвящен раздел 3.2.2. В этих экспериментах диаметры импульсов накачки и зондирования были примерно одинаковы (около 40 мкм) [17, A14]. В течение этих измерений $H_y^{\text{net}} = 5,7$ кЭ.



На рис. 9 представлена зависимость относительной величины эффекта Фарадея от времени для энергии Φ от 0,1 до 0,22 Дж/см² [A14]. Из рис. 9 видно, что импульс накачки запускает прецессию намагниченности, но для разных Φ эта прецессия происходит по-разному. Красные кривые соответствуют случаю, когда переключения намагниченности не наблюдали, на этих кривых прецессия

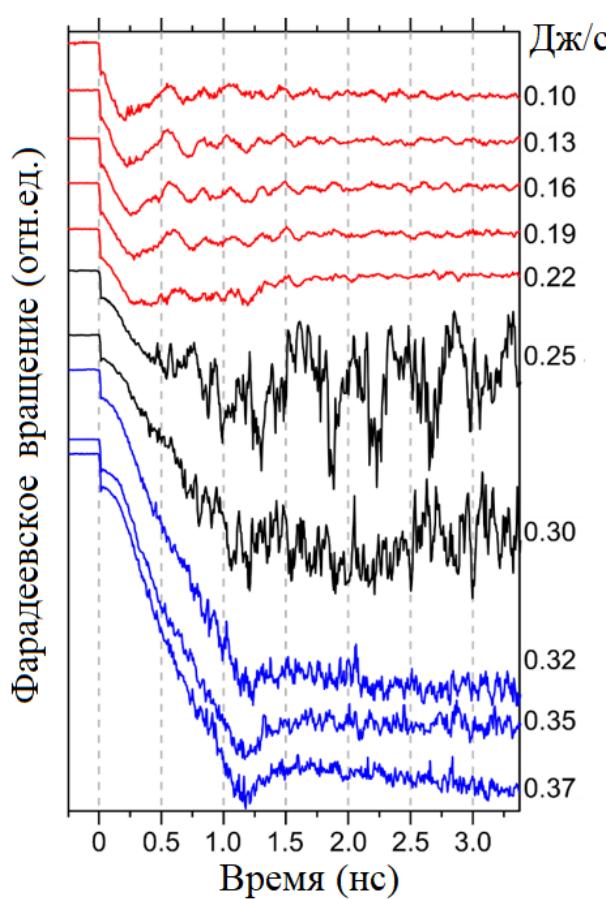


Рисунок 9. Зависимость от времени относительной величины угла фарадеевского вращения. Измерения выполнены с помощью метода накачки-зондирования с сильно сфокусированным импульсом зондирования для различных энергий импульса накачки. Различные режимы динамики намагниченности в зависимости от энергии импульса накачки выделены цветом. Все измерения проводили при $H_y^{net} = 5,7$ кЭ [A14].

стохастических колебаний большой амплитуды с последующим плавным перемагничиванием в течение 1 нс. При сравнении данных для энергий $\Phi < 0,25$ Дж/см² с данными для $\Phi \geq 0,30$ Дж/см² наблюдается уменьшение затухания в течение первой наносекунды динамики намагниченности. Эти результаты наглядно демонстрируют возможность прецессионного переключения намагниченности при наличии аномального затухания. Обсуждение полученных результатов приведено в **разделе 3.3**. Продемонстрированный механизм переключения намагниченности с тепловым сопровождением с помощью прецессии, не должен ограничиваться только одним классом материалов. Подобный сценарий может существовать в тех материалах, у которых намагниченность и анизотропия по-разному зависят от температуры.

Глава IV посвящена описанию торможения ДГ феррита-граната с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. В **параграфе 4.1**

намагниченности имеет малую амплитуду.

Затухание увеличивается с ростом энергии импульса накачки. Для $\Phi = 0,1$ Дж/см² прецессия длится, как минимум, 3 нс, в этом случае затухание мало. При увеличении энергии возбуждающего импульса до $\Phi = 0,22$ Дж/см², время затухания прецессии составляет около 1,5 нс. Если энергии импульса накачки достаточно для переключения намагниченности $\Phi = 0,25 \div 0,30$ Дж/см², при этом перемагниченная область имеет форму однородного пятна (черные кривые), колебания становятся хаотичными, что указывает на ангармоничность и пространственную

неоднородность колебаний намагниченности в возбужденной области. Дальнейшее увеличение Φ выше 0,30 Дж/см² (синие кривые) приводит к формированию системы концентрических колец в перемагниченной области. В этих условиях наблюдается подавление

обсуждаются особенности эксперимента, который был проведен с помощью комбинации двукратной фотографии и метода накачки-зондирования в геометрии «probe 1 – pump – probe 2» (рис. 1(а)). Импульс накачки (pump) с длиной волны 400 нм приходил на образец через 1 нс после действия первого зондирующего импульса (probe 1) с длиной волны 800 нм. Результат воздействия импульса накачки наблюдали с помощью второго зондирующего импульса (probe 2), который приходил на образец через 35 нс после импульса probe 1. Обе задержки были фиксированы на протяжении всего эксперимента. Поскольку диаметр импульса накачки был значительно меньше, чем у импульсов зондирования, на одной двукратной фотографии одновременно можно было зафиксировать возбужденные и невозбужденные участки динамической ДГ.

В разделе 4.1.1 исследовано влияние импульса накачки на динамическую ДГ. На рис. 10(а) – (е) показаны двукратные фотографии движущейся ДГ. Каждая из этих фотографий была получена с использованием одного импульса накачки и двух зондирующих импульсов. Ширина темной полосы – расстояние, пройденное ДГ за интервал времени между двумя импульсами зондирования. На всех фотографиях ДГ движется снизу вверх. Положение импульса накачки относительно движущейся ДГ выделено светлым кругом на рис. 10(е). В отсутствие импульса накачки ДГ движется однородно, ширина темной полосы на рис. 10(а) одинакова по всей длине. При увеличении интенсивности накачки Φ движение ДГ в возбужденной области замедляется по сравнению с движением в невозбужденных областях (рис. 10(б) – (е)). По фотографиям, аналогичным представленным на рис. 10(а) – (е), были измерены скорости движения ДГ в возмущенной и невозмущенной областях. По результатам этих измерений была получена зависимость относительного изменения скорости ДГ $\frac{\Delta v}{v_0}$ от мощности импульса накачки рис. 10(ж). Вызванное импульсом накачки изменение скорости характеризуется пороговым значением $\Phi = 0,17 \text{ Дж/см}^2$. Ниже этой величины заметного эффекта не обнаружено. При воздействии на динамическую ДГ оптического импульса, у которого $\Phi > 0,17 \text{ Дж/см}^2$, наблюдается замедление ДГ. Торможение усиливается с ростом Φ , пока не достигнет насыщения. Измерения были проведены при температуре 290 К. Оптический импульс фиксированной мощности замедляет движение ДГ, движущейся с низкими скоростями, при скоростях выше некоторого критического значения $v > v_{cr}$ никакого влияния света на динамическую ДГ не наблюдается.

Поскольку эксперименты показали отсутствие влияния поляризации импульса накачки на динамику ДГ, наблюдаемое явление носит тепловой характер, поэтому раздел 4.1.2 посвящен исследованию действия однородного нагрева на динамику ДГ. В работе [A4] было показано, что используемые оптические импульсы вызывают локальный нагрев образца примерно на 20 – 30 К. Полученные результаты согласуются с ранее опубликованными данными

и показывают, что однородный нагрев приводит к увеличению подвижности ДГ [4], что противоречит данным, представленным на рис. 10.

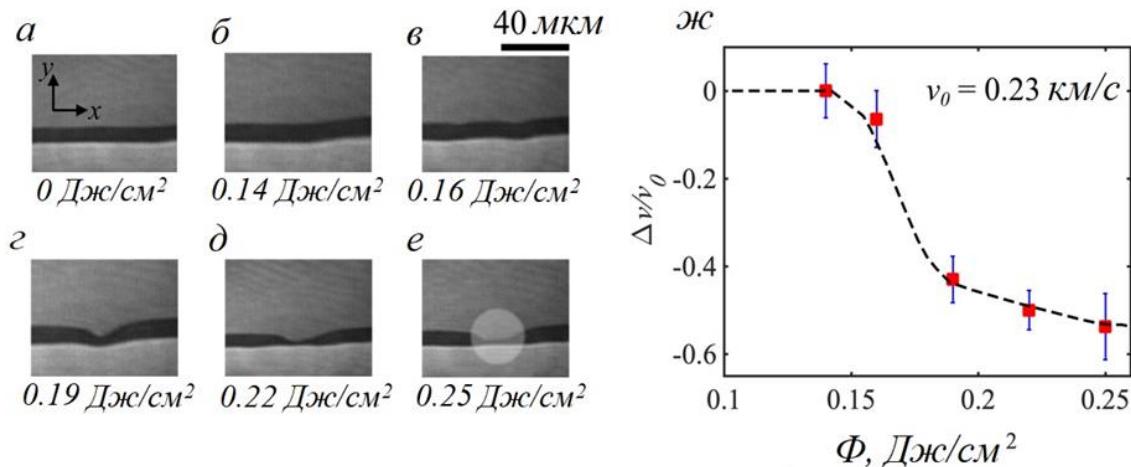


Рисунок 10. (а) – (е) Двукратные фотографии, иллюстрирующие влияние импульсов накачки разной энергии Φ на динамическую ДГ. Граница движется снизу вверх со скоростью 0,23 км/с. Светлый круг на фотографии (е) указывает положение импульса накачки. (ж) Относительное изменение скорости движения ДГ $\Delta v/v_0$ в зависимости от энергии возбуждающего импульса [A4, A15].

На следующем этапе исследований в качестве возможной причины торможения ДГ после действия импульса накачки было рассмотрено локальное перемагничивание, вызванное мощным оптическим импульсом [5]. Этому посвящен **раздел 4.1.3**. Поскольку временное разрешение установки определяется задержкой между первым и вторым зондирующими импульсами и составляет 35 нс, все события, происходящие внутри этого временного интервала, остаются невидимыми, хотя и могут влиять на финальный результат. Например, если результатом воздействия импульса накачки является формирование локальной доменной структуры, то преобразование этой структуры под действием импульса поля h_z^\perp , может привести к такому изменению положения границы, которое может быть ошибочно интерпретировано как изменение скорости ее движения.

Формирование локальной доменной структуры после воздействия импульса накачки в геометрии, аналогичной геометрии представленного выше эксперимента, было описано в Главе II. Если импульс накачки с достаточно высокой энергией действует на статическую ДГ, то перемагниченная область выглядит так, как показано на рис. 11(а). В работе [A4] было продемонстрировано, что локальная доменная структура возникает примерно через 3,45 нс после воздействия импульса накачки, т.е. если это событие происходит в условиях настоящего эксперимента, оно остается невидимым. На рис. 11(б) схематично представлена эволюция доменной структуры в этом случае. Уширение темной полосы на фрагменте 6 рис. 11(б) можно интерпретировать как ускорение ДГ. Поскольку это противоречит результатам эксперимента (см. рис. 10), очевидно, что ни локальное перемагничивание, вызванное действием импульса накачки в присутствии плоскостного

магнитного поля, ни локальный нагрев, который создает возбуждающий импульс, не могут быть причиной торможения ДГ.

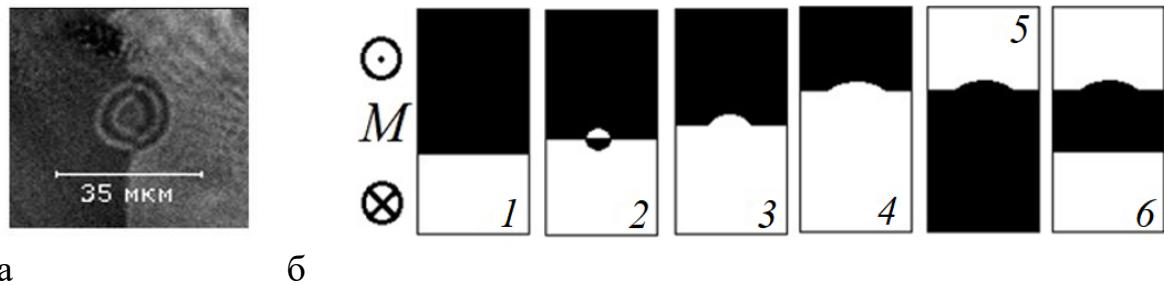


Рисунок 11. (а) Фотография, демонстрирующая влияние импульса накачки на статическую ДГ, сделана через 3,45 нс после действия оптического импульса с энергией 0,31 Дж/см² в присутствии плоскостного магнитного поля $H_y^{net} = 6,1$ кЭ. (б) Схематичное изображение эволюции доменной структуры после локального перемагничивания, которое вызвано действием импульса накачки, в присутствии импульсного магнитного поля, управляющего движением ДГ: 1 – положение динамической ДГ, которое фиксирует первый зондирующий импульс; 2 – возникновение локальной доменной структуры примерно через 3,45 нс после действия импульса накачки, аналогично той, которая представлена на рис. (а); 3 – изменение доменной структуры под действием импульсного магнитного поля; 4 – положение ДГ, которое фиксирует второй зондирующий импульс; 5 – предыдущее изображение, выполненное в обратном контрасте; 6 – схематичное изображение двукратной фотографии динамической ДГ (объединение изображений 1 и 5) [A15].

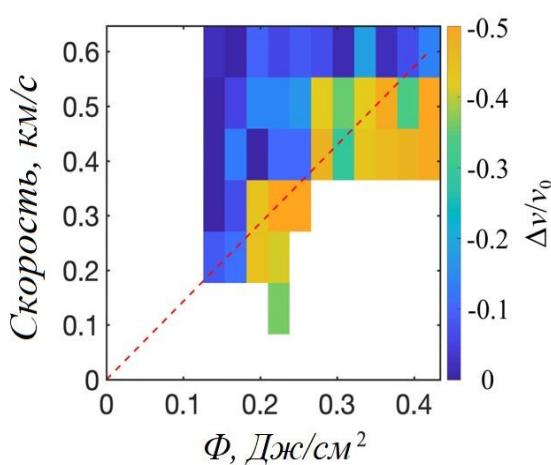


Рисунок 12. Относительное изменение скорости движения ДГ, индуцированное светом, как функция скорости границы и энергии импульса накачки Φ . Цветная шкала показывает величину относительного изменения скорости движения ДГ. Красная пунктирная линия разделяет области с заметным влиянием импульса накачки на динамику ДГ и без него [A4].

Раздел 4.2 посвящён обсуждению полученных результатов. Рис. 12 объединяет результаты всех экспериментов. Импульсы накачки малой мощности не оказывают заметного влияния на динамику ДГ. При увеличении мощности импульса накачки его влияние на движущуюся ДГ особенно заметно при скоростях движения границы, меньше некоторой критической величины. В этом случае относительное уменьшение скорости движения ДГ может достигать 40 – 50 %. На рис. 12 области с заметным влиянием света на динамику ДГ и без него разделены красной пунктирной линией. Поскольку замедление ДГ, вызванное импульсом накачки, нельзя объяснить ни локальным нагревом, ни локальным

перемагничиванием, причина торможения ДГ может быть связана с изменением ее внутренней структуры. В движущейся блоховской ДГ намагниченность приобретает компоненту перпендикулярную плоскости границы. Величина этой компоненты возрастает с ростом скорости движения ДГ. Резкое уменьшение анизотропии после действия импульса накачки

изменяет величину и направление эффективного поля образца [A4], что может привести к формированию неелевской границы внутри блоховской. Иначе говоря, результат воздействия мощного оптического импульса на динамическую ДГ – это появление внутри ДГ магнитных вихрей (ВБЛ). Поскольку подвижности ДГ разного типа отличаются друг от друга, положение ВБЛ внутри динамической ДГ можно определить по положению уединенной волны, сопровождающей ВБЛ. Эта волна отстает как целое от движущейся границы [11].

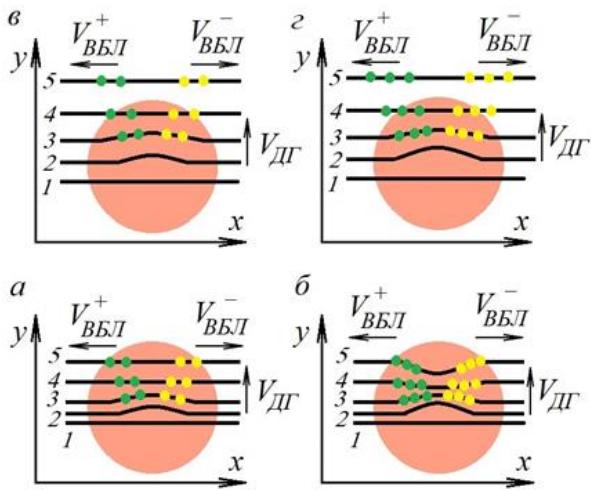


Рисунок 13. Иллюстрация воздействия импульса накачки на динамику доменной границы. Зона температурного воздействия возбуждающего оптического импульса обозначена оранжевым кругом. $V_{ДГ}$ – скорость ДГ, $V_{BBL}^{+(-)}$ – скорости ВБЛ с топологическими зарядами разных знаков, Φ – плотность энергии импульса накачки.
 (а) $V_{ДГ} = 0,2 \text{ км/с}$, $\Phi = 0,14 \text{ Дж/см}^2$;
 (б) $V_{ДГ} = 0,2 \text{ км/с}$, $\Phi = 0,25 \text{ Дж/см}^2$;
 (в) $V_{ДГ} = 0,6 \text{ км/с}$, $\Phi = 0,16 \text{ Дж/см}^2$;
 (г) $V_{ДГ} = 0,6 \text{ км/с}$, $\Phi = 0,41 \text{ Дж/см}^2$ [A18].

Рис. 13 иллюстрирует предполагаемый сценарий влияния импульсов накачки с разной энергией (Φ) на ДГ, движущуюся с разными скоростями ($V_{ДГ}$). Область воздействия возбуждающего импульса выделена оранжевым цветом. На каждом из четырёх фрагментов линия 1 обозначает положение доменной границы, зафиксированное первым зондирующим импульсом за 1 нс до воздействия импульса накачки ($t_1 = 0$). Линия 2 отражает ускорение границы, вызванное локальным нагревом области после воздействия возбуждающего оптического импульса ($t_2 \approx 2 \text{ нс}$). С увеличением энергии импульса накачки возрастает температура в возбужденной области, скорость ДГ возрастает, что способствует образованию пар магнитных вихрей с противоположными топологическими зарядами (желтые и зеленые точки на линии 3). Чем выше энергия импульса накачки, тем большее количество вихрей формируется внутри ДГ. Участки ДГ, содержащие ВБЛ, демонстрируют пониженную подвижность. Вследствие этого локальный нагрев, вызывающий ускорение границы, частично компенсирует тормозящее действие магнитных вихрей (линии 4 и 5 на рис. 13(а)). При достижении порогового значения энергии импульса накачки внутри доменной границы формируются стабильные кластеры вертикальных блоховских линий. При медленном движении (рис. 13(б)) это приводит к доминированию тормозящего эффекта (линия 5). В противоположном случае, при быстром движении ДГ (рис. 13 (в,г)), граница оперативно покидает зону температурного воздействия, что препятствует объединению ВБЛ в кластеры вследствие их высокой скорости движения вдоль ДГ. В таких условиях модификация внутренней структуры доменной границы

компенсирует ускоряющий эффект локального нагрева, не вызывая значительного снижения скорости ДГ (линии 4 и 5). Кривая 5 на рис. 13 соответствует пространственному положению доменной границы в момент времени $t_5 \approx 35$ нс, которое регистрирует второй зондирующий импульс.

В работе [A4] было показано, что динамику ВБЛ внутри ДГ определяет баланс двух сил, одна из которых (F_g) заставляет вихри двигаться в противоположных направлениях, а другая (F_{pull}) притягивает их друг к другу и стремится объединить в кластеры. Поскольку сила F_g пропорциональна скорости движения ДГ v_0 , а F_{pull} пропорциональна энергии импульса накачки Φ , баланс этих сил позволяет получить линейную связь между v_0 и Φ , что и наблюдается в эксперименте (красная пунктирная прямая на рис. 12). Величина скорости v_{cr} , при которой влияние импульса накачки на динамическую ДГ становится заметно, согласно оценкам, выполненным в работе [A4], составляет порядка 100 м/с.

Глава V посвящена исследованию динамики ДГ в ферромагнитном соединении GdFeCo методом, объединяющим двукратную фотографию и метод накачки-зондирования. В **разделе 5.1** обоснован выбор материала и метода исследования. Для исследования динамики ДГ в GdFeCo авторы работы [19] использовали метод, основанный на эффекте Холла, который не позволяет визуализировать динамическую ДГ. Кроме того, точность определения скорости движения ДГ с помощью эффекта Холла, достигала 30 % скорости ДГ. В **параграфе 5.2** обсуждаются свойства аморфного сплава GdFeCo.

Раздел 5.3 посвящен описанию эксперимента, который проводили в геометрии probe1-rimp-probe2 (см. рис. 1). Импульсы накачки и зондирования имели длительность 70 фс и длину волны 800 нм. Временная задержка между двумя зондирующими импульсами была 10 нс. Импульс накачки был задержан относительно первого зондирующего импульса на 1 нс. Магнитное поле, управляющее движением ДГ h_z^\perp , было ориентировано перпендикулярно поверхности образца, длительность импульса тока была 20 мкс, длительность его переднего фронта 20 нс. Измерения проводили при температуре 290 К. Погрешность при измерении скорости движения ДГ не превышала 0,05 км/с и оставалась неизменной для всех значений скорости движения ДГ.

Под действием импульса магнитного поля ДГ начинает двигаться. На рис. 14(а) показано изменение во времени положения ДГ при $h_z^\perp \approx 830$ Э. В процессе движения изменения видимой ширины границы не происходит. Регулируя задержку между первым зондирующим импульсом и импульсом магнитного поля h_z^\perp при фиксированной амплитуде последнего, можно выбрать оптимальные условия эксперимента, при которых скорость движения ДГ будет максимальна.

Влияние лазерного импульса на движущуюся ДГ изучали для различных энергий импульса накачки. При исследовании полностью оптического перемагничивания было показано, что энергии в импульсе накачки 2,6 мДж/см² достаточно для локального перемагничивания [21, 22]. Эксперименты

показали, что даже при воздействии оптического импульса, энергии которого достаточно для перемагничивания, возбуждающий импульс не влияет непосредственно на движение ДГ, вызывая лишь оптическое перемагничивание, которое может быть ошибочно интерпретировано как ускорение ДГ (см. рис. 11(б)). Поскольку аналогичный результат наблюдается независимо от поляризации возбуждающего импульса, это явление носит тепловой характер.

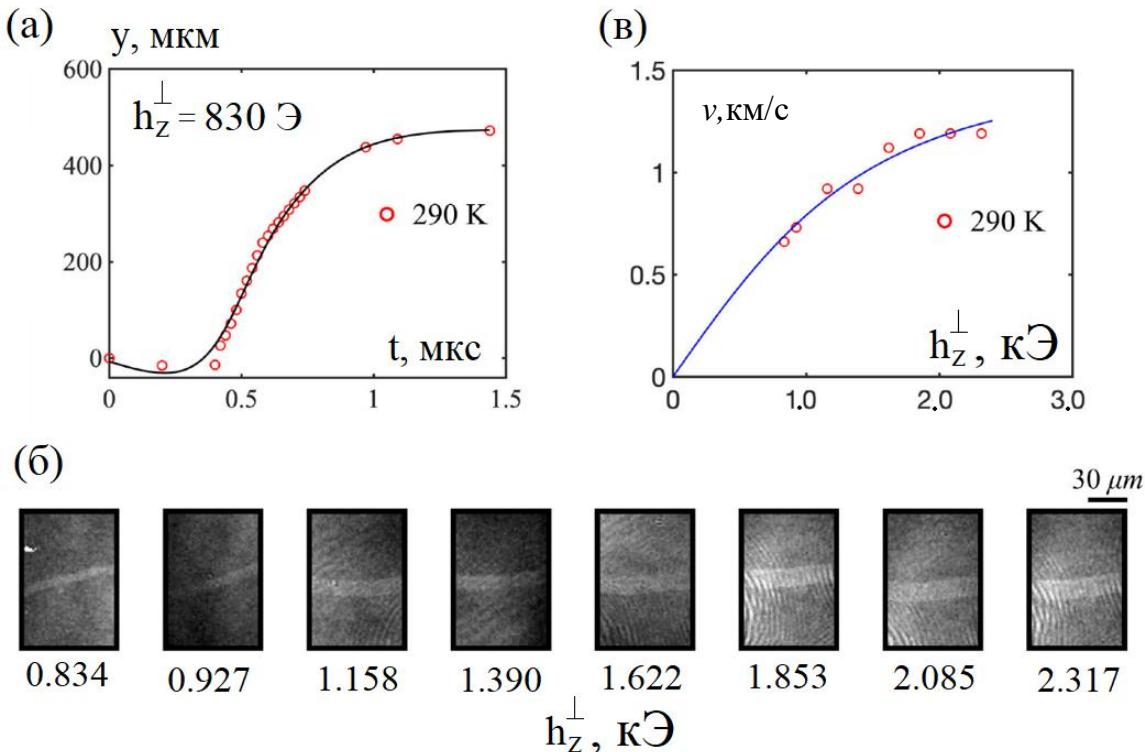


Рисунок. 14. (а) Положение ДГ у в зависимости от времени при амплитуде импульсного поля $h_z^{\perp} \approx 830$ Э. Сплошная черная линия показывает общую тенденцию. (б) Светлая полоса на фотографиях – это расстояние, пройденное ДГ для различных значений h_z^{\perp} . На всех кадрах граница движется сверху вниз. (в) Зависимость скорости движения ДГ v от h_z^{\perp} получена из фотографий (б). Синяя кривая построена с помощью уравнения (1) [A16].

В разделе 5.4 приведено обсуждение результатов. В экспериментах, описанных в этой Главе, для стабилизации начального положения ДГ использовали градиентное поле, создаваемое постоянными магнитами (рис. 1(б)). Эти магниты наряду с нормальной компонентой индукции магнитного поля, обладали компонентой, перпендикулярной плоскости ДГ, ее величина составляла 5 кЭ. По-видимому, этого было достаточно для подавления генерации магнитных вихрей и сохранения структуры ДГ, поэтому вид зависимости $v(h_z^{\perp})$ в GdFeCo аналогичен подобной зависимости для ферритов-гранатов, описанной в Главе II. Необходимо отметить, что насыщение на зависимости $v(h_z^{\perp})$ в GdFeCo ранее не наблюдали.

Отсутствие влияния оптического возбуждения разной поляризации на движущуюся ДГ в соединении GdFeCo требует особого внимания. Изменение температуры образца, связанное с поглощением энергии импульса накачки, для плотности энергии $2,6 \text{ мДж/см}^2$ составляет $\Delta T_{\max} \approx 33$ К выше комнатной

температуры. Эта величина была вычислена с использованием данных из работы [23]. В результате такого нагрева образец приближается к температуре T_A (точке компенсации углового момента). Следовательно, скорость движения ДГ, согласно данным работы [19], может увеличиться в 1,5 – 2 раза, и такое изменение скорости наблюдали бы в эксперименте. Поскольку этого не происходит, то в качестве следующего шага была рассмотрена динамика ДГ вблизи T_A . Под действием импульса накачки область возбуждения нагревается, ДГ, которая движется внутри нее, ускоряется [19]. Локальное изменение температуры меняет свойства материала такие, как анизотропия, намагниченность и гиromагнитное отношение [24], что может изменить внутреннюю структуру ДГ, способствуя генерации магнитных вихрей, которые движутся вдоль ДГ [11]. Ранее уже было отмечено, что наличие вихрей внутри динамической ДГ уменьшает ее скорость.

Таким образом, отсутствие лазерно-индукционного эффекта вблизи T_A , может быть следствием баланса двух противоположных эффектов. Аналогичный механизм изменения внутренней структуры ДГ под действием импульса накачки был предложен в работе [A4]. Однако в пленке феррита-граната скорость ДГ не превышала 0,6 км/с, и ее торможение наблюдали, если скорость границы была менее 0,5 км/с, т.е. в случае преобладания одного из конкурирующих механизмов. В эксперименте с GdFeCo скорость ДГ была от 0,6 до 1,2 км/с.

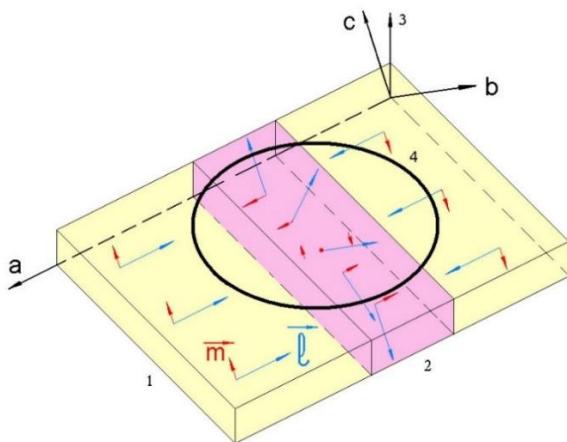


Рисунок 15. (a) Пластина ортоферрита иттрия – 1, вырезанная перпендикулярно оптической оси, с единственной динамической ДГ – 2, оптическая ось – 3, катушка, создающая магнитное поле, управляющее динамикой ДГ – 4 [A3].

Глава VI посвящена исследованию динамики АФМ вихрей в ДГ ортоферрита иттрия. В разделе 6.1 обоснован выбор объекта исследования. В параграфе 6.2 описаны МО свойства ортоферритов. С помощью градиентного магнитного поля 800 Э/см, в образце создавали единственную ДГ, расположенную в плоскости (bc) [A2]. На рис. 15 схематично показана пластина ортоферрита иттрия, вырезанная перпендикулярно оптической оси (3), с единственной динамической ДГ (2), которая содержит АФМ вихрь. В верхней и нижней части рис. 15

граница имеет структуру, соответствующую *ac* типу: вектора намагниченности (\vec{m}) и слабого ферромагнетизма (\vec{l}) врачаются в плоскости (*ac*) против часовой стрелки в верхней части рисунка, а в нижней – в противоположном направлении. В средней части граница имеет структуру *ab* типа: вектор \vec{l}

вращается в плоскости (ab) , \vec{m} сохраняет ориентацию вдоль оси c и меняет модуль [A2].

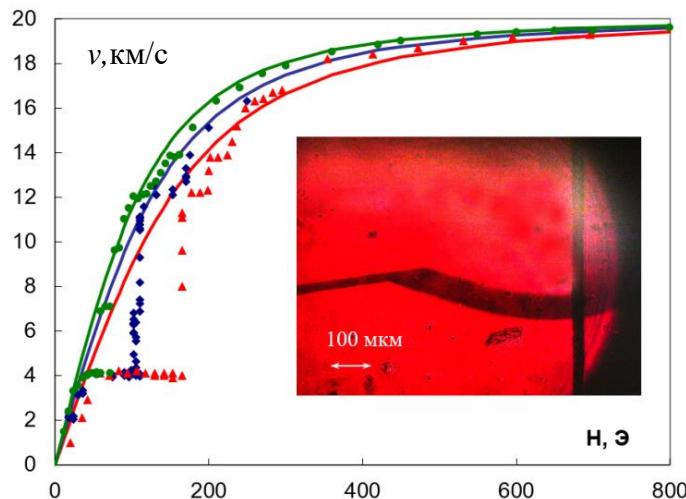


Рисунок 16. Зависимости скорости движения ДГ от величины импульсного магнитного поля H для пластинок ортоферрита иттрия толщиной 40 мкм (\blacktriangle), 50 мкм (\blacklozenge) и 80 мкм (\bullet) [A3]. Сплошные кривые вычислены, используя соотношение $v(H) = \frac{\mu H}{\sqrt{1 + (\frac{\mu H}{c})^2}}$, для разных

значений подвижности ДГ μ (см/($c\cdot\text{Э}$)): 10^4 ; $1,2 \cdot 10^4$; $1,4 \cdot 10^4$ – красная, синяя и зеленая кривые соответственно, $c = 20$ км/с. На вставке двукратная фотография, иллюстрирующая процесс резкого увеличения скорости движения ДГ. Граница движется сверху вниз, ее левая часть еще движется со скоростью звука 4 км/с, а правая уже преодолела звуковой барьер и ее скорость равна 12 км/с.

скорость движения ДГ не меняется. Последующее увеличение H приводит к резкому возрастанию скорости движения ДГ с 4 до 12 км/с (см. вставку к рис. 16). Дальнейший рост поля H приводит к нелинейному возрастанию скорости движения границы и выходу на насыщение на уровне $c = 20$ км/с [4, 11].

Раздел 6.4 посвящен исследованию динамики АФМ вихрей методом двух и трехкратной высокоскоростной фотографии. Для генерации АФМ вихрей в ДГ ортоферрита иттрия было использовано локальное торможение ДГ сразу после того, как она преодолела звуковой барьер и двигалась со скоростью 12 км/с (см. рис. 16). На рис. 17 представлена двукратная фотография динамической ДГ в пластинке ортоферрита иттрия с единственными изгибными волнами, сопровождающими АФМ вихри. Длительность светового импульса $\frac{1}{4}$ нс, время задержки между двумя световыми импульсами 8 нс. ДГ движется сверху вниз. Единственные волны отстают как целое от движущейся границы, они имеют равные амплитуды и движутся вдоль границы в противоположных направлениях с равными по модулю скоростями. На рис. 17 показаны скорость

В разделе 6.3 описана динамика ДГ в ортоферрите иттрия при комнатной температуре. На рис. 16 представлены зависимости скорости движения ДГ ac типа от величины внешнего магнитного поля H для пластинок ортоферрита иттрия различных толщин. Исследования проводили с помощью метода двукратной фотографии на основе эффекта Фарадея [A17]. Длительность импульса света с длиной волны 0,63 мкм была $\frac{1}{4}$ нс, интервал времени между световыми импульсами можно было менять от 6 до 14 нс. Точность определения скорости движения ДГ была не хуже 0,05 км/с. Скорость движения ДГ возрастает и достигает скорости звука, равной 4 км/с. При дальнейшем увеличении поля H в некотором интервале полей

движения ΔG v , скорость уединенной изгибной волны, сопровождающей вихрь, вдоль ΔG и полная скорость уединенной изгибной волны w . Помимо указанных величин по этой фотографии можно определить амплитуду уединенной изгибной волны, а также угол наклона ее переднего фронта [A2, A18]. Точность определения скоростей v и w – не ниже 0,2 км/с, амплитуду уединенной волны определяли с точностью до 1 мкм. После генерации пары АФМ вихрей, которая происходит при скорости движения ΔG 12 км/с, для изменения скорости границы прикладывали второй импульс магнитного поля.



Рисунок 17. Двукратная фотография динамической ΔG , с уединенными изгибными волнами, сопровождающими магнитные вихри. Скорость движения границы – v , скорость движения волны вдоль границы – u , полная скорость движения волны – w . На фото $v=u=14$ км/с, $w=20$ км/с [A2].

На рис. 18(а) представлены зависимости $w(v)$, которые получены для уединенных изгибных волн, сопровождающих магнитные вихри, с амплитудами от 2 до 16 мкм [A18]. Полные скорости магнитных вихрей w возрастают и насыщаются на уровне 20 км/с [A19]. При этом вихри с меньшими топологическими зарядами движутся быстрее и достигают скорости насыщения при меньших скоростях движения ΔG , чем вихри с большими топологическими зарядами. Топологический заряд вихря пропорционален амплитуде уединенной волны, которая его сопровождает. При $v = 7$ км/с $w \approx 20$ км/с для волн с амплитудой 2 - 4 мкм, $w \approx 10$ км/с для волн с амплитудой 11 - 16 мкм (см. рис. 18(а)). Иначе говоря, увеличение топологического заряда в четыре раза приводит к уменьшению полной скорости движения вихря примерно в два раза. На растущей части зависимости $w(v)$ имеет место соотношение:

$$u^2 + v^2 = w^2 \quad (5)$$

Зависимости $u(v)$ для АФМ вихрей, сопровождаемых уединенными изгибными волнами разных амплитуд, представлены на рис. 18(б). При увеличении скорости движения ΔG , скорость движения вихря вдоль нее нелинейно возрастает, достигает максимума, а затем уменьшается, стремясь к нулю при приближении скорости движения ΔG к предельной [A19]. Положение максимума на зависимостях $u(v)$ смещается в сторону меньших значений v и больших значений u при уменьшении амплитуды уединенной изгибной волны, сопровождающей вихрь. Для получения вихрей с малыми топологическими зарядами было использовано столкновение уединенных волн с близкими амплитудами [A17, A20]. В эксперименте наблюдали полную или частичную аннигиляцию уединенных волн, сопровождающих вихри, солитоноподобное поведение волн не обнаружено.

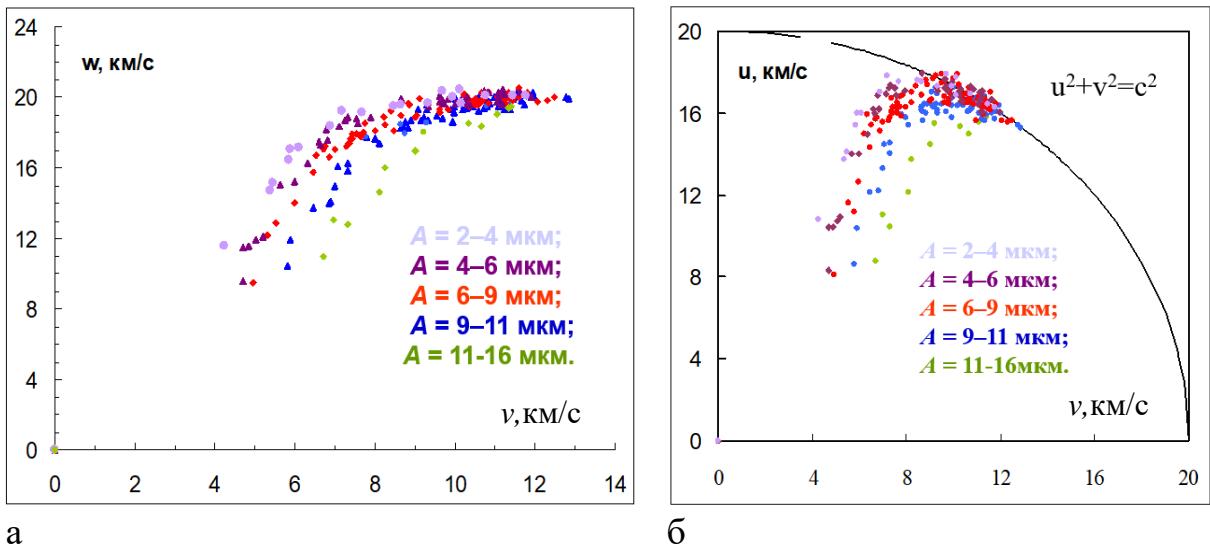


Рисунок 18. Зависимости полной скорости АФМ вихря w от скорости движения ДГ v – (а) и зависимости скорости движения АФМ вихря вдоль ДГ и от скорости движения самой границы v – (б) для разных амплитуд уединенных изгибных волн A . Кривые построены для образцов $YFeO_3$ толщиной 40, 50 и 80 мкм [A18].

В разделе 6.5 приведено сравнение экспериментальных данных по динамике АФМ вихрей с результатами теоретических расчетов, выполненных на основе моделей, которые были предложены в работах [25 – 27]. Все кривые начинаются из начала координат, имеют максимум и убывающую часть, которая подчиняется уравнению: $u^2 + v^2 = c^2$, здесь $c = 20$ км/с. Поскольку результаты теоретического моделирования удовлетворительно описывают экспериментальные результаты только при больших скоростях движения ДГ [A21, A22], на следующем этапе исследований была поставлена задача подобрать эмпирические функции, описывающие экспериментальные результаты для любых скоростей движения ДГ. Этому посвящен раздел 6.6. Поскольку вид экспериментальной зависимости $w(v)$ проще, чем вид кривой $u(v)$ (см. рис. 18), для подбора аппроксимирующих функций была выбрана именно зависимость $w(v)$. Зная, что величины v , u и w связаны между собой уравнением (5), подобрав функцию $w(v)$, можно рассчитать кривую $u(v)$ и сравнить полученный результат с экспериментальными данными [A17]. Для получения эмпирической зависимости $w(v)$, соответствующей экспериментальным данным (рис. 18(а)) были использованы следующие предположения:

1. $w(0)=0$;
2. $(w(v \rightarrow 20 \text{ км/с})) = 20 \text{ км/с}$;
3. зависимость $w(v)$ является неубывающей, т.е. $w'(v) \geq 0$.

Используя безразмерные величины $x = \frac{v}{c}$ и $y = \frac{w}{c}$, где $c = 20$ км/с, получаем зависимость $y(x)$, обладающую следующими свойствами:

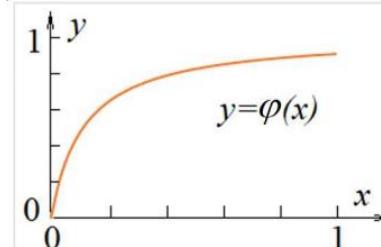
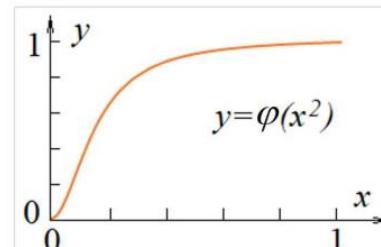
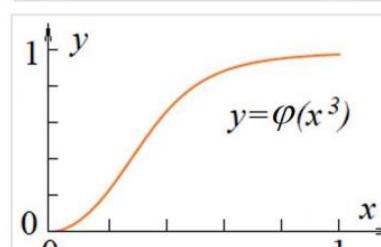
1. $y(0)=0$;
2. $y(x \rightarrow 1)=1$;
3. $y'(x) \geq 0$.

В Таблице 1 приведены 7 видов функций, удовлетворяющих этим условиям. В третьей колонке Таблицы 1 представлены аналитические выражения для функций, каждое из которых содержит безразмерный параметр ($a_n, b_n, d_n, f_n, t_n, p_n, h_n$). Для каждого вида функций записаны зависимости, содержащие аргумент x в разных степенях ($n=1,2,3\dots$). В правой колонке представлены эскизы графиков функции $y=\varphi(x)$, соответствующих разным видам зависимости от аргумента. У разных графиков отличается только форма начального участка кривых. Изменяя значения параметров, в каждом классе функций можно определить такую зависимость, для которой аппроксимирующая функция лучше всего описывает экспериментальные данные (рис. 19). Параметр M при этом должен быть наименьшим, его значение вычисляли по формуле:

$$M = \sum_{i=1}^N \min \left((x_i - x_{ki})^2 + (f(x_i) - \varphi(x_{ki}))^2 \right) \quad (6)$$

на рис. 19 $k=1, 2, 3, 4, N$ – число экспериментальных точек.

Таблица 1. Виды функций, использованных для выбора аппроксимирующей кривой для зависимости $y(x)$.

№	Вид функции	Аналитическое представление	Эскизы графиков
1	Дробная рациональная функция	$y = \frac{x^n}{x^n + a_n}$	
2	Корень из дробной рациональной функции	$y = \sqrt{\frac{x^{2n-1}}{x^{2n-1} + b_{2n-1}}}$	
3	Функция, содержащая корень в знаменателе	$y = \frac{x^n}{\sqrt{x^{2n} + d_n}}$	
4	Функция, содержащая экспоненту	$y = \left(1 - e^{-\frac{x^n}{f_n}}\right)$	
5	Логарифм натуральный	$y = \ln \left(\frac{e \cdot x^n + t_n}{x^n + t_n} \right)$	
6	Гиперболический тангенс	$y = \operatorname{th}(x^n \cdot p_n)$	
7	Арктангенс	$y = \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg}(x^n \cdot h_n)$	

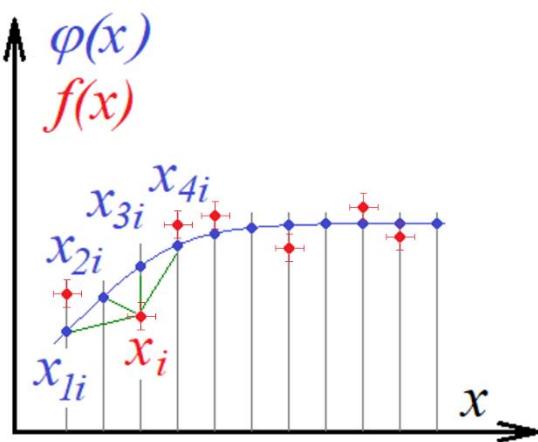


Рисунок 19. Экспериментальная зависимость $f(x)$ и аппроксимирующая функция $\varphi(x)$. Для вычисления значения M , используя соотношение (6), для каждой экспериментальной точки с координатами $(x_i, f(x_i))$ вычисляют значения $((x_i - x_{ki})^2 + (f(x_i) - \varphi(x_{ki}))^2)$, на рисунке $k=1, 2, 3, 4$, затем находят минимальное среди них $\min((x_i - x_{ki})^2 + (f(x_i) - \varphi(x_{ki}))^2)$ [A25].

Таблица 2. Аппроксимирующие функции и их характеристики.

№	Вид функции	Аналитическое представление	Результаты расчетов
1а	Дробная рациональная функция	$y = \frac{x^4}{x^4 + a_4}$	$a_4 = 0,0072$, $M = 0,027$, $v_{cr} = 4,2 \text{ км/с}$
1б		$y = \frac{x^4}{x^4 + a_{43}x^3 + a_{40}}$	$a_{43} = -0,02$, $a_{43} = 0,0092$, $M = 0,008$, $v_{cr} = 4,5 \text{ км/с}$
2	Корень из дробной рациональной функции	$y = \sqrt{\frac{x^5}{x^5 + b_5}}$	$b_5 = 0,0075$, $M = 0,013$, $v_{cr} = 4,0 \text{ км/с}$
3	Функция, содержащая корень в знаменателе	$y = \frac{x^3}{\sqrt{x^6 + d_3}}$	$d_3 = 0,0032$, $M = 0,015$, $v_{cr} = 4,8 \text{ км/с}$
4	Функция, содержащая экспоненту	$y = \left(1 - e^{-\frac{x^2}{f_2}}\right)$	$f_2 = 0,13$, $M = 0,061$, $v_{cr} = 2,7 \text{ км/с}$
5	Логарифм натуральный	$y = \ln\left(\frac{ex^4 + t_4}{x^4 + t_4}\right)$	$t_4 = 0,012$, $M = 0,103$, $v_{cr} = 4,2 \text{ км/с}$
6	Гиперболический тангенс	$y = \operatorname{th}(x^2 \cdot p_2)$	$p_2 = 6$, $M = 0,021$, $v_{cr} = 3,4 \text{ км/с}$
7	Арктангенс	$y = \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg}(x^4 \cdot h_4)$	$h_4 = 100$, $M = 0,168$, $v_{cr} = 5,1 \text{ км/с}$

В Таблице 2 представлены результаты расчетов для тех функций в каждой группе, у которых значение параметра M минимально. На рис. 20 представлена экспериментальная зависимость $w(v)$ и аппроксимирующие функции $w(v)$, вычисленные с использованием данных из Таблицы 2. На рис. 21

показаны экспериментальная и расчетные зависимости $u(v)$. Расчеты были выполнены, используя соотношение (5).

Экспериментальные данные, представленные на рис. 20 и рис. 21 усреднены для разных амплитуд уединенных изгибных волн, сопровождающих АФМ вихри (см. рис. 18). Все расчетные кривые близко расположены друг к другу и достаточно хорошо соответствуют экспериментальным данным. Поскольку $u(v) = \sqrt{w^2(v) - v^2}$, может существовать область значений скоростей $v < v_{cr}$, где функция $u(v)$ не определена (рис. 21). Значения v_{cr} , вычисленные для разных видов функций $w(v)$, приведены в правой колонке Таблицы 2. Почти все они близки к 4 км/с, величине скорости звука в ортоферрите.

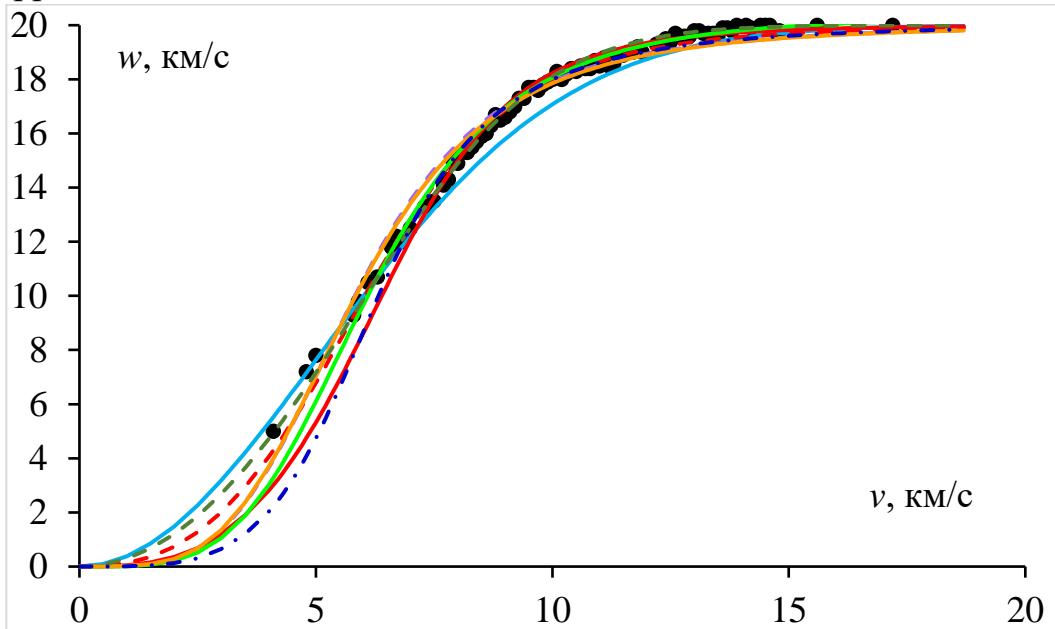


Рисунок 20. Экспериментальная зависимость $w(v)$ (черные точки) и аппроксимирующие функции: $w(v) = \frac{c \cdot v^4}{v^4 + c^4 \cdot a_4}$, где $a_4 = 0,0072$ (фиолетовая штриховая кривая); $w(v) = \frac{c \cdot v^4}{v^4 + c \cdot v^3 \cdot a_{43} + c^4 \cdot a_{40}}$, где $a_{43} = -0,02$, $a_{40} = 0,0092$ (салатовая кривая); $w(v) = c \sqrt{\frac{v^5}{v^5 + c^5 \cdot b_5}}$, где $b_5 = 0,0075$ (красная штриховая кривая); $w(v) = \frac{c \cdot v^3}{\sqrt{v^6 + c^6 \cdot d_3}}$, где $d_3 = 0,0032$ (красная кривая); $w(v) = c \left(1 - e^{-\frac{v^2}{c^2 f_2}}\right)$, где $f_2 = 0,13$ (голубая кривая); $w(v) = c \cdot \ln \left(\frac{e \left(\frac{v}{c} \right)^4 + t_4}{\left(\frac{v}{c} \right)^4 + t_4} \right)$, где $t_4 = 0,012$ (оранжевая кривая); $w(v) = c \cdot \operatorname{th} \left(\left(\frac{v}{c} \right)^2 \cdot p_2 \right)$, где $p_2 = 6$ (зеленая штриховая кривая); $w(v) = \frac{2c}{\pi} \cdot \operatorname{arctg} \left(\left(\frac{v}{c} \right)^4 \cdot h_4 \right)$, где $h_4 = 100$ (синяя штрихпунктирная кривая).

В работе [28] при исследовании динамики ДГ, расположенной в плоскости (ac) , было показано, что вблизи скорости звука видимая ширина ДГ резко уменьшается, что свидетельствует об изменении ее внутренней структуры. Возможно, аналогичный процесс происходит с ДГ, расположенной в плоскости (bc) (рис. 15). Изменение внутренней структуры ДГ может

привести к исчезновению АФМ вихря. Иначе говоря, вид зависимости $u(v)$ и наличие критической скорости v_{cr} по сути является косвенным доказательством того, что АФМ вихри не могут существовать внутри ДГ, если она движется со скоростью равной или меньшей скорости звука.

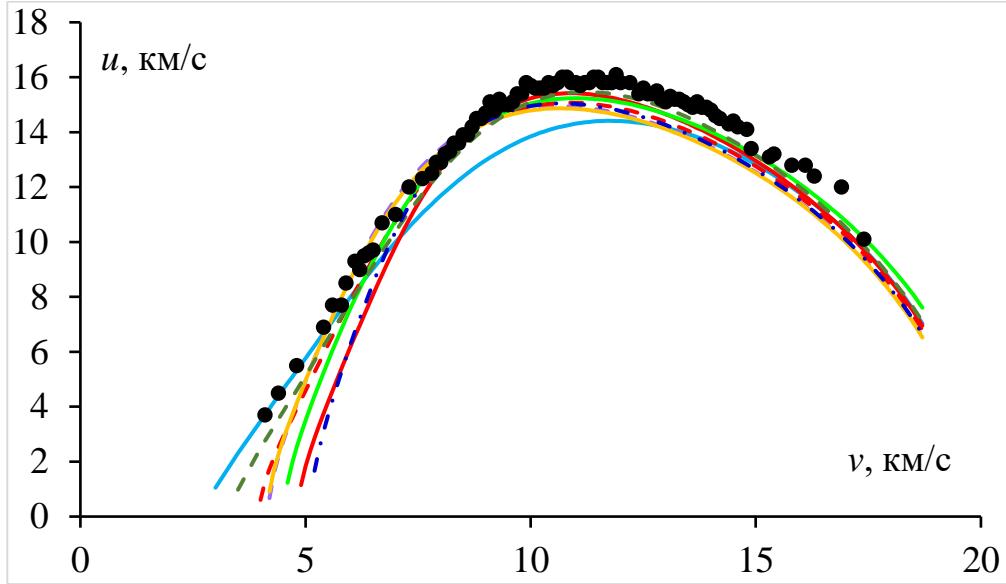


Рисунок 21. Экспериментальная зависимость $u(v)$ (чёрные точки) и аппроксимирующие функции, вычисленные по формуле $u(v) = \sqrt{w^2(v) - v^2}$. Зависимости $w(v)$ вычислены для кривых, представленных на рис. 20.

Безусловно, этот вывод, сделанный на основе подбора аппроксимирующих функций, нельзя считать строгим. Однако наличие некоторой критической скорости движения ДГ, ограничивающей область существования АФМ вихрей внутри нее, следует из целого ряда экспериментов, которые рассмотрены в разделе 6.7. Эта часть работы посвящена исследованию взаимодействия уединенной волны, сопровождающей АФМ вихрь и движущейся вдоль ДГ, скорость которой превышает скорость звука, с той частью границы, которая еще не преодолела звуковой барьер.

Ранее уже было отмечено, что генерация АФМ вихрей внутри ДГ ортоферрита происходит при локальном торможении ДГ, движущейся со скоростью 12 км/с, сразу после преодоления звукового барьера. На вставке к рис. 16 показано, что сверхзвуковой переход происходит очень резко. На рис. 22(а) представлена двукратная фотография динамической ДГ с уединенной волной, сопровождающей АФМ вихрь. Эта волна движется вдоль левой части границы, скорость которой 12 км/с. Правая часть границы движется со скоростью звука 4 км/с. ДГ движется сверху вниз. Расстояние между уединенной волной и частью границы, которая еще движется со скоростью звука, l [A22]. На рис. 22(б) показана зависимость $\phi(l)$ – угла наклона переднего фронта уединенной волны, сопровождающей АФМ вихрь, от расстояния l . Если волну и звуковой участок ДГ разделяет более 45 мкм, то ϕ не зависит от l . При приближении к звуковому участку границы, ϕ уменьшается, стремясь к нулю. Такой характер зависимости показывает, что уединенная волна, не может

существовать на ДГ, движущейся со скоростью меньшей или равной скорости звука.

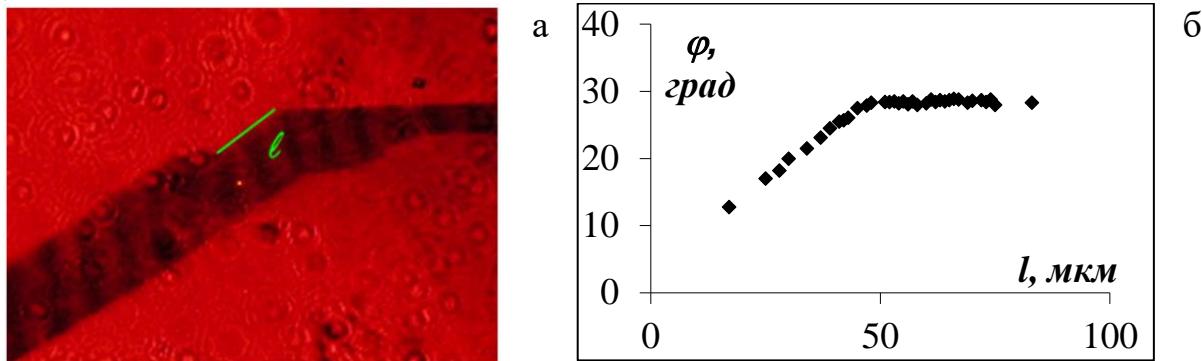


Рисунок 22. (а) Двукратная фотография динамической ДГ с уединенной волной, сопровождающей АФМ вихрь. Расстояние между этой волной и участком ДГ, движущимся со скоростью звука – l (б) Зависимость угла наклона переднего фронта уединенной волны ϕ от расстояния l [A22].

Еще одним экспериментальным доказательством того, что уединенная волна не может существовать на ДГ, движущейся со скоростью звука, является «отражение» [A23]: уединенная волна не переходит на звуковую часть ДГ, а после приближения к ней движется в обратном направлении. По-видимому, структура звуковой части границы значительно более устойчива, чем структура ее сверхзвукового участка. Именно поэтому существование АФМ вихря внутри ДГ, движущейся со скоростью звука, энергетически не выгодно.

Раздел 6.8 посвящен обсуждению результатов, полученных в Главе VI. В экспериментах, описанных в этой Главе, ДГ и АФМ вихри движутся со скоростями, которые сравнимы с предельной скоростью движения ДГ (20 км/с). Только гироскопическая сила, которая в условиях эксперимента достаточно велика, может быть причиной этого движения. Согласно теории гироскопической силы в ортоферритах, развитой в работе [29], эта сила отлична от нуля только при условии появления компоненты вектора намагниченности m_b . Допуская, что при приближении скорости движения границы, плоскость которой перпендикулярна оси a , к скорости звука ее внутренняя структура меняется, компонента m_b уменьшается, что приводит к уменьшению гироскопической силы. Именно этим можно объяснить уменьшение угла ϕ при приближении к звуковой части границы, а также «отражение» уединенной волны, движущейся вдоль сверхзвуковой части границы от той части, которая движется со скоростью звука.

Все эксперименты, описанные в этой Главе, были проведены для ДГ, плоскость которой была ориентирована перпендикулярно оси a ортоферрита. Видимая ширина такой границы составляла несколько мкм. Это, с одной стороны, обеспечило высокую точность определения скоростей движения ДГ и уединенных волн, сопровождающих АФМ вихри. С другой стороны, получение зависимости видимой ширины ДГ от скорости ее движения с помощью методов высокоскоростной фотографии на основе эффекта Фарадея невозможно, поскольку в видимом диапазоне пространственное разрешение

магнитооптической методики ограничено длиной волны. Результаты такого эксперимента позволяют напрямую определить область существования АФМ вихрей внутри ДГ ортофферрита иттрия. Для улучшения пространственного разрешения магнитооптики может быть использована дифракция света [9, 10].

В Главе VII рассмотрены возможности использования дифракции света в МО экспериментах. В параграфе 7.1 обсуждаются перспективы использования дифракции света на лабиринтной доменной структуре, которые связаны с тем, что, анализируя изменение интенсивности света в определенном максимуме, можно сделать выводы о поведении доменной структуры после возбуждения. К сожалению, не всегда интерпретация полученных результатов может быть однозначна. Ранее уже было отмечено, что управлять динамикой ДГ можно не только с помощью импульсного магнитного поля, но и с помощью света [8, A4]. В последнем случае МО дифракцию комбинируют с методом накачки-зондирования. В силу того, что возбуждающий импульс может влиять на оптические свойства среды [5, A5], изменяя контраст доменной структуры, интерпретация дифракционной картины может быть ошибочна. В экспериментах, описанных выше, исследования динамики проводили на единственной ДГ. Поэтому рассмотрение дифракции света не на периодической доменной структуре, а на щели, в роли которой выступает единственная ДГ, также представляет интерес.

В разделе 7.2 рассмотрена дифракция света на лабиринтной доменной структуре феррита-граната [9, 10]. Дифракционная картина представляет собой систему концентрических колец. Было показано, что для изучения динамики ДГ с высоким пространственным разрешением оптимально использовать третий максимум [9, 10]. Для выделения дифракционного максимума третьего порядка использовали пространственный фильтр. Для размагничивания образца после каждого возбуждающего импульса использовали экспоненциально затухающее переменное магнитное поле с начальной амплитудой, превышающей поле насыщения [10]. Было показано, что изменение ширины домена на 2 % приводит к изменению интенсивности света в третьем максимуме на 4 % [A5].

В параграфе 7.3 описана экспериментальная методика исследования динамики ДГ с высоким пространственным и временным разрешением, которая объединяет МО дифракцию и метод накачки-зондирования. В эксперименте использовали эпитаксиальную пленку Ві содержащего феррита-граната, ось легкого намагничивания была ориентирована перпендикулярно образцу, период лабиринтной доменной структуры $d = 32$ мкм [9, A5]. Импульс света длительностью 40 фс с длиной волны 800 нм делили на два луча. Один луч пропускали через оптический параметрический усилитель, после прохождения которого его длина волны составляла 600 нм. Этот луч использовали в качестве зондирующего импульса, его фокусировали на образце в пятно диаметром 120 мкм. Это пятно освещало более семи доменов, что достаточно для получения четкой дифракционной картины. Другую часть исходного луча

использовали в качестве накачки. Его длина волны оставалась равной 800 нм, а луч фокусировали на образец в пятно диаметром 130 мкм.

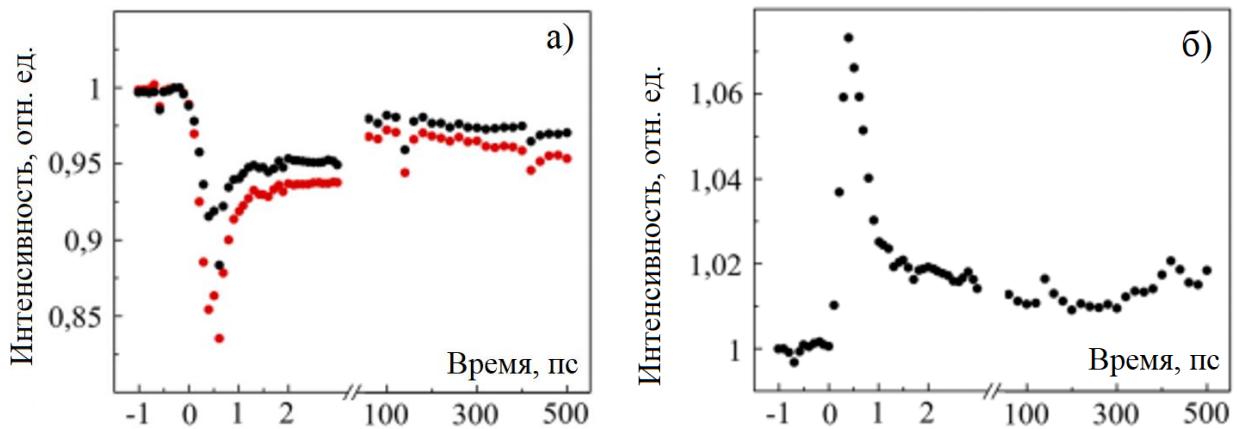


Рисунок 23. (а) Изменение со временем интегральной интенсивности третьего порядка дифракции (черные точки) и полной интенсивности прошедшего света (красные точки) после возбуждения импульсами накачки с правой круговой поляризацией. (б) Интегральная интенсивность третьего порядка дифракции, нормированная на интенсивность света, прошедшего через образец после возбуждения импульсами накачки с правой круговой поляризацией, в зависимости от времени. Энергия импульса накачки $E = 43 \text{ мкДж}$ [A5]

Раздел 7.4 посвящен динамике ДГ с высоким пространственным и временным разрешением. Чувствительность, описанного выше метода составляет около 6 нм. Измеряя интегральную интенсивность третьего порядка дифракции в зависимости от временной задержки между импульсами накачки и зондирования t , можно проследить, как меняется доменная структура в результате фемтосекундного оптического возбуждения [A5]. По изменению интенсивности третьего порядка дифракции в зависимости от времени задержки можно оценить скорость движения ДГ. Из рис. 23(а) видно, что через 1,5 пс интенсивность третьего порядка дифракции (черные точки) изменяется на 5 %, что соответствует скорости ДГ 300 км/с. Известно, что импульсы магнитного поля способны запускать в ферритах-гранатах волны перемагничивания со скоростью до 55 км/с [30]. С другой стороны, движение ДГ со скоростью 300 км/с кажется нереальным. Поэтому очевидно, что на интенсивность дифракционной картины может влиять не только смещение ДГ. Под действием мощного импульса накачки могут измениться оптические свойства и постоянная Верде среды, что приведет к изменению интенсивности дифракционных максимумов, даже если доменная структура останется неизменной [31]. Чтобы компенсировать хотя бы одну из возможных причин возникновения такой высокой скорости движения ДГ, была измерена динамика полного прохождения зондирующего света через образец. Из рис. 23(а) видно, что интенсивность света, прошедшего через образец, существенно меняется. Поэтому интенсивность третьего порядка дифракции была нормирована на полную интенсивность импульса (рис. 23(б)). Эта процедура не учитывает потенциальные изменения константы Верде, вызванные накачкой. Нормированные изменения интенсивности третьего порядка дифракции на

2,5 % за 1 пс соответствуют смещениям ДГ более 100 нм и, таким образом, подразумевают скорость ДГ 100 км/с.

Разногласия в интерпретации экспериментальных результатов при исследовании сверхбыстрого перемагничивания существуют уже давно [32]. Одна из причин этого основана на том, что оптическая накачка вызывает изменение МО свойств среды, которые трудно контролировать. Чтобы разделить динамику намагниченности и МО констант, можно, например, провести эксперименты с широким диапазоном спектров зондирующих импульсов или использовать возбуждение, не влияющее на МО свойства среды, например, ультракороткие импульсы магнитного поля, электрического тока, или спинового тока [6].

В разделе 7.5 рассмотрена дифракция света на «черно-белой» щели. Если рассматривать ДГ как щель, на которой происходит дифракция света, то смещение ДГ из положения равновесия приводит к смещению нулевого максимума. Если ранее при фиксированной амплитуде импульса магнитного поля была определена зависимость скорости ДГ от времени задержки между импульсом магнитного поля и импульсом света $v(t)$, то теперь, зная t , можно определить видимую ширину ДГ в этой точке Δx . Сравнивая положение первых минимумов на дифракционных картинах, полученных в статике и в динамике, можно получить зависимость $\Delta x(t)$ с точностью 0,1 мкм. Ранее уже было отмечено, что действие импульса накачки может менять оптические свойства среды. В этом случае изображение доменной структуры может меняться.

В разделе 7.6 рассмотрена дифракция света на «серой» щели [A24]. Если коэффициент пропускания в центре щели отличен от 1 или его значение на краях не равно 0, такую щель будем называть «серой». Эту щель можно представить как суперпозицию трех сред: абсолютно прозрачной (коэффициент пропускания $\alpha = 1$), абсолютно непрозрачной ($\alpha = 0$) и классической черно-белой щели (рис. 24). Пусть I_0 – интенсивность падающего света, I_1 и I_2 – интенсивности света, прошедшего через полностью прозрачную и непрозрачную среды соответственно, I_3 – интенсивность света, прошедшего через черно-белую щель, $\alpha_{\text{кр}}$ и $\alpha_{\text{щ}}$ – коэффициенты пропускания краев и середины рассматриваемой щели. Относительная интенсивность света, прошедшего через «серую» щель с параметрами $\alpha_{\text{кр}}$ и $\alpha_{\text{щ}}$, имеет вид:

$$y_{\text{сер}}(x) = \alpha_{\text{кр}} + (\alpha_{\text{щ}} - \alpha_{\text{кр}}) \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{\pi \cdot b}{\lambda} \cdot x\right)}{\left(\frac{\pi \cdot b}{\lambda} \cdot x\right)^2} \quad (7)$$

здесь b – ширина щели, λ – длина волны света, $x = \sin \varphi$, φ – угол отклонения от нормали. На всех кривых, рассчитанных по формуле (7), нулевой максимум наиболее заметный, значение функции $y(x)$ определяется в нем величиной $\alpha_{\text{щ}}$. Если зафиксировать параметры b и λ , положения минимумов меняться не будут. Значение относительной интенсивности в точках минимума определяется величиной $\alpha_{\text{кр}}$. Поскольку относительные интенсивности света

для минимумов первого, второго и более высоких порядков практически неразличимы, интерес представляет только первый минимум.

В параграфе 7.7 рассмотрены потенциальные возможности использования задачи о дифракции света на щели для исследования динамики ДГ с высоким пространственным разрешением. В разделе 7.6, задавая характеристики «серой» щели, было определено распределение относительной интенсивности света (7). В эксперименте, как правило, приходится решать обратную задачу – по изменению относительной интенсивности света необходимо сделать вывод о свойствах среды, на которой происходила дифракция. Сравнивая распределения интенсивности света до и после возбуждения, по величине интенсивности света в нулевом максимуме можно определить значение $\alpha_{\text{щ}}$, т.е. получить информацию об изменении оптических свойств среды. Сравнивая значения интенсивности света в первом минимуме до и после возбуждения, можно определить значения $\alpha_{\text{кр}}$ и сделать вывод об изменении проекции вектора E световой волны на направление главной оси поляризатора. Это изменение может быть связано с изменением угла фарадеевского вращения, т.е. с изменением намагниченности в доменах. Сравнивая положение первого минимума до и после возбуждения, можно определить произошло ли изменение видимой ширины ДГ.

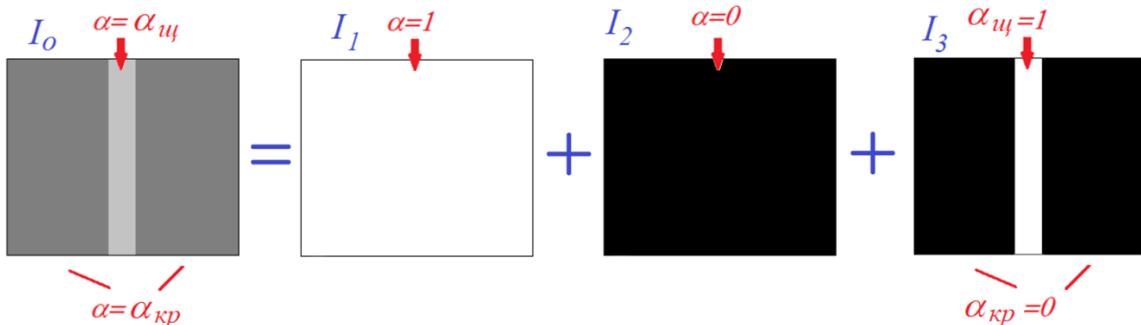


Рисунок 24. «Серая» щель как суперпозиция трех сред: абсолютно прозрачной (коэффициент пропускания $\alpha = 1$), абсолютно непрозрачной ($\alpha = 0$), и классической черно-белой щели [A24].

В эксперименте надежно можно различить изменение относительной интенсивности не менее чем на 2 % [A5], следовательно, для того чтобы определить положение первого минимума и нулевого максимума при дифракции света на «серой щели», должно выполняться условие:

$$\frac{\alpha_{\text{щ}}}{\alpha_{\text{кр}}} \geq 1,4 \quad (8)$$

Поскольку изменения свойств материала могут быть вызваны мощным оптическим импульсом, используя дифракцию света в методе накачки-зондирования, можно объединить высокое пространственное разрешение, которое позволяет получить дифракция, и традиционно высокое временное разрешение метода накачки-зондирования. Например, в ортоферрите, используя комбинацию дифракции и высокоскоростной фотографии, можно

получить зависимость ширины ДГ, перпендикулярной оси a , от скорости ее движения, которую невозможно получить другими методами.

В разделе 7.8 подведены итоги Главы VII. Здесь рассмотрены возможности объединения МО дифракции и метода накачки-зондирования. Экспериментальное исследование динамики ДГ в пленке феррита-граната выполнено с пространственным разрешением 6 нм и временными разрешением 100 фс. Было показано, что, если динамика ДГ возбуждается фемтосекундным лазерным импульсом ближнего ИК диапазона, то на полученные результаты может влиять изменение оптического поглощения и МО константы Верде, вызванное импульсом накачки. Помимо дифракции света на лабиринтной доменной структуре была рассмотрена задача о дифракции света на щели. Прототипом такой щели может стать единственная ДГ, разделяющая домены с противоположной намагниченностью. Было показано, что при дифракции света на «серой щели» информативными являются только нулевой максимум и первый минимум.

Основные результаты и выводы

1. Под действием импульсного магнитного поля скорость движения ДГ в пленке феррита-граната линейно возрастает и достигает скорости насыщения, величина которой линейно зависит от постоянного магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости ДГ. Дальнейшее увеличение импульсного магнитного поля приводит к возрастанию скорости движения ДГ выше скорости звука, при этом видимая ширина доменной границы растет, и может достигать нескольких десятков микрон. Максимальная скорость движения доменных границ феррита-граната, наблюдаемая в эксперименте, превышала 10 км/с, что в несколько раз превосходит ранее полученные значения в этих материалах.

2. При комнатной температуре подвижность ДГ в пленке феррита-граната нелинейно зависит от магнитного поля, которое направлено перпендикулярно плоскости статической ДГ. В присутствии слабых полей (до 40% от поля анизотропии образца) наблюдается линейное возрастание подвижности, последующий рост магнитного поля приводит к нелинейному более слабому росту подвижности. Такой вид зависимости свидетельствует о том, что параметр затухания материала зависит от внешнего поля, а не является постоянной величиной. Физическая суть этого предположения связана с тем, что при движении доменной границы коллинеарность соседних магнитных моментов нарушается и обменное взаимодействие между ними ослабевает. Динамика ДГ в условиях приложенного плоскостного поля характеризуется наличием двух вкладов в диссипацию: во-первых, это обычные потери, обусловленные взаимодействием магнитных моментов (этот вклад существует и при однородной намагниченности), во-вторых, это дополнительный вклад, возникающий вследствие пространственно-неоднородного возмущения модуля намагниченности и его последующей релаксации.

3. Обнаружено субнаносекундное перемагничивание в пленке В₂О₃ содержащего феррита-граната при одновременном действии нагревания с помощью короткого оптического импульса и внешнего постоянного магнитного поля, направленного перпендикулярно намагниченности. Переключение достигается благодаря нелинейной прецессии намагниченности, причиной которой является локальное изменение магнитной анизотропии. Величина плоскостного магнитного поля и энергия возбуждающего импульса регулируют размер и структуру перемагниченной области. Обнаруженный механизм теплового переключения намагниченности, причиной которого является различие температурных зависимостей намагниченности и анизотропии, может быть распространён на широкий класс магнитных материалов с аналогичными свойствами. Это открывает новые возможности для их использования в перспективных технологиях магнитной записи, включая НАМР и МАМР.

4. Экспериментальное исследование с использованием комплексной методики (двуократная фотография + метод накачки-зондирования) выявило устойчивое снижение скорости доменной границы (до 50 % от начального значения) при определенных величинах энергии оптического возбуждения и скорости ДГ. Характерно, что данный эффект торможения проявляется стабильно при различных параметрах эксперимента и не зависит от состояния поляризации импульса накачки. Экспериментально исключено влияние локального нагрева, который увеличивает подвижность ДГ, и локального перемагничивания. Для интерпретации результатов предложена модель, связывающая наблюдаемое торможение с модификацией внутренней структуры ДГ под действием оптического возбуждения.

5. Применение метода двукратной высокоскоростной фотографии для исследования динамики ДГ в ферромагнетике GdFeCo при комнатной температуре позволило установить, что скорость ДГ сначала линейно зависит от приложенного поля, а затем достигает насыщения на уровне 1,2 км/с. Это насыщение обусловлено стабилизирующим воздействием плоскостной компоненты магнитного поля на структуру ДГ, что препятствует формированию магнитных вихрей.

6. Динамика ДГ в ферромагнетике GdFeCo при комнатной температуре остается неизменной даже под действием мощных оптических импульсов, достаточных для перемагничивания материала. Наблюдаемый эффект объясняется компенсацией двух конкурирующих процессов: термического ускорения границы и её торможения вследствие генерации вихревых магнитных структур в области оптического возбуждения.

7. Исследование динамики ДГ в ортоферрите иттрия позволило установить механизм образования пар антиферромагнитных вихрей при локальном торможении доменных границ, которые движутся со сверхзвуковой скоростью (12 км/с). Положение вихря на ДГ идентифицируется по уединенной волне, амплитуда которой характеризует величину топологического заряда

вихря. Установлено, что: (1) после возникновения вихря его продольная скорость снижается при любом изменении скорости ДГ; (2) полная скорость вихря возрастает при увеличении скорости движения ДГ и достигает предельного значения 20 км/с; (3) вихри с меньшим топологическим зарядом достигают максимальной скорости при меньших скоростях ДГ (четырехкратное увеличение заряда приводит к двукратному снижению подвижности).

8. В ортоферрите иттрия зарегистрировано явление «отражения» уединенной волны, сопровождающей антиферромагнитный вихрь, от участка ДГ, движущегося со звуковой скоростью. Уединенная волна движется вдоль части доменной границы, скорость которой превышает скорость звука. Наблюдаемое явление «отражения» экспериментально подтверждает, что существование антиферромагнитных вихрей внутри доменной границы ортоферрита иттрия возможно, только если скорость движения границы превышает скорость звука. Значение критической скорости, ограничивающей область существования вихрей, также было получено с помощью функций, аппроксимирующих экспериментальную зависимость полной скорости вихря от скорости доменной границы.

9. Экспериментальное исследование динамики ДГ в пленке феррита-граната было выполнено с пространственным разрешением 6 нм и временным разрешением 100 фс. Таких параметров удалось достичь благодаря объединению магнитооптической дифракции и метода накачки-зондирования. Было показано, что, если динамика ДГ возбуждается фемтосекундным лазерным импульсом ближнего инфракрасного диапазона, то на полученные результаты может влиять изменение оптического поглощения и магнитооптической константы Верде, вызванное импульсом накачки.

10. Поскольку при исследовании динамики ДГ начальное положение границы стабилизируется с помощью градиентного магнитного поля, результаты, полученные при рассмотрении дифракции на щели, могут быть использованы для изучения динамики единственной доменной границы с высоким пространственным разрешением, что позволит получать информацию не только о динамике самой ДГ, но и об изменении ее структуры. Было показано, что при дифракции света на «серой» щели наиболее информативными являются нулевой максимум и первый минимум. Для однозначной интерпретации полученных результатов коэффициенты пропускания в центре и на краях «серой» щели должны отличаться не менее чем в 1,4 раза.

Список публикаций по теме диссертации

Статьи в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК и приравненных к ним:

- A1 **Шапаева Т.Б.** Исследование динамики доменных границ в прозрачных ферромагнетиках методом высокоскоростной фотографии // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. – 2024. – Т. 79(6), № 2460506. – С. 1 – 25.
- A2 Chetkin M.V., Kurbatova Yu.N., **Shapaeva Т.Б.**, Boschegovsky O.A. Quasirelativistic, gyroscopic dynamics of antiferromagnetic vortices on quasirelativistic domain wall of an yttrium orthoferrite // Physics Letters A. – 2005. – V. 337. – P. 235 – 240. DOI: 10.1016/j.physleta.2004.11.064.
- A3 Chetkin M.V., Kurbatova Yu.N., **Shapaeva Т.Б.** Gyroscopic Dynamics of Antiferromagnetic Vortices in the Orthoferrite Domain Wall // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2009. – V. 321, № 7. – P. 800 – 802. DOI: 10.1016/j.jmmm.2008.11.074.
- A4 Prabhakara K.H., **Shapaeva Т.Б.**, Davydova M.D., Zvezdin K.A., Zvezdin A.K., Davies C.S., Kirilyuk A., Rasing Th., Kimel A.V. Controlling magnetic domain wall velocity by femtosecond laser pulses // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2021. – V. 33. – P. 075802. DOI: 10.1088/1361-648X/abc941.
- A5 Dolgikh A., **Shapaeva Т.Б.**, Yamada K.T., Logunov M.V., Rasing T.H., Kimel A.V. Magneto-optical diffraction of visible light as a probe of nanoscale displacement of domain walls at femtosecond timescales // Review of Scientific Instruments. – 2023. – V. 94. – P.103001. DOI: 10.1063/5.0152670.
- A6 **Шапаева Т.Б.**, Юмагузин А.Р., Курбатова Ю.Н., Вахитов Р.М. Влияние параметров управляющего импульса магнитного поля на динамику доменной границы // Физика металлов и металловедение. – 2022. – Т. 123, № 3. – С. 284 – 290. DOI: 10.31857/S0015323022030111.
Shapaeva Т.Б., Yumaguzin A. R., Kurbatova Yu. N., Vakhitov R. M. Influence of the Parameters of a Control Magnetic Field Pulse on Domain Wall Dynamics // Physics of Metals and Metallography. – 2022. – V. 123. – P. 261 – 267. DOI: 10.1134/S0031918X22030115
- A7 **Шапаева Т.Б.**, Муртазин Р.Р., Екомасов Е.Г. Динамика доменной границы под действием импульсного и градиентного магнитных полей в редкоземельных ортоферритах // Известия РАН. Серия физическая. – 2014. – Т. 78, № 2. – С. 155 – 158. DOI: 10.7868/s0367676514020264.
Shapaeva Т.Б., Murtazin R.R., Ekomasov E.G. Dynamics of domain walls under the action of pulse and gradient magnetic fields in rare earth orthoferrites // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2014. – V. 78, № 2. – P. 88 – 91.
- A8 Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., **Шапаева Т.Б.** Исследование высокоскоростной динамики доменных границ в пленках ферритов-гранатов в больших плоскостных магнитных полях // Известия РАН. Серия физическая. – 2010. – Т. 74, № 10. – С. 1480 – 1482.

- Chetkin M. V., Kurbatova Yu. N., **Shapaeva T. B.** Study of the fast dynamics of domain walls in ferrite-garnet films in the presence of large in-plane fields // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2010. – V. 74. – P. 1420 – 1422. DOI: 10.3103/S106287381010028X
- A9 Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., **Шапаева Т.Б.** Динамика доменных границ в пленках ферритов-гранатов в больших плоскостных магнитных полях // Физика твердого тела. – 2010. – Т. 52, вып. 9. – С. 1795 – 1797.
- Chetkin, M.V., Kurbatova, Y.N., **Shapaeva, T.B.** Domain-wall dynamics in ferrite garnet films in strong in-plane magnetic fields. // Physics of the Solid State. – 2010. – V. 52, № 9. – P. 1925 – 1928. DOI: 10.1134/S1063783410090234
- A10 Chetkin M.V., Kurbatova Yu.N., **Shapaeva T.B.** High speed dynamics of the domain wall in garnet films in the large in-plane magnetic fields // Functional Materials. – 2010. – V. 17, № 2. – P. 205 – 208.
- A11 Вахитов Р.М., **Шапаева Т.Б.**, Солонецкий Р.В., Юмагузин А.Р. Структура магнитных образований на дефектах пленок ферритов-гранатов // Доклады Российской академии наук. Физика. – 2016. – Т. 470, № 6. – С. 674 – 676.
- Vakhitov R. M., **Shapaeva T. B.**, Solonetski R. V., Yumaguzin A. R. Structure of magnetic formations on the defects of ferrite-garnet films // Doklady Physical Chemistry. – 2016. – V. 470. – P. 165 – 167. DOI: 10.1134/S0012501616100080
- A12 Вахитов Р.М., **Шапаева Т.Б.**, Солонецкий Р.В., Юмагузин А.Р. Особенности структуры микромагнитных образований на дефектах пленок ферритов-гранатов // Физика металлов и металловедение. – 2017. – Т. 118, № 6. – С. 571 – 575.
- Vakhitov R.M., **Shapaeva T.B.**, Solonetskiy R.V., Yumaguzin A. R. Structure of micromagnetic formations arising on defects in garnet-ferrite films // Phys. Metals Metallogr. – 2017. – V. 118. – P. 541 – 545. DOI: 10.1134/S0031918X17040111
- A13 **Шапаева Т.Б.**, Курбатова Ю.Н. Подвижность доменной границы феррита-граната в присутствии плоскостного магнитного поля // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2021. – № 8. – С. 17 – 23.
- Shapaeva T.B.**, Kurbatova Yu.N. Mobility of the Ferrite–Garnet Domain Wall under an In-Plane Magnetic Field // Bull. Lebedev Phys. Inst. – 2021. – V. 48. – P. 236–240. DOI: 10.3103/S1068335621080042
- A14 Davies C.S., Prabhakara K.H., Davydova M.D., Zvezdin K.A., **Shapaeva T.B.**, Wang S., Zvezdin A.K., Kirilyuk A., Rasing Th., Kimel A.V. Anomalously Damped Heat-Assisted Route for Precessional Magnetization Reversal in an Iron Garnet // Physical Review Letters. – 2019. – V. 122. – P. 027202. DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.027202.
- A15 Прабхакара К.Х., **Шапаева Т.Б.**, Давыдова М.Д., Звездин К.А., Звездин А.К., Девис К., Кирилюк А.И., Райзинг Т., Кимель А.В. Торможение доменной границы в пленке феррита-граната с помощью фемтосекундных

лазерных импульсов // Вестник МГУ. – 2021. – Т. 76, № 6. – С. 33 – 40. DOI: 10.3103/S0027134921060084.

Prabhakara K.H., **Shapaeva T.B.**, Davydova M.D., Zvezdin K.A., Zvezdin A.K., Davies C.S., Kirilyuk A., Rasing Th., Kimel A.V. Domain Wall Deceleration in a Ferrite–Garnet Film by Femtosecond Laser Pulses // Moscow Univ. Phys. – 2021. – V. 76. – P. 447 – 454. DOI: 10.3103/S0027134921060084

- A16 Prabhakara K.H., **Шапаева Т.Б.**, Юрлов В.В., Звездин К.А., Звездин А.К., Davies C.S., Tsukamoto A., Кирилюк А.И., Rasing Th., Кимель А.В. Исследование динамики доменной границы в GdFeCo методом двукратной высокоскоростной фотографии // Физика твердого тела. – 2023. – Т. 65, № 2. – С. 248 – 254. DOI: 10.21883/ПСС.2023.02.55407.506.
- Prabhakara K.H., **Shapaeva T.B.**, Yurlov V.V., Zvezdin K.A., Zvezdin A.K., Davies C.S., Tsukamoto A., Kirilyuk A.I., Rasing Th., Kimel A.V. Study of domain wall dynamics in GdFeCo using double high-speed photography // Physics of the Solid State. – 2023. – V. 65, №. 2. – P. 240 – 245. DOI: 10.21883/PSS.2023.02.55407.506
- A17 Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., Шапаева Т.Б., Борщеговский О.А. Генерация и гироскопическая квазирелятивистская динамика антиферромагнитных вихрей в доменных границах ортоферрита иттрия // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2006. – Т. 130, № 1(7). – С. 181 – 188.
- Chetkin M.V., Kurbatova Yu. N., Shapaeva T.B., Borshchegovskii O.A. Generation and gyroscopic quasi-relativistic dynamics of antiferromagnetic vortices in domain walls of yttrium orthoferrite // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 2006. – V. 103. – P. 159 – 164. DOI: 10.1134/S106377610607017X
- A18 Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., **Шапаева Т.Б.**, Борщеговский О.А. Гироскопическая квазирелятивистская динамика антиферромагнитного вихря на доменной границе ортоферрита иттрия // Письма в ЖЭТФ. – 2004. – Т. 79, № 9. – С. 527 – 530.
- Chetkin M.V., Kurbatova Y.N., **Shapaeva T.B.**, Borshchegovskii O.A. Gyroscopic quasi-relativistic dynamics of antiferromagnetic vortex in domain boundary of yttrium orthoferrite. // Jett. Lett. – 2004. – V. 79. – P. 420 – 422. DOI: 10.1134/1.1776235
- A19 Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., **Шапаева Т.Б.**, Борщеговский О.А. Динамика антиферромагнитных вихрей в доменных границах ортоферрита иттрия // Известия РАН. Серия Физическая. – 2007. – Т. 71, № 11. – С. 1535 – 1538.
- Chetkin M.V., Kurbatova Y.N., **Shapaeva T.B.**, Borshchegovskii O.A. Gyroscopic Dynamics of antiferromagnetic vortices in yttrium orthoferrite domain walls // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. – 2007. – V. 71. – P. 1491 – 1493. DOI: 10.3103/S1062873807110019
- A20 Chetkin M.V., Kurbatova Yu.N., **Shapaeva T.B.** Dynamics of antiferromagnetic vortices in the domain wall of a canted antiferromagnet –

- yttrium orthoferrite // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2003. – V. 258-259. – P. 15 – 18. DOI: 10.1016/S0304-8853(02)00991-5.
- A21 Chetkin M.V., Kurbatova Yu.N., **Shapaeva T.B.** Solitary deflection waves on the supersonic domain wall of yttrium orthoferrite // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2012. – V. 324. – P. 3576 – 3578. DOI: 10.1016/j.jmmm.2012.02.094.
- A22 Chetkin M.V., Kurbatova Yu.N., **Shapaeva T.B.** Peculiarities of solitary deflection waves dynamics on the domain walls of yttrium orthoferrite // Solid State Phenomena. – 2015. – V. 233 – 234. – P. 435 – 438. DOI: 10.4028/www.scientific.net/SSP.233-234.435.
- A23 Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., **Шапаева Т.Б.**, Борщеговский О.А. Отражение антиферромагнитных вихрей на сверхзвуковой доменной границе в ортоферрите иттрия // Письма в ЖЭТФ. – 2007. – Т. 85, № 4. – С. 232 – 235.
- Chetkin M.V., Kurbatova Y.N., **Shapaeva T.B.**, Borshchegovskii O.A. Reflection of antiferromagnetic vortices on a supersonic domain wall in yttrium orthoferrite // JETP Lett. – 2007. – V. 85. – P. 194 – 196. DOI: 10.1134/S0021364007040029
- A24 **Shapaeva T.B.**, Khudaigulova E.F. “Gray” slit diffraction and the possibility of its use to improve the spatial resolution of magneto-optics // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2023. – V. 587. – P. 171369. DOI: 10.1016/j.jmmm.2023.171369.
- A25 **Шапаева Т.Б.**, Худайгулова Э.Ф. Аппроксимация экспериментальных данных по динамике антиферромагнитных вихрей в доменной границе ортоферрита иттрия // Ученые записки физического факультета Московского университета. – 2022. – № 6. – С. 2260501 (1-8).
- A26 Chetvertuhin A.V., Sharipova M.I., Zhdanov A.G., **Shapaeva T.B.**, Dolgova T.V., Fedyanin A.A. Femtosecond time-resolved Faraday rotation in thin magnetic films and magnetophotonic crystals // Journal of Applied Physics. – 2012. – V. 111. – P. 07A944. DOI:10.1063/1.3679452.
- A27 Voronov A.A., Ignatyeva D.O., Zvezdin A.K., **Shapaeva T.B.**, Belotelov V.I. Optical Excitation and Probing of Antiferromagnetic Modes with Nonuniform-in-depth Distribution in Birefringent Antiferromagnetic Crystals // Physical Review Applied. – 2021. – V. 16. – P. L051001. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.16.L051001.

Список цитируемой литературы

- 1 <https://www.networkworld.com/article/3325397/idc-expect-175-zettabytes-of-data-worldwide-by-2025.html> (актуально на 26.11.2025)
- 2 Vedmedenko E.Y., Kawakami R.K. et.al. The 2020 magnetism roadmap // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2020. – V 53. – P. 453001. DOI: 10.1088/1361-6463/ab9d98
- 3 Kumar D., Jin T., Al Risi S., Sbiaa R. et al. Domain Wall Motion Control for Racetrack Memory Applications // IEEE Transactions on Magnetics. – 2019. – V. 55, № 3. – P. 1–8. DOI:10.1109/TMAG.2018.2876622

- 4 Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Четкин М.В. Динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках // УФН. – 1985. – Т. 146, № 3. – С. 417 – 458. DOI: 10.3367/UFNr.0146.198507b.0417
- 5 Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order // Reviews of Modern Physics. – 2010. – V. 82, № 9. – P. 2731 – 2784. DOI: 10.1103/RevModPhys.82.2731
- 6 Kimel A., Zvezdin A. et.al. The 2022 magneto-optics roadmap // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2022. – V. 55. – P. 463003. DOI: 10.1088/1361-6463/ac8da0
- 7 Lalieu M.L.M., Lavrijsen R., Koopmans B. Integrating all-optical switching with spintronics // Nature Communications. – 2019. – V. 10, № 1. – P. 110. DOI: 10.1038/s41467-018-08062-4.
- 8 Quessab Y., Medapalli R. et al. Helicity-dependent all-optical domain wall motion in ferromagnetic thin films // Physical Review B. – 2018. – V. 97, № 5. – P. 054419. DOI: 10.1103/PhysRevB.97.054419
- 9 Gerasimov M.V., Logunov M.V. et al. Time evolution of domain-wall motion induced by nanosecond laser pulses // Physical Review B. – 2016. – V. 94. – P. 014434. DOI: 10.1103/PhysRevB.94.014434
- 10 Герасимов М.В., Ильин С.В. и др. Магнитооптическая установка для исследования временной эволюции нанометровых смещений доменных границ при импульсном намагничивании // Приборы и техника эксперимента. – 2017. – № 5. С. 106 – 111.
- 11 Bar'jakhtar V.G., Chetkin M.V., Ivanov B.A., Gadetskiy S.N. Dynamics of Topological Magnetic Solitons. – Berlin: Springer tracts in modern physics, 1994. – V. 129.
- 12 Prabhakara K.H. Ultrafast magnetism of non-collinear spins in ferrimagnets: PhD thesis. – The Netherlands, Nijmegen, 2020. – 152 p.
- 13 Вахитов Р.М., Ряхова О.Г. Особенности нелинейной динамики кубических ферромагнетиков в области магнитоупругого резонанса // ЖТФ. – 2005. – Т. 75, № 8. – С. 59 – 62.
- 14 Волков В.В., Боков В.А. Динамика доменной стенки в ферромагнетиках // ФТТ. – 2008. – Т. 50. – С. 193 – 221.
- 15 Малоземов А., Слончевский Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. – Москва: Мир, 1982. – 382 с.
- 16 De Leeuw F.H., Van den Doel R., Robertson J.M. The dynamical behavior of magnetic domain walls and magnetic bubbles in single-, double-, and triple-layer garnet films // Journal of Applied Physics. – 1978. – V. 49. – P. 768 – 783. DOI: 10.1063/1.324656.
- 17 Shelukhin L.A., Pavlov V.V. et al. Ultrafast laser-induced changes of the magnetic anisotropy in a low-symmetry iron garnet film // Physical Review B. – 2018. – V. 97. – P. 14422. DOI: 10.1103/PhysRevB.97.014422
- 18 Inoue F., Itoh A., Kawanishi K. Thermomagnetic writing in magnetic garnet films // Japanese Journal of Applied Physics. – 1980. – V. 19. – P. 2105. DOI 10.1143/JJAP.19.2105.

- 19 Kim K.J., Kim S.K. et al. Fast domain wall motion in the vicinity of the angular momentum compensation temperature of ferrimagnets // *Nature Materials*. – 2017. – V. 16, № 12. – P. 1187 – 1192. DOI :10.1038/nmat4990
- 20 Zvezdin A.K., Gareeva Z.V., Zvezdin K.A. Anomalies in the dynamics of ferrimagnets near the angular momentum compensation point // *JMMM*. – 2020. – V. 509. – P. 166876. DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.166876.
- 21 Stanciu C. D., Hansteen F. et al. All-optical magnetic recording with circularly polarized light // *Physical Review Letters*. – 2007. – V. 99. – P. 047601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.047601
- 22 Xu Y., Hehn M., Zhao W., Lin X., et al. From single to multiple pulse all-optical switching in GdFeCo thin films // *Physical Review B*. – 2019. – V. 100. – P. 064424. DOI: 10.1103/PhysRevB.100.064424
- 23 Hopkins P.E., Ding M., Poon J. Contributions of electron and phonon transport to the thermal conductivity of GdFeCo and TbFeCo amorphous rare-earth transition-metal alloys // *Journal of Applied Physics*. – 2012. – V. 111. – P. 103533. DOI: 10.1063/1.4722231.
- 24 Hansen P., Clausenl C. et al. Magnetic and magneto-optical properties of rare-earth transition-metal alloys containing Gd, Tb, Fe, Co // *Journal of Applied Physics*. – 1989. – V. 66. – P. 756 – 767. DOI: 10.1063/1.343551.
- 25 Екомасов Е.Г., Шабалин М.А. Динамика неелевской доменной границы с «тонкой» структурой в редкоземельных ортоферритах // *ФТТ*. – 2001. – Т. 43, №7. – С. 1211 – 1213.
- 26 Зvezdin A.K., Зvezdin K.A. Сила Магнуса и динамика магнитных вихрей в слабых ферромагнетиках // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2010. – № 8. – С. 22 – 32.
- 27 Зvezdin A.K., Зvezdin K.A. Стационарное движение магнитного вихря под действием силы Магнуса в слабых ферромагнетиках // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2010. № 8. – С. 33 – 39.
- 28 Chetkin M.V., Kurbatova Yu.N., Akhutkina A.I. Resonant near-sound reorientation of the domain wall of yttrium orthoferrite // *Journal of Applied Physics*. – 1996. – V. 79, № 8. – P. 6132 – 6133. DOI: 10.1063/1.362109
- 29 Андреев А.Ф., Марченко В.И. Симметрия и макроскопическая динамика магнетиков // *УФН*. – 1980. – Т. 130, №1. – С. 39 – 64.
- 30 Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.А. Сверхвысокие скорости волны опрокидывания магнитного момента в пленках ферритов-гранатов // Письма в ЖЭТФ. – 1982. – Т. 35, № 1. – С. 22 – 25.
- 31 Hansteen F., Kimel A., Kirilyuk A., Rasing T. Nonthermal ultrafast optical control of the magnetization in garnet films // *Physical Review B*. – 2006. – V. 73. – P. 014421. DOI: 10.1103/PhysRevB.73.014421
- 32 Carva K., Battiato M., Oppeneer P.M. Is the controversy over femtosecond magneto-optics really solved? // *Nature Physics*. – 2011. – V. 7, № 9. – P. 665. DOI: 10.1038/nphys2067.

Подписано в печать 26.12.2025. Формат 60 × 84 ^{1/16}.

Усл. печ. л. 2,79. Тираж 100 экз. Заказ № 243.

Издательство Тверского государственного университета.

Адрес: 170100, г. Тверь, Студенческий пер. 12, корпус Б.

Тел.: (4822) 35-60-63.