

## Исследование динамики доменных границ в прозрачных ферромагнетиках методом высокоскоростной фотографии

Т. Б. Шапаева<sup>1, \*</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра магнетизма

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 27.08.2024; после доработки 18.10.2024; подписана в печать 25.10.2024)

Работа посвящена исследованиям динамики доменных границ и магнитных вихрей, возникающих в доменных границах прозрачных ферромагнетиков. В начале дан обзор методов исследования динамики перемагничивания. Из всего многообразия этих методов для более подробного рассмотрения был выбран метод высокоскоростной фотографии на основе эффекта Фарадея, поскольку он позволяет наблюдать динамическую доменную структуру и определять скорость движения доменных границ с высокой точностью. Для оптимального использования выбранного метода в работе описаны экспериментальные исследования динамики перемагничивания в материалах с высокой магнитооптической добротностью: пленки Vi-содержащего феррита-граната, GdFeCo и ортоферрит иттрия. Выбор указанных материалов обусловлен тем, что в них наблюдаются высокие скорости движения доменных границ и магнитных вихрей, величина которых может достигать 1.2 км/с в GdFeCo, порядка 10 км/с в ферритах гранатах и до 20 км/с в ортоферрите иттрия. Кроме того, в ферритах-гранатах наблюдается периодическая лабиринтная доменная структура, позволяющая использовать магнитооптическую дифракцию для изучения динамики доменных границ с высоким пространственным разрешением.

PACS: 75.40.Gb, 75.50.Bb, 75.78.-n, 78.20.Ls, 75.60.Ch. УДК: 537.622

Ключевые слова: прозрачные ферромагнетики, динамика доменных границ, высокоскоростная фотография, метод накачка-зондирование, эффект Фарадея, магнитооптическая дифракция.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.79.2460506](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.79.2460506)

### ВВЕДЕНИЕ

Стремительный рост объема данных, создаваемых человечеством, предъявляет новые требования к системам хранения и обработки информации. В настоящее время одной из перспективных технологий обработки данных является магнитная запись с тепловой поддержкой (Heat Assisted Magnetic Recording — HAMR) [1]. Технология HAMR основана на уменьшении коэрцитивной силы материала путем нагрева до температуры, близкой к температуре Кюри, и последующего переключения намагниченности с помощью внешнего магнитного поля, которое ориентировано противоположно первоначальному направлению намагниченности [1]. Еще один вид магнитной записи — магнитная запись с использованием микроволнового излучения (Microwave-Assisted Magnetic Recording — MAMR) [2]. В этой технологии намагниченность переключается посредством возбуждения ее прецессионного движения. Для успешного перемагничивания возбуждаемая прецессия должна быть нелинейной и сопровождаться большим углом отклонения намагниченности от положения равновесия. В последние годы одним из перспективных направлений

магнитной записи информации стала так называемая трековая память (race-track memory) [3]. При реализации этого метода записи быстродействие устройства непосредственно определяется скоростью движения доменной границы (ДГ) [3]. Именно поэтому исследование динамики ДГ, а также тонкой структуры ДГ является актуальным.

Физически запись единицы информации — это локальное перемагничивание материала. В настоящее время известно, что перемагничивание можно реализовать разными методами, например использовать импульс магнитного поля или света [4, 5]. Как уже было отмечено, в основе механизма перемагничивания может лежать возбуждение прецессии намагниченности [6, 7]. На сегодняшний день этот механизм является самым быстрым [7] и наиболее эффективным [8]. Процесс перемагничивания чувствителен к амплитуде импульса магнитного поля [9] и величине параметра затухания материала [10]. Именно эти характеристики устанавливают максимальное значение времени перемагничивания.

Развитие экспериментальной магнитооптики (МО) в XX веке было неразрывно связано с созданием новых источников света. Синхронизация работы импульсного лазера и генератора импульсов напряжения позволили получить фотографии доменной структуры при перемагничивании материала с субнаносекундным [4] и субпикосекундным

\* E-mail: [shapaeva@mail.ru](mailto:shapaeva@mail.ru)

разрешением [11]. Модернизация метода однократной фотографии привела к созданию двух и трехкратной фотографии [12, 13]. В этом случае для определения скорости движения ДГ достаточно всего одной фотографии динамической ДГ. 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 накачка–зондирование открыло область сверхбыстрого магнетизма с субпикосекундным разрешением [14].

Разработка новых устройств спинтроники и модернизация их функциональных возможностей привела к интенсивному поиску новых механизмов управления динамикой ДГ помимо магнитных полей. В настоящее время известно, что управлять движением ДГ, помимо магнитного поля, можно с помощью электрического поля [15] и спин-поляризованного тока [16]. Движение ДГ, запускаемое ультракороткими лазерными импульсами, также рассматривается в качестве одного из перспективных направлений сверхбыстрой и высокоэффективной передачи данных [14, 17]. Таким образом, понимание физики движения самой ДГ и ее тонкой структуры может быть ключом к созданию новых технологий для записи и обработки информации.

Несмотря на интенсивные исследования механизмов, позволяющих перемещать ДГ с помощью оптических импульсов [18], эксперименты по динамике ДГ, индуцированной светом, весьма немногочисленны и оставляют много открытых вопросов [19]. Например, может ли оптическое возбуждение не только вызывать движение покоящейся ДГ, но и влиять на скорость движущейся границы. Использование метода, объединяющего двукратную фотографию и метод накачка–зондирование, позволяет по одной фотографии сравнить скорость движения ДГ внутри возбужденной области и вне ее.

Одним из уникальных свойств лазеров является когерентное излучение. Используя дифракцию света на периодической доменной структуре, можно зафиксировать смещения ДГ на расстояниях, много меньших длины световой волны [20], что значительно улучшает пространственное разрешение МО.

В настоящей работе приведен краткий обзор методов исследования динамики перемагничивания. Из множества существующих методов для детального рассмотрения был выбран метод высокоскоростной фотографии на основе эффекта Фарадея, поскольку он позволяет наблюдать динамическую доменную структуру и определять скорость движения ДГ с высокой точностью. Для экспериментального исследования динамики ДГ и магнитных вихрей были использованы материалы с высокой МО добротностью: пленки Вi-содержащего феррита–граната, GdFeCo и ортоферрит иттрия. Помимо высокой МО добротности, эти материалы демонстрируют достаточно высокие скорости движения ДГ, величина которых может достигать

1.2 км/с в GdFeCo, порядка 10 км/с в ферритах гранатах и до 20 км/с в ортоферрите иттрия. Поскольку ферриты–гранаты обладают лабиринтной доменной структурой, для улучшения пространственного разрешения в этих материалах может быть использована МО дифракция.

## 1. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ

Экспериментальные исследования магнитных свойств любого материала можно разделить на две категории:

1. исследование статических свойств материала (намагниченность насыщения, коэрцитивная сила, магнитная анизотропия, температура Кюри и т. д.);
2. исследование динамики намагниченности после возбуждения (скорость движения ДГ, подвижность ДГ и т. д.).

Очевидно, что выбор метода исследования зависит от задач, которые стоят в эксперименте. Для визуализации доменной структуры материала в настоящее время используют разные методы, среди них можно выделить спин-поляризованную сканирующую туннельную микроскопию [21], магнитную силовую микроскопию [22], а также просвечивающую электронную микроскопию [23]. Пространственное разрешение этих методов достаточно высоко и составляет несколько десятков нанометров [24]. Согласно литературным данным, спин-поляризованная сканирующая туннельная микроскопия имеет нижний предел разрешения порядка 0.1 нм [24]. Обработка информации, полученной с помощью приведенных методов, требует времени, что, безусловно, ограничивает их разрешение по времени, которое составляет порядка секунды [25]. Таким образом, высокое пространственное разрешение, ограничивающее временное разрешение, не позволяет использовать указанные методы для исследования динамики перемагничивания.

Методы исследования магнитных свойств материалов, основанные на МО эффектах Фарадея, Керра [25] и Коттона–Муттона [26], также позволяют определять статические магнитные свойства материалов, такие, как, например, температура Кюри и коэрцитивная сила. Пространственное разрешение МО методов ограничено длиной световой волны, однако временное разрешение, которое определяется характеристиками источника света, может быть субпикосекундным [11]. Эта характеристика делает МО методы важным инструментом для изучения динамики перемагничивания. МО спектроскопия с временным разрешением [27] позволяет возбуждать [28] и контролировать [14, 18] динамику перемагничивания, используя разные длины

волн. Таким образом, благодаря уникальному временному разрешению и использованию мощных лазеров с длительностью импульса несколько десятков фемтосекунд [29] методы исследования, использующие МО эффекты, позволяют изучать сверхбыстрые процессы магнитной динамики.

Первым методом исследования динамики перемагничивания (1931 г.) был метод Сикстуса–Тонкса [30]. Основная идея этого метода состоит в измерении времени пробега ДГ заданного расстояния. В работе [30] была измерена скорость движения доменной границы в Fe–Ni проволоке под действием внешнего магнитного поля при комнатной температуре и различных механических напряжениях. Полученная зависимость скорости движения ДГ от величины внешнего магнитного поля была линейна для всех напряжений, максимальное значение скорости движения границы не превышало 20 м/с. Авторы работы [31] с помощью этого метода впервые зафиксировали сверхзвуковую скорость движения ДГ (12 км/с) в ортоферрите иттрия. В настоящее время метод Сикстуса–Тонкса используется для исследования динамики ДГ в микропроводах [32]. Этот метод обычно применяют для исследования динамики ДГ в протяженных непрозрачных образцах (стержни, ленты, провода и т.д.), изменяя температуру и механическое напряжение. Основным недостатком метода Сикстуса–Тонкса является невозможность контроля формирования дополнительных доменов, которые могут возникать на пути следования ДГ.

В 1958 г. для исследования динамики ДГ в пленке Fe–Ni E.W. Lee и D.R. Callaby использовали МО аналог метода Сикстуса–Тонкса на основе эффекта Керра [33]. В 1977 г. в работе [34] для исследования динамики ДГ в ортоферрите иттрия был использован МО аналог метода Сикстуса–Тонкса на основе эффекта Фарадея. С помощью этого метода было получено насыщение скорости движения ДГ в ортоферрите иттрия на уровне 20 км/с [35]. В настоящее время это максимальная скорость движения ДГ.

Наряду с этими методами, для исследования динамики ДГ может быть использован метод коллапса ЦМД (цилиндрических магнитных доменов) [36, 37]. Суть метода состоит в изменении длительности импульса магнитного поля, в течение которого радиус ЦМД уменьшается до критического размера (радиус коллапса) и ЦМД исчезает. Несмотря на относительную простоту, этот метод имеет некоторые трудности в интерпретации результатов, одна из них состоит в том, что радиус коллапса ЦМД в статическом режиме меньше аналогичной величины в динамике, что приводит к получению завышенной скорости движения ДГ [38]. Этот факт был установлен с помощью метода высокоскоростной фотографии.

В работах [39, 40] для исследования динамики ДГ в нанопроволоках под действием импульсов тока был использован метод, основанный на эффекте Холла. Этот метод удобно использовать, если ди-

намика ДГ вызвана не внешним магнитным полем, а импульсами тока в самой нанопроволоке. Проход ДГ определенного расстояния определяли по возникновению разности потенциалов на холловских контактах. Максимальную скорость движения ДГ 600 м/с наблюдали при токе  $2 \times 10^8$  А/м<sup>2</sup> в структуре TaN/Pt/Co/Ni/Co/Ru/Co/Ni/Co/TaN [40].

Ранее уже было отмечено, что пространственное разрешение МО ограничено длиной световой волны. Использование рентгеновского излучения вместо видимого света позволяет улучшить этот параметр [14]. Если материал обладает регулярной доменной структурой, то для увеличения пространственного разрешения может быть использована дифракция света. Для возникновения устойчивой дифракционной картины размер доменов должен превышать длину световой волны. Для исследования динамики ДГ в пленке феррита–граната авторы работ [19, 20] использовали дифракцию видимого света на лабиринтной доменной структуре. Пространственное разрешение в эксперименте составило 5 нм, а временное достигло 1 нс, при этом максимальная скорость движения ДГ была порядка 30 м/с. МО дифракция относительно недавно была реализована с помощью фемтосекундных импульсов рентгеновского излучения [4, 41, 42]. В работе [41] при временном разрешении 1 пс пространственное разрешение составило 0.7 нм.

К сожалению, с помощью всех методов, приведенных выше, невозможно визуализировать динамическую ДГ, что может привести к ошибкам в определении скорости ее движения. Первое изображение динамической доменной структуры в пленке Fe–Ni наблюдали в работе [43] с помощью эффекта Керра. Солнечный свет попадал на зеркало в форме многогранной призмы, которая вращалась с частотой  $10^6$  об/мин, что позволяло получать световые импульсы длительностью 100 нс. К сожалению, из-за низкой интенсивности света нельзя было получать однократные снимки. Между началом импульса поля и вспышкой света устанавливали определенную задержку, в результате получали снимок с экспозицией, соответствующей наложению нескольких тысяч изображений. Основная сложность, возникающая в этом эксперименте, была в нестабильности задержки между импульсом света и импульсом магнитного поля, что ухудшало качество изображений. Использование импульсного лазера позволило решить эту проблему [44, 45]. Фотографии доменной структуры при перемагничивании были получены с использованием эффекта Керра авторами работы [46]. Квазистатическое изменение доменной структуры при перемагничивании в пленке Fe–Ni наблюдали с микросекундным разрешением благодаря использованию рубинового лазера с длительностью импульса 10 нс.

Для исследования динамики перемагничивания в пленках феррита–граната высокоскоростная фотография на основе эффекта Фарадея была использована авторами работ [45, 47]. Этот же метод был

использован в работе [48] для изучения динамики единственной доменной границы в ортоферрите иттрия. С помощью высокоскоростной фотографии в рентгеновском диапазоне была исследована динамика магнитных вихрей под действием переменного магнитного поля в малых частицах пермаллоя [49]. Изменяя задержку между управляющим импульсом магнитного поля и импульсом света, получали серию фотографий динамической ДГ, после обработки которой строили зависимость смещения ДГ из положения равновесия от времени, из нее можно было определить скорость движения ДГ в разные моменты времени.

Авторы работ [50–52] использовали метод двукратной высокоскоростной фотографии на основе эффекта Фарадея для исследования динамики ДГ в прозрачных ферромагнетиках. Два положения динамической ДГ фиксировали на одной фотографии с помощью лучей, задержанных друг относительно друга с помощью системы зеркал. Изображения динамической ДГ можно получать как в «контрасте доменов», так и в «контрасте доменных границ». В первом случае для получения двукратной фотографии изображения двухдоменной структуры, создаваемые первым и вторым лучами, должны иметь обратный контраст. По двукратной фотографии, сделанной в «контрасте доменов», наряду со скоростью движения ДГ, можно определить ее видимую ширину в процессе движения. Очевидно, что с помощью метода двукратной фотографии для определения скорости движения ДГ достаточно одного кадра, а не серии фотографий, как при использовании однократной фотографии. В эксперименте важно, чтобы работа фотокамеры и оптической системы была синхронизирована с работой генератора, создающего магнитное поле, которое управляет динамикой ДГ.

Метод трехкратной фотографии так же, как метод двукратной фотографии, используют для исследования динамики ДГ в прозрачных ферромагнетиках [53, 54]. В этом случае на одной фотографии с помощью лучей, задержанных друг относительно друга с помощью системы зеркал, фиксируют три положения динамической ДГ. Очевидно, что одна трехкратная фотография позволяет получить значительно больше информации, чем двукратная фотография.

Создание мощных коротко импульсных лазеров способствовало появлению еще одного метода исследования динамики перемещения — это метод накачка–зондирование [4]. Общая идея всех экспериментов, сделанных по этой методике, включает возбуждение магнитной системы материала мощным оптическим импульсом накачки (pump). Динамику намагниченности, вызванную этим импульсом, контролируют с помощью другого оптического импульса, задержанного по времени относительно возбуждающего импульса — это импульс зондирования (probe). Интенсивность зондирующего импульса примерно на порядок меньше импульса накачки [4, 55]. Изменяя оптическую задержку

между импульсами накачки и зондирования, можно фиксировать состояние системы в разные моменты времени после возбуждения. Для регулировки оптической задержки используют механическую систему, управляющую подвижными зеркалами. Изменение задержки между импульсами накачки и зондирования в экспериментах может составлять доли пикосекунды [11, 56]. Длины волн возбуждающего и зондирующего импульса могут отличаться [4, 14]. Для контроля намагниченности после возбуждения можно использовать различные МО эффекты [4, 14].

Объединение двукратной фотографии и метода накачка–зондирование позволяет оптически возбуждать динамическую ДГ и контролировать результат этого воздействия (рис. 1) [57, 58]. В геометрии «probe 1–pump–probe 2» положение динамической ДГ фиксируют с помощью первого зондирующего импульса (probe 1), через некоторое время после этого на ДГ действует возбуждающий импульс (pump), а еще через некоторое время положение ДГ фиксирует второй зондирующий импульс (probe 2). Поскольку размер возбуждаемой области значительно меньше той, которую освещают зондирующие импульсы, по одной двукратной фотографии можно определить скорость движения ДГ в возбужденной и в невозбужденной областях. Временная задержка probe 1 — pump составляет 1 нс, а probe 1 — probe 2 от 10 до 35 нс [57, 58]. Последняя характеристика зависит от скорости движения ДГ: чем больше эта скорость, тем меньше время задержки между двумя зондирующими импульсами. Таким образом, объединение двукратной фотографии и метода накачка–зондирование дает еще один, неиспользованный ранее способ управления локальным магнитным порядком.

Для исследований, которые будут описаны ниже, были выбраны прозрачные ферромагнетики: ферриты–гранаты, содержащие висмут, ортоферрит иттрия и соединение GdFeCo. Высокая МО добротность этих материалов позволяет использовать эффект Фарадея для визуализации доменной структуры [59, 60]. Ранее уже было отмечено, что ферриты–гранаты обладают лабиринтной доменной структурой, поэтому для улучшения пространственного разрешения в этих материалах может быть использована МО дифракция. Наряду с высокой МО добротностью, выбранные материалы обладают уникальными динамическими характеристиками: скорость движения ДГ в GdFeCo превышает 1 км/с, в ферритах–гранатах при определенных условиях может превосходить 10 км/с, а в ортоферрите иттрия, как было отмечено выше, достигает 20 км/с. Все эксперименты, описанные в этой работе, выполнены с помощью методов высокоскоростной фотографии, с помощью метода накачка–зондирование, с помощью метода, объединяющего двукратную фотографию и метод накачка–зондирование, а также с помощью метода, объединяющего МО дифракцию света и метод накачка–зондирование.



## 2. ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТА–ГРАНАТА В ПРИСУТСТВИИ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Метод двукратной фотографии использовали для исследования динамики ДГ в пленке феррита – граната (Bi: YIG), толщиной около 20 мкм, выращенной на подложке из гадолиний галлиевого граната с ориентацией (111), поле ани-

зотропии образца  $H_A = 6$  кЭ. Единственную ДГ в пленке создавали с помощью градиентного магнитного поля постоянных магнитов, величина которого составляла 6 кЭ/см (вставка к рис. 1). Намагниченность в соседних доменах  $M_z^{+(-)}$  направлена вдоль оси  $z$ ,  $H_y^{\parallel}$  – постоянное магнитное поле, создаваемое электромагнитом, оно ориентировано перпендикулярно плоскости ДГ. Соленоид на поверхности образца создает импульсное магнитное поле  $h_z^{\perp}$ , управляющее динамикой ДГ [61].

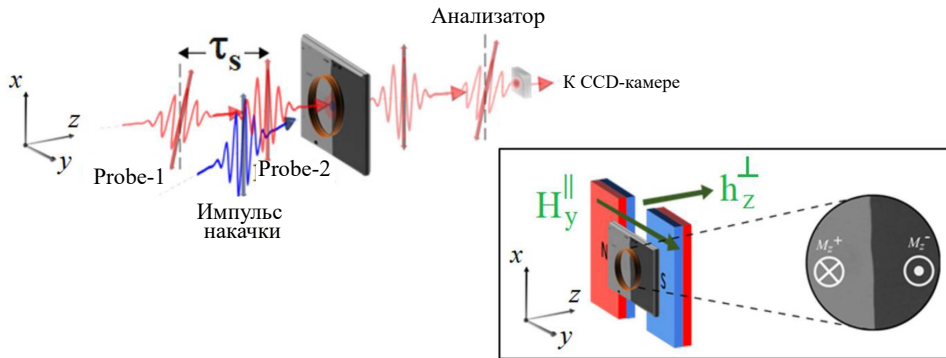


Рис. 1. Взаимное расположение образца и оптических импульсов накачки и зондирования. Под действием импульсного магнитного поля, создаваемого в круглой катушке на поверхности образца, ДГ начинает двигаться, ее первое положение фиксирует импульс Probe-1, через некоторое время после этого на динамическую ДГ действует импульс накачки, его влияние на скорость движения границы фиксирует второй зондирующий импульс Probe-2, который попадает на образец спустя время  $\tau_s$  после действия импульса Probe-1. На вставке показано использование постоянного 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. Соленоид на поверхности образца, создает импульсное магнитное поле  $h_z^{\perp}$ , запускающее движение ДГ [61]

На рис. 2 представлена зависимость скорости движения ДГ  $v$  от величины импульсного магнитного поля  $h_z^{\perp}$  в присутствии постоянного магнитного поля  $H_y^{\parallel}$ , ориентированного перпендикулярно плоскости ДГ. Зависимость  $h_z^{\perp}(v)$  получена по двукратным фотографиям, аналогичным представленной на вставке к рис. 2, здесь ДГ движется справа налево со скоростью 2.4 км/с. С ростом импульсного магнитного поля  $h_z^{\perp}$  скорость движения ДГ  $v$  сначала монотонно возрастает, достигает некоторой скорости  $v_{max}$ , которая остается неизменной в определенном интервале полей  $h_z^{\perp}$ , при этом видимая ширина ДГ составляет несколько микрон и не зависит от скорости ДГ, если она не превышает  $v_{max}$ , что обеспечивает высокую точность определения скорости движения ДГ (порядка 0.01 км/с). При последующем увеличении  $h_z^{\perp}$  скорость движения ДГ возрастает, достигая рекордных величин (свыше 10 км/с). ДГ при этом становится диффузной, ее видимая ширина возрастает с ростом скорости, что способствует уменьшению точности определения скорости движения ДГ (см. рис. 2) [52, 62].

Для описания динамики ДГ в пленках ферритов–гранатов, как правило, используют модель бло-

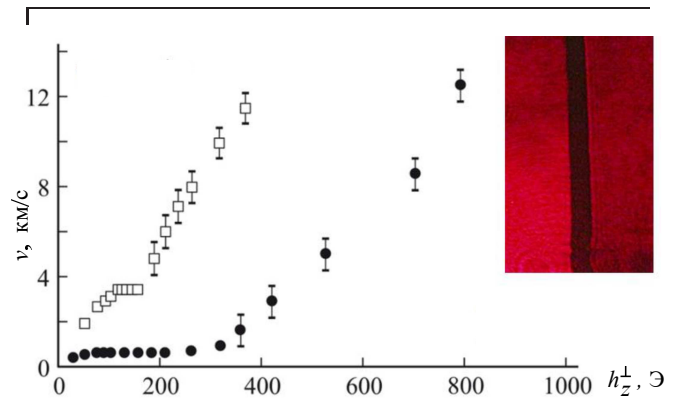


Рис. 2. Зависимость скорости движения ДГ от величины импульсного магнитного поля в присутствии постоянного поля, перпендикулярного плоскости границы  $H_y^{\parallel}$  (●) – 0.9 кЭ, (□) – 4.4 кЭ [62]. На вставке двукратная фотография ДГ, которая движется справа налево со скоростью 2.4 км/с

ховской доменной границы, хотя реальная структура границ значительно сложнее [25, 63, 64]. Обычно в реальных образцах реализуется скру-

ченная ДГ [63], которая в средней части пленки является блоховской, а вблизи поверхности имеет неелевскую геометрию. Известно, что в блоховской ДГ вращение вектора намагниченности происходит в плоскости, параллельной плоскости ДГ, а в неелевской геометрии вектор намагниченности поворачивается в плоскости, перпендикулярной плоскости границы.

Динамика блоховской ДГ в отсутствие плоскостного магнитного поля теоретически была рассмотрена в работах [63, 64]. С ростом продвигающего магнитного поля скорость движения ДГ возрастает, а ее внутренняя структура меняется. Чем выше скорость движения ДГ, тем на больший угол намагниченность выходит из плоскости ДГ. При достижении некоторой критической скорости (скорость Уокера) проекция намагниченности на нормаль к плоскости границы настолько велика, что внутри блоховской ДГ могут возникать участки с неелевской геометрией. Таким образом, внутри ДГ начинается интенсивная генерация вертикальных блоховских линий (ВБЛ), что приводит к резкому уменьшению скорости движения ДГ. Последующее возрастание продвигающего магнитного поля приводит к слабому росту скорости движения ДГ, поскольку ее внутренняя структура значительно усложняется по сравнению со статической. Видимая ширина ДГ при этом не изменяется.

Постоянное магнитное поле  $H_y^{\parallel}$  стабилизирует структуру динамической ДГ, препятствует формированию ее тонкой структуры (ВБЛ), возникновение которой приводит к падению скорости на уровне 30 м/с [50]. В присутствии поля  $H_y^{\parallel}$  при небольшой скорости границы магнитные моменты внутри нее однородно отклоняются относительно их статической конфигурации, а срыв стационарного движения происходит при большем значении продвигающего поля  $h_z^{\perp}$  по сравнению с тем, что наблюдают, если поле  $H_y^{\parallel}$  отсутствует. По мере увеличения плоскостного поля  $H_y^{\parallel}$  возрастает и максимальная скорость стационарного движения (скорость насыщения  $v_{max}$ ). При некотором значении  $H_y^{\parallel}$  интенсивной генерации ВБЛ внутри ДГ по-прежнему не происходит, скорость движения границы после достижения определенного значения не меняется. Дополнительная энергия, которую ДГ получает со стороны поля  $h_z^{\perp}$ , идет не на увеличение ее скорости, а на сохранение внутренней структуры, видимая ширина ДГ при этом не изменяется. Если поле  $h_z^{\perp}$  продолжает расти при неизменном поле  $H_y^{\parallel}$ , структура ДГ постепенно меняется. Генерация ВБЛ внутри ДГ становится все более интенсивной, видимая ширина ДГ увеличивается, ее скорость продолжает расти и может превосходить скорость звука, что и наблюдается в эксперименте (рис. 2).

Уширение динамической ДГ ранее наблюдали не только в ферритах-гранатах [63, 65], но и в борате железа [66]. В последнем случае это связывали не с генерацией ВБЛ, а с возникновением

спин-переориентационного фазового перехода, который состоит в распаде  $180^\circ$  ДГ на две  $90^\circ$ . Авторы работ [63, 65] наблюдали появление диффузной ДГ при скоростях движения ДГ, не превышающих несколько десятков метров в секунду. По-видимому, это связано с тем, что поле анизотропии для исследуемых образцов было невелико и использованное в эксперименте плоскостное магнитное поле не превышало 40% от поля анизотропии. Поскольку применение сильного плоскостного магнитного поля в этих условиях было невозможно, высокие скорости движения ДГ не были достигнуты. Существует теория [64], описывающая изменение ширины ДГ в зависимости от ее скорости в случае стационарного и нестационарного движения, однако в литературе нет информации о влиянии плоскостного поля, близкого по величине к полю анизотропии, на размер динамической ДГ. Необходимо отметить, что возможность движения ДГ в феррите-гранате со сверхзвуковыми скоростями теоретически была предсказана в работе [67], экспериментально динамику ДГ со столь высокими скоростями в этих материалах наблюдали в работах [52, 62].

На рис. 3 представлены зависимости скорости движения недиффузной ДГ  $v$  от величины магнитного поля  $h_z^{\perp}$  при различных значениях постоянно магнитного поля  $H_y^{\parallel}$ . Скорость движения ДГ  $v$  возрастает и достигает насыщения на уровне  $v_{max}$  при увеличении импульсного магнитного поля  $h_z^{\perp}$ . Зависимости  $v(h_z^{\perp})$  для недиффузной границы описываются уравнением [50, 63, 68]:

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

здесь  $\mu$  — подвижность ДГ,  $v_{max}$  — максимальная скорость движения недиффузной ДГ, наблюдаемая при определенном значении  $H_y^{\parallel}$  [62]. По формуле (1) для различных значений  $\mu$  и  $v_{max}$  рассчитаны сплошные кривые на рис. 3, значения всех параметров были определены экспериментально.

Характер кривых  $v(h_z^{\perp})$  не меняется для разных значений  $H_y^{\parallel}$ , скорость  $v_{max}$  прямо пропорциональна величине  $H_y^{\parallel}$  (см. вставку к рис. 3) и стремится к скорости звука в ферритах-гранатах при приближении  $H_y^{\parallel}$  к полю анизотропии материала [62]. Прямая на вставке к рис. 3 описывается уравнением  $v_{max} = AH_y^{\parallel}$ , здесь  $A = 0.9$  м/с/Э. Необходимо отметить, что с ростом величины  $H_y^{\parallel}$  уменьшается интервал значений  $h_z^{\perp}$ , в котором скорость движения ДГ остается неизменной (рис. 3).

Авторы работы [63] предложили модель для сильного плоскостного магнитного поля ( $H_y^{\parallel} > 8Ms$ ), согласно которой  $v_{max} \sim H_y^{\parallel}$ ; этот результат также был описан в работах [37, 69]. В работе [69] для связи между  $v_{max}$  и  $H_y^{\parallel}$  было получено соотношение:

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

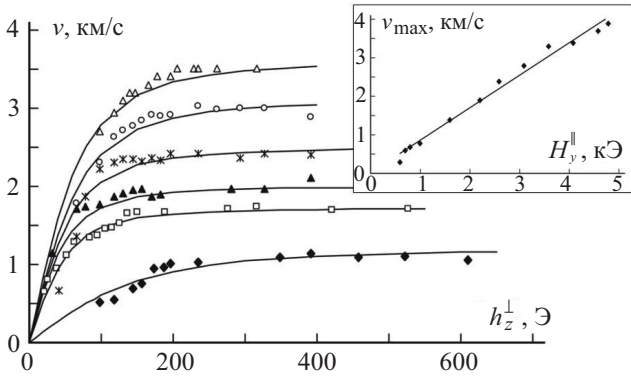


Рис. 3. Зависимость скорости движения недиффузной ДГ  $v$  от величины импульсного магнитного поля  $h_z^\perp$  в присутствии постоянного плоскостного магнитного поля  $H_y^\parallel$ , перпендикулярного плоскости ДГ: ( $\blacklozenge$ ) — 1.3 кЭ, ( $\square$ ) — 2 кЭ, ( $\blacktriangle$ ) — 2.5 кЭ, ( $*$ ) — 2.9 кЭ, ( $\circ$ ) — 3.9 кЭ, ( $\triangle$ ) — 4.4 кЭ. Сплошные кривые рассчитаны по формуле (1) с использованием величин  $v_{max}$ : ( $\blacklozenge$ ) — 1.2 км/с, ( $\square$ ) — 1.7 км/с, ( $\blacktriangle$ ) — 2 км/с, ( $*$ ) — 2.4 км/с, ( $\circ$ ) — 2.9 км/с, ( $\triangle$ ) — 3.5 км/с [52]. На вставке зависимость  $v_{max}(H_y^\parallel)$  [62]

где  $\Delta$  — параметр ширины ДГ ( $\Delta = 0.5 \times 10^{-5}$  см),  $\gamma = 1.2 \times 10^7$  (с · Э) $^{-1}$  — гиромангнитное отношение [63]. Используя эти значения, можно получить  $\frac{\pi\gamma\Delta}{2} = 0.9$  (с · Э) $^{-1}$ , что соответствует данным, представленным на вставке к рис. 3. В экспериментах, описанных в обзоре [63], величина плоскостного поля не превышала 40% от поля анизотропии материала. В работах [52, 62] величина поля  $H_y^\parallel$  достигала 90% от поля анизотропии, что расширяет действие предложенной модели.

По начальным линейным участкам зависимостей  $v(h_z^\perp)$  (см. рис. 3 и вставку к рис. 4) были определены подвижности ДГ  $\mu$ . Точность определения  $\mu$  была не хуже 7%. Зависимость  $\mu(H_y^\parallel)$  представлена на рис. 4. Сначала подвижность растет достаточно резко, достигая значения 20 м/с/Э в присутствии  $H_y^\parallel = 2$  кЭ, затем увеличение  $\mu$  становится более плавным, при  $H_y^\parallel = 4.2$  кЭ подвижность не превышает 25 м/с/Э [70].

В работе [63] описан линейный характер зависимости  $\mu(H_y^\parallel)$ , который можно описать с помощью уравнения:

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

здесь  $\gamma$  — гиромангнитное отношение,  $\Delta$  — параметр ширины ДГ,  $\alpha$  — параметр затухания,  $H_A$  — поле анизотропии. Это выражение хорошо описывает экспериментальные данные вплоть до  $\frac{H_y^\parallel}{H_A} = 0.4$ . На рис. 4 можно выделить начальный линейный участок, который качественно соответствует уравнению (3), однако для больших значений  $H_y^\parallel$  линейный характер зависимости  $\mu(H_y^\parallel)$  нарушается.

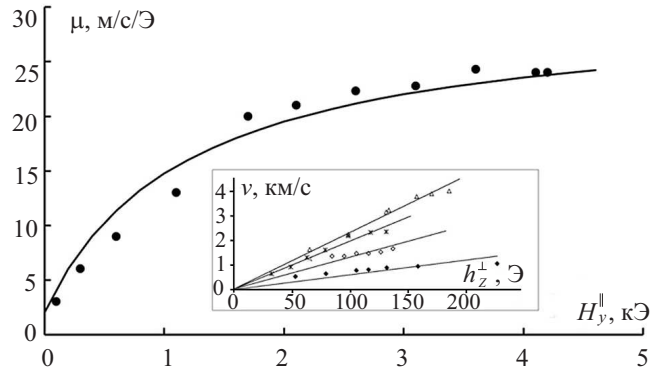


Рис. 4. Зависимость подвижности ДГ  $\mu$  от величины плоскостного магнитного поля  $H_y^\parallel$ . Кривая рассчитана по формуле:  $\mu = (\mu_0)_{\text{exp}} + \Delta\mu \frac{\frac{H_y^\parallel}{H_A}}{\frac{H_y^\parallel}{H_A} + C}$ , где  $(\mu_0)_{\text{exp}} = 2$  м/с/Э;  $\Delta\mu = 28$  м/с/Э;  $C = 0.2$ ;  $H_A = 6$  кЭ [70]. На вставке начальные участки зависимостей  $v(h_z^\perp)$  (рис. 3), по которым были определены значения подвижностей

В настоящее время в литературе отсутствуют данные о возможном характере зависимости  $\mu(H_y^\parallel)$  для больших значений  $H_y^\parallel$ . Предполагая, что параметр  $\alpha$  не является постоянной величиной, а зависит от поля  $H_y^\parallel$ , можно получить нелинейную зависимость  $\mu(H_y^\parallel)$  в виде:

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

где  $(\mu_0)_{\text{exp}}$  — экспериментальное значение подвижности ДГ при  $H_y^\parallel = 0$ ,  $\Delta\mu$  и  $C$  — подгоночные коэффициенты ( $\Delta\mu$  имеет размерность подвижности,  $C$  — безразмерная величина) [70]. Очевидно, что при условии  $H_y^\parallel \ll H_A$  уравнение (4) можно привести к виду (3). На рис. 5 показана экспериментальная зависимость  $\mu(H_y^\parallel)$  и сплошная кривая, рассчитанная по формуле (4) для  $(\mu_0)_{\text{exp}} = 2$  м/с/Э,  $\Delta\mu = 28$  м/с/Э;  $C = 0.2$ ;  $H_A = 6$  кЭ.

Таким образом, полученная экспериментальная зависимость  $\mu(H_y^\parallel)$  является нелинейно возрастающей, она соответствует существующей теории в малых полях  $H_y^\parallel$ , при больших значениях  $H_y^\parallel$  кривая  $\mu(H_y^\parallel)$  может быть описана, опираясь на предположение о том, параметр затухания зависит от  $H_y^\parallel$ . Следует отметить, что сам факт непостоянства параметра  $\alpha$  и возможность его изменения при определенных условиях известен [71–73]. В эксперименте, описанном выше, при движении ДГ соседние векторы намагниченности неколлинеарны, и обменное взаимодействие между ними ослаблено. Поэтому при движении ДГ, кроме вклада в потери из-за взаимодействия, существующего и при однородной намагниченности, может существовать дополнительный вклад, причина возникновения которого

связана возмущением модуля вектора намагниченности за счет изменения эффективного поля в динамической ДГ. При определенных условиях этот вклад может оказаться значительным.

### 3. ОПТИЧЕСКОЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ФЕРРИТА–ГРАНАТА

Этот раздел посвящен исследованию переключения намагниченности в пленке феррита–граната благодаря комбинации двух вкладов: один из них связан с нагревом, а в другом главную роль играет прецессия намагниченности. Исследования были проведены с помощью метода накачка–зондирование с субнаносекундным разрешением, для наблюдения доменной структуры использовали эффект Фарадея.

Локальное перемагничивание при тепловой поддержке было реализовано в пленке висмут содержащего феррита–граната (Bi: YIG) толщиной 20 мкм, выращенной на подложке из гадолиний галлиевого граната с ориентацией (111), поле анизотропии при комнатной температуре составляет около 7 кЭ, поле насыщения 80 Э. На рис. 5, а показаны температурные зависимости намагниченности и поля анизотропии. Видно, что при нагревании от 300 К до 330 К намагниченность падает на 10%, а поле анизотропии уменьшается примерно на 45% [73]. В таком случае динамику намагниченности можно вызвать с помощью кратковременного изменения магнитной анизотропии [74]. При условии, что амплитуда прецессии достаточно велика, в зависимости от частоты прецессии и параметра затухания, намагниченность в среде можно переключить.

Ярко выраженная зависимость анизотропии от температуры в висмутсодержащем феррите–гранате возникает преимущественно из-за электронной структуры ионов кислорода, которые косвенно модифицируются ионами висмута [75, 76]. Диэлектрический характер материала также препятствует сверхбыстрому оптическому размагничиванию (менее 100 пс), характерному для металлов [28, 77]. Это приводит к тому, что при нагревании поле анизотропии изменяется гораздо быстрее намагниченности.

Таким образом, разные температурные зависимости магнитной анизотропии и намагниченности в феррите–гранате, содержащем Bi (см. рис. 5, а), делают этот материал удобным для эксперимента по оптическому перемагничиванию. Механизм схемы перемагничивания представлен на рис. 5, б–г [73]. На материал с осью легкого намагничивания перпендикулярной плоскости пленки (поле  $H_{ani}$ ) действует постоянное магнитное поле, ориентированное в плоскости образца, величина которого меньше, но сравнима с полем анизотропии. Таким образом, в исходном состоянии намагниченность  $M$  находится под углом порядка  $45^\circ$  к плоскости образца. При воздействии мощного короткого оптического импульса поле анизотропии умень-

шается до  $H'_{ani}$ , величина и направление эффективного поля меняются, вызывая прецессию намагниченности вокруг нового положения равновесия (рис. 5, в), что приводит в итоге к ее переключению (рис. 5, г).

Для наблюдения перемагничивания, согласно этому сценарию, использовали метод накачка–зондирование. Для создания двух доменной структуры образец был помещен на пару постоянных магнитов (вставка к рис.1), которые создавали градиентное магнитное поле, перпендикулярное плоскости образца 3.4 кЭ/см; его плоскостная компонента была близка к полю анизотропии образца и составляла 5 кЭ. Дополнительно к этому полю с помощью электромагнита создавали постоянное магнитное поле  $H_y^{\parallel}$ , ориентированное перпендикулярно плоскости ДГ, его величину можно было менять 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.

Динамику намагниченности возбуждали с помощью оптического импульса с длительностью 100 фс и длиной волны 400 нм. Другой лазерный импульс, зондирующий, с длительностью 100 фс и длиной волны 800 нм, использовали для визуализации изменения намагниченности, вызванного импульсом накачки. Визуализацию осуществляли с помощью камеры, работа которой была синхронизирована с работой оптической системы. Размер и структура перемагниченной области зависели от величины поля  $H_y^{net}$  и энергии возбуждающего импульса  $\Phi$  (рис. 6, а). Наряду с однородно перемагниченными областями (фото при  $H_y^{net} = 5.9$  кЭ,  $\Phi = 0.25$  Дж/см<sup>2</sup>), можно наблюдать перемагниченную область, которая имеет доменную структуру в форме концентрических колец (фото при  $H_y^{net} = 6.2$  кЭ,  $\Phi = 0.31$  Дж/см<sup>2</sup>). На фотографиях видно, что размер перемагниченной области и количество колец внутри увеличиваются либо с ростом  $H_y^{net}$ , либо с ростом  $\Phi$ . Изображения, показанные на рис. 6, а, были получены, когда величина задержки между импульсами накачки и зондирования составляла 3.45 нс. Размер и структура перемагниченных областей практически не зависят от первоначального направления намагниченности в домене [73].

Поскольку характер переключения намагниченности не зависит от поляризации импульса накачки, это явление имеет тепловую природу. Зная энергию и диаметр возбуждающего импульса и используя данные из литературы, можно оценить изменение температуры в возбужденной области: при плотности энергии в импульсе накачки 0.25 Дж/см<sup>2</sup> повышение температуры в возбужденной области будет примерно 30 К [78, 79], что указывает на то, что анизотропия и намагниченность были уменьшены примерно на 45% и 10% соответственно (см. рис. 5).

Для теоретического описания полученных экспериментальных результатов, в работе [73] было проведено численное моделирование с использованием



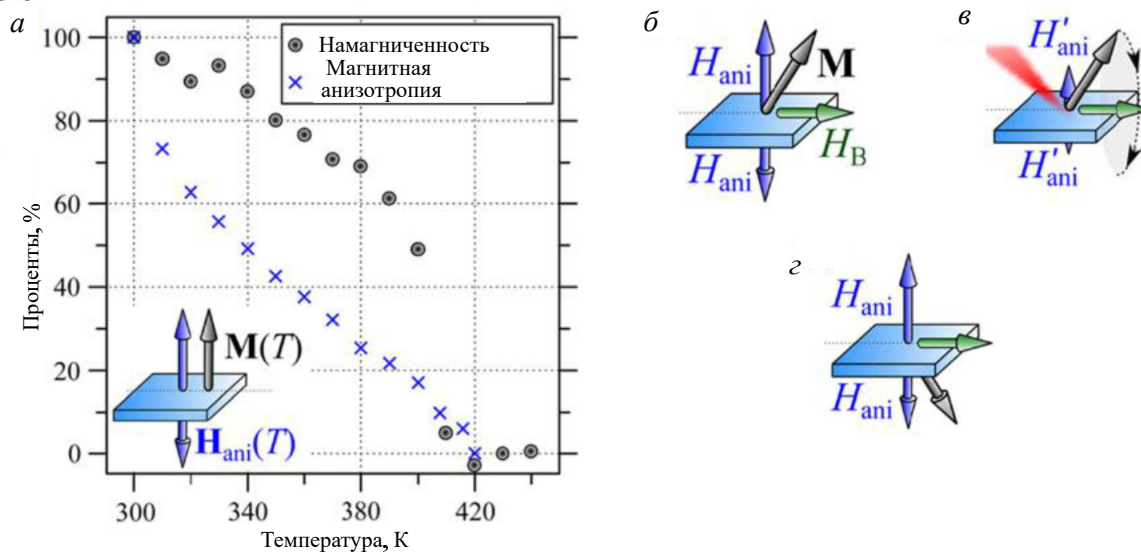


Рис. 5. Температурная зависимость намагниченности и магнитной анизотропии и схема сценария перемагничивания висмут содержащего феррита–граната. *a* — Экспериментальная зависимость магнитной анизотропии и намагниченности от температуры [73]; *b–z* — иллюстрации предполагаемой схемы перемагничивания.  $H_B$  — внешнее магнитное поле, приложенное в плоскости образца,  $M$  — намагниченность,  $H_{ani}$  — поле анизотропии. На вставке в *a* показана ориентация  $M$  в отсутствии  $H_B$  [73]

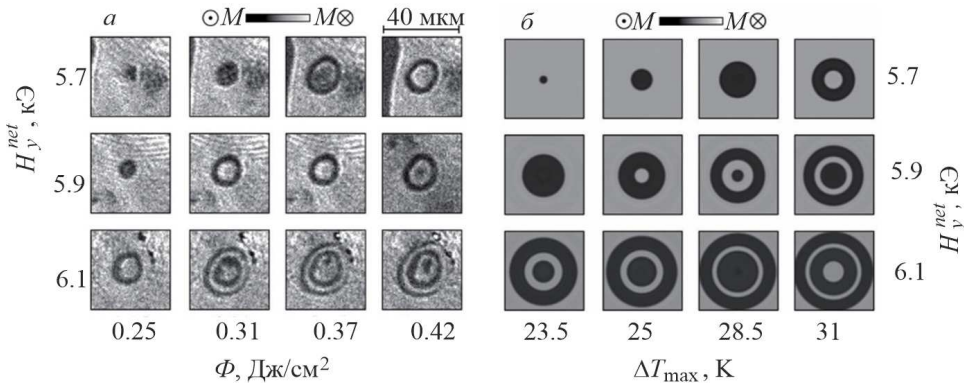


Рис. 6. *a* — Переключение намагниченности в зависимости от энергии возбуждающего импульса  $\Phi$  и величины плоскостного поля  $H_y^{net}$ ; *b* — результаты численного моделирования распределения намагниченности в нагретой области в зависимости от температуры  $\Delta T_{max}$  и величины плоскостного поля  $H_y^{net}$ . Все фотографии сделаны с фиксированной задержкой между импульсами накачки и зондирования  $\Delta t = 3.45$  нс.  $M_z^{+(-)}$  соответствует намагниченности, направленной в (из) плоскости образца [73]

уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта. Результаты расчетов качественно согласуются с экспериментальными данными (рис. 6, б). Пространственно-временное распределение анизотропии в использованной модели было основано на описании Акулова–Зинера и определялось соответствующим распределением температуры внутри возбужденной области [80]:

$$\Delta T(r, t) = \Delta T_{max} e^{-\frac{r}{r_0}} \Delta e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

Здесь  $\Delta T_{max}$  — максимальное изменение температуры образца для данного импульса накачки,  $r_0 = 10$  мкм — радиус импульса накачки и время релаксации  $\tau = 1$  нс. Возбуждающие импульсы, исполь-

зованные в эксперименте, вызывают относительно небольшое нагревание в области воздействия:  $\Delta T_{max} = 23.5\text{--}31$  К.

В рамках использованной модели очевидно, что временно уменьшенное поле анизотропии, которое имеет определенное пространственное распределение, позволяет захватывать прецессирующую намагниченность в одном из двух устойчивых состояний. Выбор того, какое состояние будет реализовано в финале, т.е. произойдет перемагничивание или нет, полностью зависит от времени, разрешенного для прецессии большой амплитуды. Если намагниченность проходит нечетное число полупериодов, она будет переключена, а если четное, то нет [73].

Рис. 7 показывает формирование перемагничен-

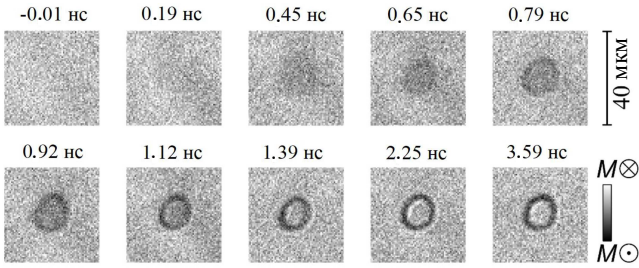


Рис. 7. Динамика переключения намагниченности. Фотографии сделаны в разные моменты времени после возбуждения для энергии импульса накачки  $\Phi = 0.38$  Дж/см<sup>2</sup> и  $H_y^{net} = 5.7$  кЭ.  $M_z^{+(-)}$  соответствует намагниченности, направленной в (из) плоскости образца [73]

ной области в форме кольца. Как видно из этой серии фотографий, компонента намагниченности, перпендикулярная плоскости образца, начинает исчезать примерно через 0.19 нс после действия импульса накачки. Примерно через 0.65 нс внутри возбужденной области намагниченность начинает изменяться, постепенно формируется внешняя часть кольца, которая практически 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 [73]. Перемагнитенная область остается стабильной в течение не менее 7 нс, а затем постепенно восстанавливает первоначальную ориентацию намагниченности. Этому способствует наличие постоянного градиентного магнитного поля. Система полностью возвращается к исходному распределению намагниченности за время порядка 1 мкс, что является необходимым условием для использования стробоскопического метода для исследования динамики перемагничивания.

В отличие от традиционного низкого коэффициента затухания в гранатах в работе [73], было продемонстрировано кратковременное усиление затухания. Кроме того, было обнаружено, что затухание зависит от амплитуды и пространственной неоднородности самих колебаний. Хотя точное микроскопическое происхождение этого явления до конца неясно, аномальное увеличение затухания в связи с неоднородной динамикой намагниченности уже известно [71–73]. Следует отметить, что большинство исследований, характеризующих коэффициент затухания, рассматривают только колебания с малой амплитудой в отсутствие значительного изменения температуры [63].

Продemonстрированный механизм переключения намагниченности с тепловым сопровождением с помощью прецессии в диэлектрическом феррите-гранате не должен ограничиваться только одним классом материалов. Аналогичный сценарий перемагничивания может существовать и в других материалах при условии, что намагниченность и анизотропия в них по-разному зависят от температуры. Традиционно считается, что  $M$  и  $K_{ani}$  связаны соотно-

шением [80]

$$\frac{K_{ani}(T)}{K_{ani}(0)} = \left( \frac{M(T)}{M(0)} \right)^n,$$

где  $n$  — коэффициент, зависящий от материала. Экспериментально в системах с одноосной анизотропией было подтверждено, что  $n \approx 3$  в сплавах на основе CoCrPt [81],  $n = 2.6$  в феррите никеля [82] и  $n = 2.1$  в FePt [83]. Весьма перспективными могут быть постоянные магниты на основе Sm–Co [84], которые могут быть синтезированы таким образом, что повышение температуры от 300 до 800 К снижает  $M_s$  на  $\sim 10\%$ , но уменьшает  $H_{ani}$  почти на порядок с 26 до 2.5 кЭ [84]. Представленные результаты позволяют предположить, что создание магнитных материалов с различными температурными зависимостями магнитной анизотропии и намагниченности в перспективе позволит успешно использовать эти материалы в технологиях HAMR и MAMR [1, 2].

#### 4. ТОРМОЖЕНИЕ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ ФЕРРИТА–ГРАНАТА С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА

В этом разделе с помощью метода, объединяющего двукратную фотографию и метод накачка–зондирование, было исследовано влияние фемтосекундных лазерных импульсов на движущуюся ДГ в пленке феррита–граната. Схема эксперимента показана на рис. 1. Импульс магнитного поля  $h_z^\perp$  запускает движение ДГ. Импульс накачки (pump) с длиной волны 400 нм приходит на образец через 1 нс после действия первого зондирующего импульса (probe 1) с длиной волны 800 нм. Результат воздействия импульса накачки на динамическую ДГ наблюдали с помощью второго зондирующего импульса (probe 2), который приходит на образец через 35 нс после импульса probe 1. Обе задержки были фиксированы на протяжении всего эксперимента. Импульсы накачки и зондирования имели длительность 70 фс. Поскольку диаметр зондирующего импульса значительно больше, чем возбуждающего, на одной двукратной фотографии одновременно можно зафиксировать возбужденные и невозбужденные участки динамической ДГ.

На рис. 8, *a–e* показаны двукратные фотографии динамической 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. ДГ движется снизу вверх, положение импульса накачки относительно движущейся ДГ выделено светлым кругом на рис. 8, *e*. В отсутствие импульса накачки ДГ движется однородно, ширина темной полосы на рис. 8, *a* одинакова по всей длине. При увеличении интенсивности накачки  $\Phi$  движение ДГ в возбужденной области замедляется

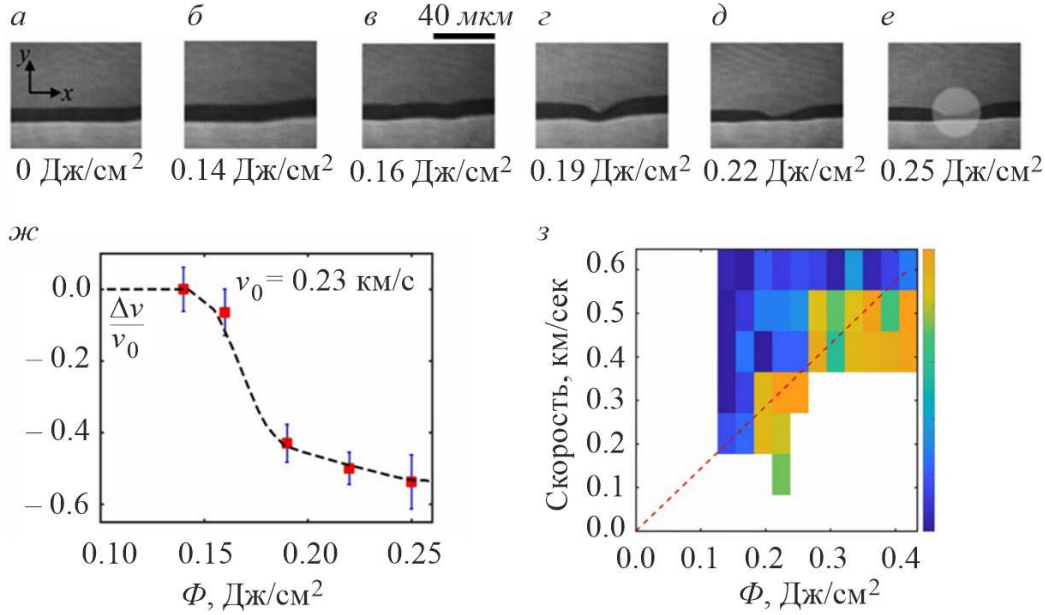


Рис. 8. *a–e* — Двукратные фотографии, иллюстрирующие влияние импульсов накачки разной энергии  $\Phi$  на динамическую ДГ. Граница движется снизу вверх со скоростью 0.23 км/с. Светлый круг на фотографии *e* указывает положение импульса накачки. *ж* — Относительное изменение скорости движения ДГ  $\Delta v/v_0$  в зависимости от энергии возбуждающего импульса  $\Phi$  [57, 85]. *з* — Относительное изменение скорости движения ДГ, индуцированное светом, как функция скорости границы и энергии импульса накачки  $\Phi$ . Цветовая шкала показывает величину относительного изменения скорости движения ДГ. Красная пунктирная линия разделяет области с заметным влиянием импульса накачки на динамику ДГ и без него [57]

по сравнению с движением в невозмущенных областях, как показано на рис. 8, *b–e*. Вне возмущенной области ДГ движется однородно. По фотографиям, аналогичным представленным на рис. 8, *a–e*, были измерены скорости движения ДГ в возмущенной и невозмущенной областях. По результатам этих измерений была получена зависимость относительного изменения скорости движения ДГ  $\Delta v/v$  от мощности импульса накачки  $\Phi$  (рис. 8, *ж*). Уменьшение скорости ДГ, вызванное импульсом накачки, характеризуется пороговым значением  $\Phi = 0.17$  Дж/см<sup>2</sup>. Ниже этой величины заметного эффекта не обнаружено. При воздействии на динамическую ДГ оптического импульса с  $\Phi > 0.17$  Дж/см<sup>2</sup> наблюдается замедление ДГ. Торможение усиливается с ростом  $\Phi$ , пока не достигнет насыщения. Измерения проводили при комнатной 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.

Рис. 8, *з* объединяет результаты всех экспериментов, на нем представлено относительное изменение скорости движения ДГ в зависимости от энергии возбуждающего импульса и скорости движения границы. Импульсы накачки малой мощности не оказывают заметного влияния на динамику ДГ. При увеличении энергии возбуждающего импульса его влияние на движущуюся ДГ особенно заметно при скоростях движения границы, меньше некоторой критической величины. В этом случае относитель-

ное уменьшение скорости движения ДГ может достигать 40–50 %. На рис. 8, *з* области с заметным влиянием света на динамику ДГ и без него разделены красной пунктирной линией.

Поскольку эксперименты показали отсутствие влияния поляризации импульса накачки на динамику ДГ, наблюдаемый эффект является тепловым. В работе [73] было показано, что оптические импульсы, используемые в эксперименте, вызывают локальный нагрев образца примерно на 20–30 К. На рис. 9, *a* показана зависимость скорости движения ДГ  $v$  от величины импульсного поля  $h_z^\perp$  для разных температур. Видно, что при любом значении поля  $h_z^\perp$  скорость движения ДГ увеличивается при нагревании. При  $T = 290$  К экспериментальные данные были аппроксимированы уравнением (1) для  $\mu \approx 3.7$  м/с/Э и  $v_{max} \approx 1$  км/с. С помощью кривых  $v(h_z^\perp)$ , построенных для разных температур, используя уравнение (1), были определены значения подвижностей ДГ. Зависимость подвижности от температуры представлена на рис. 9, *б*. Полученные результаты согласуются с ранее опубликованными данными и показывают, что однородный нагрев в этом диапазоне температур приводит к увеличению подвижности ДГ [63].

Поскольку это противоречит тому, что наблюдали в эксперименте, в качестве возможной причины торможения ДГ после действия импульса накачки было рассмотрено локальное перемагничивание, вызванное мощным оптическим импульсом [4, 28, 86]. Временное разрешение эксперимента фактически определяется задержкой между пер-

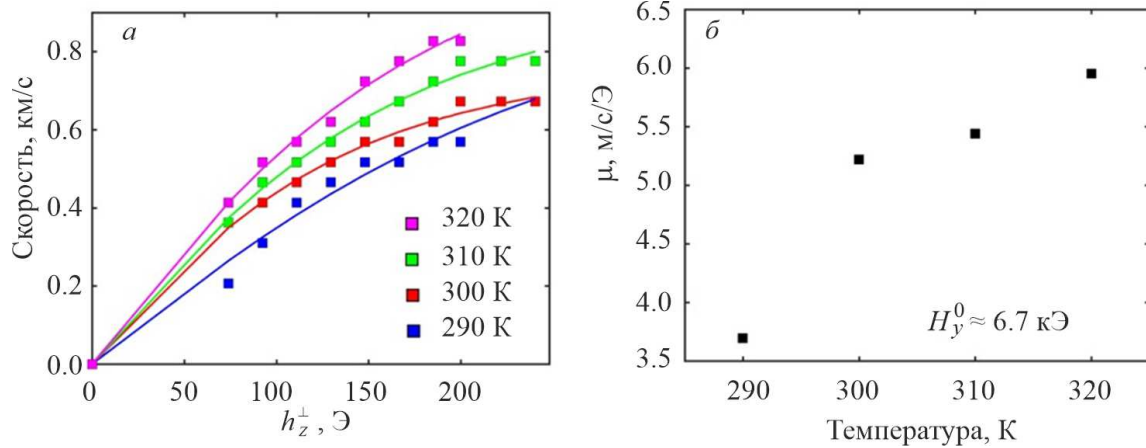


Рис. 9. *a* — Скорость движения ДГ как функция амплитуды импульсного магнитного поля  $h_z^\perp$  для разных температур образца. Кривые получены с помощью метода двукратной фотографии в присутствии постоянного магнитного поля  $H_y^{net} \approx 6.7$  кЭ. Сплошные цветные линии получены с помощью уравнения (1). *б* — Подвижность ДГ в зависимости от температуры образца. Значения подвижности получены с использованием данных, представленных на рисунке (*a*) с помощью уравнения (1) [57, 85]

вым и вторым зондирующими импульсами и составляет в данном случае 35 нс, поэтому все события, происходящие между двумя зондирующими импульсами, остаются невидимыми. Очевидно, что эти события 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 ДГ, которое может быть интерпретировано как изменение скорости ее движения.

Формирование локальной доменной структуры после воздействия импульса накачки в геометрии, аналогичной геометрии приведенного выше эксперимента, было описано в разделе, посвященном оптическому перемагничиванию в пленке феррита-граната. Если импульс накачки с достаточно высокой энергией действует на статическую ДГ, то перемагниченная область выглядит как система полукольцев так, как показано на рис. 10, *a*. В работе [73] было продемонстрировано, что локальная доменная структура возникает примерно через 3.45 нс после воздействия импульса накачки и остается стабильной как минимум 7 нс. Иначе говоря, если это событие происходит в условиях настоящего эксперимента, оно остается невидимым. На рис. 10, *б* схематично показана эволюция доменной структуры в этом случае. Поскольку это противоречит тому, что демонстрирует эксперимент, очевидно, что ни локальное перемагничивание, вызванное действием импульса накачки в присутствии постоянного магнитного поля, ориентированного в плоскости образца, ни локальный нагрев, который создает возбуждающий импульс, не могут быть причиной торможения ДГ. Поскольку замедление ДГ, вызванное импульсом накачки, нельзя объяснить ни локальным нагревом, ни локальным перемагничиванием, причина торможения ДГ может быть связа-

на с изменением ее внутренней структуры. Ранее уже было отмечено, что в движущейся блоховской ДГ намагниченность приобретает компоненту перпендикулярную плоскости границы. Величина этой компоненты возрастает с ростом скорости движения границы. Резкое уменьшение анизотропии после действия импульса накачки изменяет величину и направление эффективного поля образца [73], что может привести к формированию неелевской границы внутри блоховской. Иначе говоря, воздействие на динамическую ДГ мощного оптического импульса приводит к изменению ее внутренней структуры, связанному с формированием внутри нее ВБЛ. Наличие ВБЛ внутри динамической ДГ уменьшает ее подвижность [50]. Положение ВБЛ на динамической ДГ можно определить по положению уединенной волны, сопровождающей ВБЛ, эта волна отстает как целое от движущейся границы [50, 51].

На рис. 11, *a* схематично показана структура блоховской ДГ, содержащей две пары ВБЛ с противоположными по знаку топологическими зарядами (синие и красные области на рис. 11, *a*). Направление вращения вектора  $\mathbf{M}$  внутри ВБЛ происходит в противоположных направлениях, эти области на рис. 11, *a* показаны желтыми и зелеными стрелками. Динамика ВБЛ в ДГ пленок ферритов-гранатов была исследована достаточно подробно экспериментально и теоретически [51, 87, 88]. Авторы работ [50] и [88] показали, что скорость движения ВБЛ вдоль ДГ определяется гироскопической силой  $F_g$ , величина которой пропорциональна скорости движения ДГ. При фиксированной скорости движения ДГ вихри с меньшим по модулю топологическим зарядом имеют большую подвижность, чем более крупные вихри. Ранее было отмечено, что положение вихря внутри динамической ДГ можно определить по положению уединенной волны, сопровождающей этот вихрь. Расчеты показали, что вихрь с минимальным топологическим зарядом,



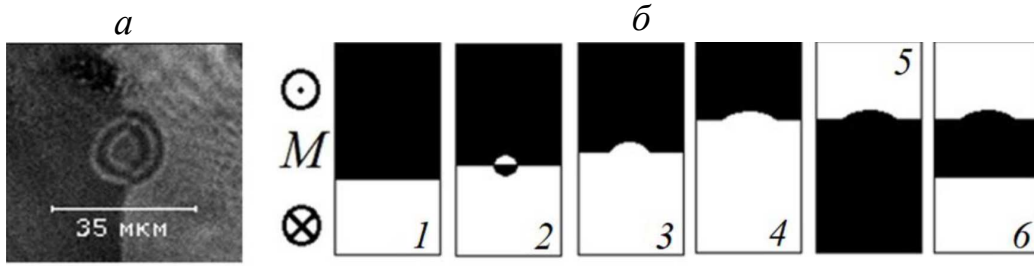


Рис. 10. *a* — Фотография, демонстрирующая влияние импульса накачки на статическую ДГ, сделана через 3.45 нс после действия оптического импульса с энергией  $0,31 \text{ Дж/см}^2$  в присутствии плоскостного магнитного поля  $H_y^{net} = 6.1 \text{ кЭ}$ . *б* — Схематичное изображение эволюции доменной 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. (*a*); 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) [57]

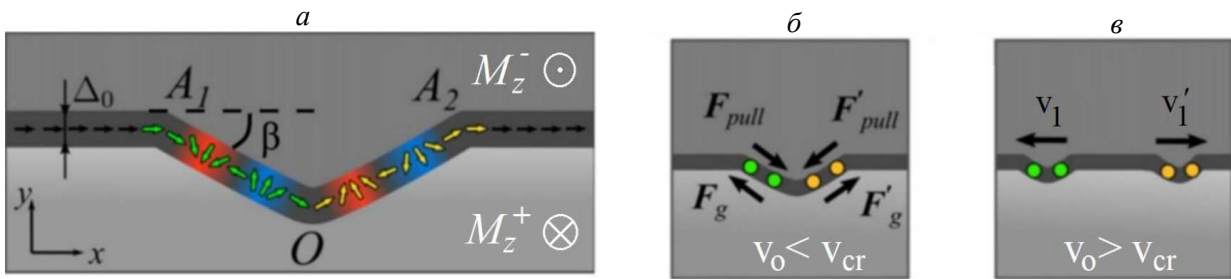


Рис. 11. *a* — Структура кластеров ВБЛ, возникающих в блоховской ДГ. Желтые и зеленые стрелки показывают участки границы, в которых вращение вектора  $\mathbf{M}$  происходит в противоположных направлениях. Красным и синим цветом внутри ДГ выделены области, которые содержат вихри с противоположными топологическими зарядами.  $\Delta_0$  — ширина ДГ,  $M_z^{+(-)}$  — направление намагниченности в доменах,  $\beta$  — угол изгиба ДГ. *б* — На ВБЛ внутри динамической ДГ действуют противоположно направленные силы:  $F_g$  и  $F_{pull}$ . Если скорость ДГ  $v_0 < v_{cr}$ , ВБЛ образуют кластер, положение которого на ДГ можно наблюдать экспериментально. *в* — Если скорость границы  $v_0 > v_{cr}$  ВБЛ не образуют кластер и двигаются по отдельности [57]

равным  $\pi$ , сопровождается уединенной волной с амплитудой порядка нескольких десятых микрометра, что невозможно наблюдать с помощью магнитооптики [50].

В работе [57] было показано, что динамику ВБЛ 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 (рис. 11, *б* и *в*). Поскольку сила  $F_g$  пропорциональна скорости движения ДГ  $v_0$ , а  $F_{pull}$  пропорциональна энергии импульса накачки  $\Phi$ , баланс этих сил позволяет получить линейную связь между  $v_0$  и  $\Phi$ , что и наблюдается в эксперименте (красная пунктирная прямая на рис. 8, *з*). Величина скорости  $v_{cr}$ , при которой влияние импульса накачки на динамическую ДГ становится заметно, согласно оценкам, выполненным в работе [57], составляет порядка 100 м/с. Преобладание гироскопической силы и распад вихрей на отдельные объекты не позволяет наблюдать их в описанном выше эксперименте.

## 5. ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ФЕРРИМАГНЕТИКЕ $\text{CdFeCo}$

Полностью оптическое перемагничивание в ферримагнитном соединении  $\text{GdFeCo}$  наблюдали авторы работ [89]. В работе [39] динамика ДГ  $\text{GdFeCo}$  была исследована с помощью метода, основанного на эффекте Холла. Все зависимости скорости движения ДГ от величины управляющего поля, полученные для разных температур вблизи точки компенсации углового момента, были линейны. Как уже было отмечено, указанный метод не позволяет наблюдать динамическую ДГ. Кроме того, при использовании этого метода точность определения скорости движения ДГ ухудшается с ростом величины скорости, что может быть связано с увеличением видимой ширины ДГ, причиной которого является изменение внутренней структуры границы. Именно поэтому авторы работы [58] исследовали динамику ДГ в  $\text{GdFeCo}$  с помощью метода, объединяющего двукратную фотографию и метод накачки зондирование в геометрии probe 1–pump–probe 2.

Импульсы накачки и зондирования имели дли-

тельность 70 фс и длину волны 800 нм, задержка между зондирующими импульсами была 10 нс. Импульс накачки был задержан относительно первого зондирующего импульса на 1 нс. Магнитное поле, управляющее динамикой ДГ  $h_z^\perp$ , было ориентировано перпендикулярно поверхности образца, длительность импульса тока и его переднего фронта составляли 20 мкс и 20 нс соответственно. Все измерения проводили при комнатной температуре (290 К). Погрешность при определении скорости движения ДГ не превышала 0.05 км/с и была постоянной для всех значений скорости движения ДГ.

На рис. 12, а показано изменение положения ДГ со временем под действием магнитного поля с амплитудой  $h_z^\perp \approx 830$  Э. Первые 0.4 мкс смещение ДГ почти незаметно, затем граница начинает двигаться, разгоняется до некоторой скорости, величина которой постепенно уменьшается, и примерно через 1 мкс после начала движения ДГ останавливается. Изменения видимой ширины ДГ в процессе движения не происходит. Изменяя задержку между первым зондирующим импульсом и импульсом  $h_z^\perp$  при его фиксированной амплитуде, можно выбрать оптимальные условия эксперимента, при которых скорость движения ДГ будет максимальна.

Зависимость скорости движения ДГ  $v(h_z^\perp)$  (рис. 12, б) получена с помощью метода двукратной фотографии. Скорость движения ДГ возрастает с ростом поля  $h_z^\perp$  и насыщается при  $h_z^\perp > 2.5$  кЭ. Сплошная синяя линия на рис. 12, б показывает данные, определяемые уравнением (1) [50, 62, 68], здесь  $\mu = 0.9$  м/с/Э — подвижность ДГ, скорость насыщения  $v_{max} = 1.5$  км/с. Необходимо отметить, что подвижность ДГ при 290 К, измеренная в работе [39], составляет  $\sim 1$  м/с/Э, что соответствует значению подвижности, полученному в настоящем эксперименте. Используя уравнение (7) из работы [90] и константы из работ [59, 63, 79], можно оценить величину скорости насыщения, она равна примерно 1.7 км/с, что качественно соответствует данным эксперимента.

Влияние лазерного импульса на движущуюся ДГ изучали для различных энергий импульса накачки. При исследовании полностью оптического перемагничивания авторы работы [89] показали, что энергии в импульсе накачки 2.6 мДж/см<sup>2</sup> достаточно для локального перемагничивания. Экспериментально было установлено, что даже при воздействии такого мощного оптического импульса возбуждающий импульс не влияет на движение ДГ, вызывая лишь оптическое перемагничивание, которое может быть ошибочно интерпретировано как ускорение ДГ. Поскольку аналогичный результат наблюдается независимо от поляризации возбуждающего импульса, это явление имеет тепловую природу.

Для стабилизации начального положения ДГ в соединении GdFeCo использовали градиентное поле, создаваемое постоянными магнитами (вставка к рис. 1). Эти магниты, наряду с компонентой индукции магнитного поля с нормальной к плоскости

образца (30 кЭ/см), 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, которая была описана в разделе, посвященном динамике ДГ в пленках феррита-граната в присутствии больших плоскостных полей.

Отсутствие влияния оптического возбуждения разной поляризации на движущуюся ДГ в соединении GdFeCo на первый взгляд неожиданно. Изменение температуры образца, связанное поглощением энергии импульса накачки, для максимальной мощности возбуждающего импульса 2.6 мДж/см<sup>2</sup> составляет  $\Delta T_{max} \approx 33$  К выше комнатной температуры. Эта величина была вычислена, используя данные из работ [91, 92]. В результате такого нагрева образец приближается к точке компенсации углового момента  $T_A$ . В этой ситуации, согласно данным работы [39], скорость движения ДГ может увеличиться в 1.5–2 раза, и такое изменение скорости было бы заметно в эксперименте. Поскольку увеличение скорости не наблюдается экспериментально, то динамику ДГ вблизи  $T_A$  следует рассмотреть более детально. Под действием импульса накачки область возбуждения нагревается и ДГ, движущаяся внутри нее, ускоряется [39]. Локальное изменение температуры меняет свойства материала такие, как анизотропия, намагниченность и гиромангнитное отношение [60, 92], что может изменить внутреннюю структуру ДГ [50], уменьшая ее подвижность. Таким образом, отсутствие лазерно-индуцированного эффекта вблизи  $T_A$  может быть следствием баланса двух конкурирующих эффектов. Аналогичный механизм изменения внутренней структуры ДГ под действием возбуждающего оптического импульса был предложен в работе [57] для пленки феррита-граната. Однако в том случае скорость ДГ не превышала 0.6 км/с и ее торможение наблюдалось, если преобладал один из конкурирующих механизмов. В эксперименте с GdFeCo скорость ДГ была от 0.6 до 1.2 км/с и ускорение ДГ, связанное с нагревом, компенсировалось торможением границы, причиной которого было возникновение ее тонкой структуры.

## 6. ДИНАМИКА АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ В ДОМЕННЫХ ГРАНИЦАХ ОРТОФЕРРИТА ИТТРИЯ

Исследование динамики магнитных вихрей представляет существенный интерес для нелинейной магнитодинамики и спинтроники, а также для развития теории перемагничивания в слабых ферромагнетиках и антиферромагнетиках (АФМ). Существование магнитных вихрей в тонких ферро-

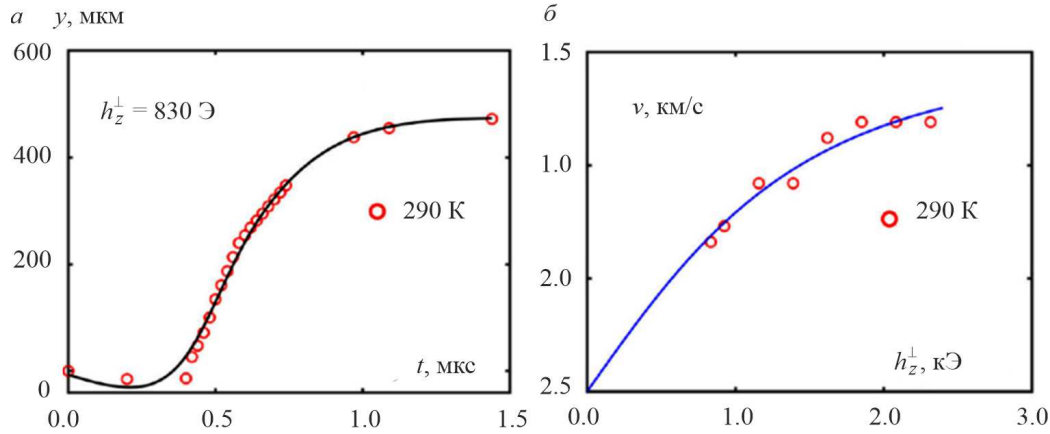


Рис. 12. *a* — Положение ДГ в зависимости от времени при амплитуде импульсного магнитного поля  $h_z^\perp \approx 830$  Э. Сплошная черная линия показывает общий вид зависимости; *b* — зависимость скорости движения ДГ от  $h_z^\perp$ . Сплошная синяя линия соответствует расчету, выполненному с помощью уравнения (1) [58]

магнитных пленках следует из уравнения Ландау–Лифшица [37, 50]. Ранее уже было отмечено, что экспериментальному и теоретическому исследованию свойств магнитных вихрей (ВБЛ) в ДГ пленок ферритов–гранатов посвящен обзор [50]. Было показано, что скорость магнитных вихрей в этих материалах может достигать 120 м/с, а их подвижность превышает подвижность ДГ. Известно, что в ортоферритах наблюдается максимальная скорость движения ДГ 20 км/с, равная скорости спиновых волн на линейном участке их закона дисперсии [50]. Поскольку подвижность магнитных вихрей выше, чем подвижность ДГ, исследование динамики этих объектов весьма привлекательно с точки зрения их практического применения.

Возможность существования магнитных вихрей в ДГ ортоферрита была предсказана теоретически в работе М.М. Фарзтдинова [93]. Первое экспериментальное наблюдение уединенных волн, сопровождающих динамические вихри, описано в работе [94].

С помощью градиентного магнитного поля 800 Э/см в образце создавали единственную ДГ, расположенную в плоскости ( $bc$ ) [12]. На рис. 13 схематично показана пластинка ортоферрита иттрия, вырезанная перпендикулярно оптической оси 3, с единственной ДГ 2, которая содержит АФМ вихрь. В верхней и нижней частях граница имеет структуру, соответствующую  $ac$  типу: векторы намагниченности  $\mathbf{m}$  и слабого ферромагнетизма  $\mathbf{l}$  вращаются в плоскости ( $ac$ ) против часовой стрелки в верхней части рисунка, а в нижней части — в противоположном направлении. В средней части граница имеет структуру  $ab$  типа: вектор  $\mathbf{l}$  вращается в плоскости ( $ab$ ), вектор  $\mathbf{m}$ , сохраняя ориентацию вдоль оси  $c$ , только меняет свой модуль [95].

На рис. 14 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 осно-

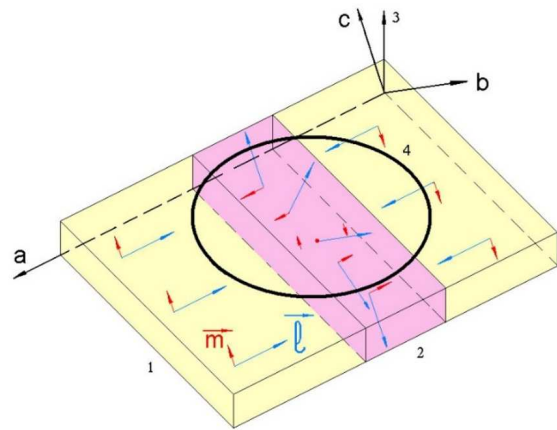


Рис. 13. *a* — Пластинка ортоферрита иттрия (1), вырезанная перпендикулярно оптической оси, с единственной ДГ (2), оптическая ось (3), катушка, создающая магнитное поле, управляющее динамикой ДГ (4), [95]. Вектор намагниченности  $\mathbf{m}$  и вектор слабого ферромагнетизма  $\mathbf{l}$

ве эффекта Фарадея. Длительность импульса света с длиной волны 0.63 мкм была 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 скорость движения ДГ не меняется, причем интервал магнитных полей, в котором скорость движения границы постоянна и равна 4 км/с, больше для тонких образцов. Последующее увеличение поля  $H$  приводит к резкому возрастанию скорости движения ДГ с 4 до 12 км/с. На вставке на рис. 14 представлена двукратная фотография, иллюстрирующая этот процесс. Дальнейший рост величины  $H$  приводит к нелинейному возрастанию скорости движения границы и выходу ее на насыщение на уровне  $c = 20$  км/с [12, 50].



Для генерации АФМ вихрей в ДГ ортоферрита иттрия использовали локальное торможение ДГ в тот момент, когда она только что преодолела звуковой барьер и начала двигаться со скоростью 12 км/с (см. рис. 14). На рис. 15 представлена двукратная фотография динамической ДГ с уединенными изгибными волнами, сопровождающими АФМ вихри. Длительность светового импульса 1/4 нс, время задержки между двумя световыми импульсами 8 нс. ДГ движется сверху вниз. Уединенные волны отстают как целое от динамической ДГ, они имеют одинаковые амплитуды и движутся вдоль границы в противоположных направлениях с равными по модулю скоростями. На рис. 15 показаны скорость движения ДГ —  $v$ , скорость уединенной изгибной волны, сопровождающей вихрь, вдоль ДГ —  $u$  и полная скорость этой волны —  $w$ . Помимо указанных величин, по этой фотографии можно определить амплитуду уединенной волны, а также угол наклона ее переднего фронта [54, 95]. Точность определения скоростей  $u$  и  $w$  была не хуже 0.2 км/с, амплитуду уединенной волны определяли с точностью до 1 мкм. После генерации пары магнитных вихрей, которая происходит при скорости движения ДГ 12 км/с, для изменения скорости границы прикладывали второй импульс магнитного поля. Изменение скорости движения ДГ приводит к изменению скорости движения АФМ вихря.

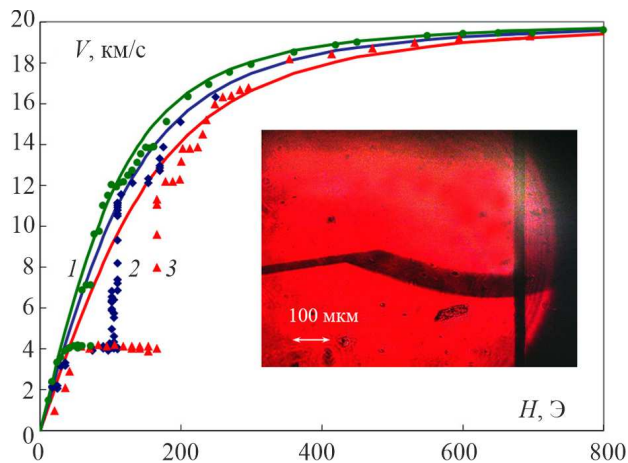


Рис. 14. Зависимость скорости движения ДГ  $v$  от величины импульсного магнитного поля  $H$  для пластинок ортоферрита иттрия толщиной 40 мкм ( $\blacktriangle$ ), 50 мкм ( $\blacklozenge$ ) и 80 мкм ( $\bullet$ ) [96]. Сплошные кривые вычислены, используя соотношение  $v(H) = \frac{\mu H}{\sqrt{1+(\frac{\mu H}{c})^2}}$  для разных значений подвижности ДГ  $\mu$ :  $10^4$  см/с/Э,  $1.2 \times 10^4$  см/с/Э,  $1.4 \times 10^4$  см/с/Э — 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

На рис. 16, а представлены зависимости  $w(v)$ . Данные соответствуют уединенным изгибным волнам, сопровождающим магнитные вихри, с ампли-

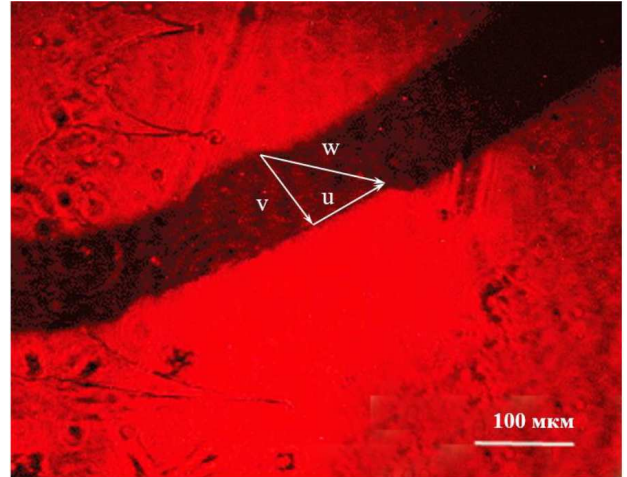


Рис. 15. Двукратная фотография динамической ДГ, с уединенными изгибными волнами, сопровождающими АФМ вихрь. Скорость движения границы —  $v$ , скорость движения волны вдоль границы —  $u$ , полная скорость движения волны —  $w$ . На фото  $v = u = 14$  км/с  $w = 20$  км/с [95]

тудами от 2 до 16 мкм [54]. Полные скорости магнитных вихрей  $w$  возрастают и насыщаются на уровне 20 км/с [97]. При этом вихри с меньшими топологическими зарядами движутся быстрее и достигают скорости насыщения при меньших скоростях движения ДГ, чем вихри с большими топологическими зарядами. Топологический заряд вихря пропорционален амплитуде уединенной волны, которая его сопровождает. При  $v = 7$  км/с для волн с амплитудой 2–4 мкм  $w \approx 20$  км/с, для волн с амплитудой 11–16 мкм  $w \approx 10$  км/с (см. рис. 16, 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 магнитных вихрей, сопровождаемых уединенными изгибными волнами разных амплитуд, представлены на рис. 16, б. При увеличении скорости движения ДГ скорость движения вихря вдоль нее возрастает, достигает максимума, а затем уменьшается, стремясь к нулю при приближении скорости движения ДГ к предельной [53, 54]. Положение максимума на зависимостях  $u(v)$  смещается в сторону меньших значений  $v$  и больших значений  $u$  при уменьшении амплитуды уединенной изгибной волны, сопровождающей вихрь. На убывающей части кривой выполняется соотношение:

$$u^2 + v^2 = c^2, \quad (6)$$

где  $c = 20$  км/с.

В работах [98–100] были предложены модели, описывающие динамику АФМ вихрей в ДГ ортоферрита. Кривые  $u(v)$ , вычисленные на основе этих



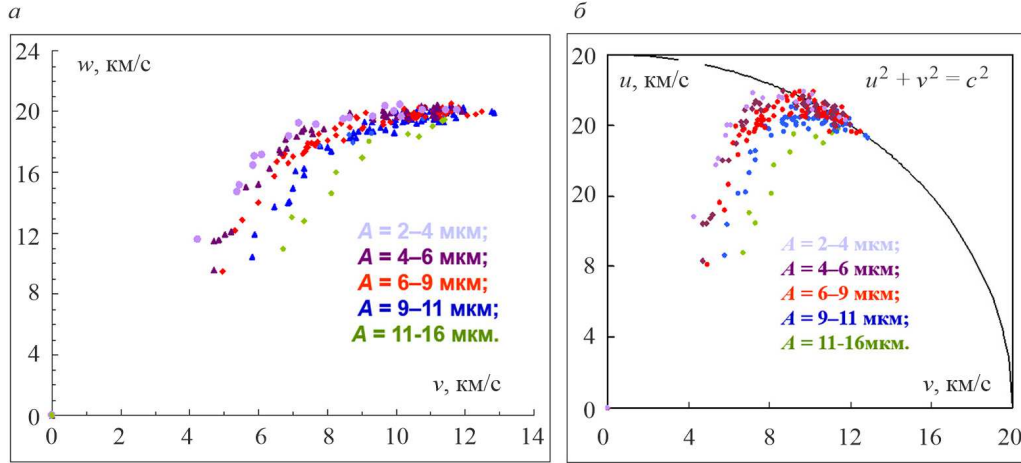


Рис. 16. Зависимость полной скорости АФМ вихря  $w$  от скорости движения ДГ  $v$  (а) и зависимость скорости движения АФМ вихря вдоль ДГ  $u$  от скорости движения самой границы  $v$  (б). Кривые построены для разных амплитуд уединенных изгибных волн  $A$  для пластинок  $\text{YFeO}_3$  толщиной 40, 50 и 80 мкм [54]

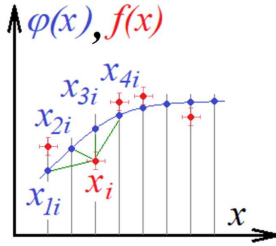


Рис. 17. Экспериментальная зависимость  $f(x)$  и аппроксимирующая функция  $\varphi(x)$ . Для вычисления значения  $M$ , используя соотношение (7), для каждой экспериментальной точки с координатами  $(x_i, f(x_i))$  вычисляют значения  $((x_i - x_{ki})^2 + (f(x_i) - \varphi(x_{ki}))^2)$ , на рисунке  $k = 1, 2, 3, 4$ , затем находят минимальное среди них  $\min(((x_i - x_{ki})^2 + (f(x_i) - \varphi(x_{ki}))^2))$  [103]

моделей, начинаются из начала координат, имеют максимум и убывающую часть, которая подчиняется уравнению (6). Поскольку результаты теоретического моделирования удовлетворительно описывают экспериментальные результаты только при больших скоростях движения ДГ [101, 102], на следующем этапе исследований было решено подобрать эмпирические функции, описывающие экспериментальные результаты для любых скоростей движения ДГ.

Поскольку вид экспериментальной зависимости  $w(v)$  проще, чем вид кривой  $u(v)$  (см. рис.16), для подбора аппроксимирующей функции была выбрана именно зависимость  $w(v)$ . Поскольку 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 [53]. Для получения эмпирической зависимости  $w(v)$ , соответствующей экспериментальным данным (рис. 16, а), были использованы следующие предположения:

1.  $w(0) = 0$ ;

2. максимальное значение полной скорости движения АФМ вихря не превосходит предельной скорости движения ДГ в ортоферритах:  $(w(v \rightarrow 20 \text{ км/с}) = 20 \text{ км/с})$ ;
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  $c = 20 \text{ км/с}$ , можно получить зависимость  $y(x)$ , обладающую следующими свойствами:

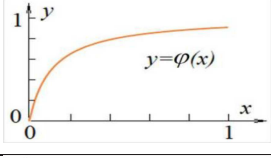
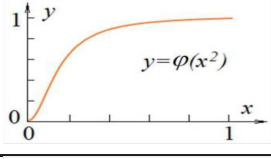
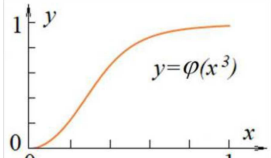
1.  $y(0) = 0$ ;
2.  $y(x \rightarrow 1) = 1$ ;
3.  $y'(x) \geq 0$ .

В табл. 1 приведены 7 видов функций, удовлетворяющих этим условиям. В третьей колонке табл. 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: линейная, квадратичная и т.д. Для 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. 17). Параметр  $M$  при этом должен быть наименьшим, его значение вычисляют по формуле:

$$M = \sum_{i=1}^N \min \left( (x_i - x_{ki})^2 + (f(x_i) - \varphi(x_{ki}))^2 \right), \quad (7)$$

на рис. 17  $k = 1, 2, 3, 4, \dots, N$  — число экспериментальных точек.

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

№	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	$y = \frac{x^n}{1 - e^{-\frac{x^n}{f_n}}}$	
5	Логарифм натуральный	$y = \ln\left(\frac{e \cdot x^n + t_n}{x^n + t_n}\right)$	
6	Гиперболический тангенс	$y = \text{th}(x^n \cdot p_n)$	
7	Арктангенс	$y = \frac{2}{\pi} \arctg(x^n \cdot h_n)$	

В табл. 2 представлены результаты расчетов для тех функций, у которых значение параметра  $M$  в каждой группе минимально. На рис. 18 представлена экспериментальная зависимость  $w(v)$  и аппроксимирующие функции  $w(v)$ , вычисленные с использованием данных табл. 2. На рис. 19 показаны экспериментальная и расчетные зависимости  $u(v)$ . Расчеты были выполнены, используя соотношение (5). Все расчетные (рис. 18, 19) 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. 19). Значения  $v_{cr}$ , вычисленные для разных видов функций  $w(v)$ , приведены в правой колонке табл. 2. Почти все они близки к 4 км/с, величине скорости звука в ортоферрите. В работе [104] 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. 13). Изменение внутренней структуры ДГ может привести к исчезновению АФМ вихря. Иначе говоря, вид расчетных зависимостей  $u(v)$  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.

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

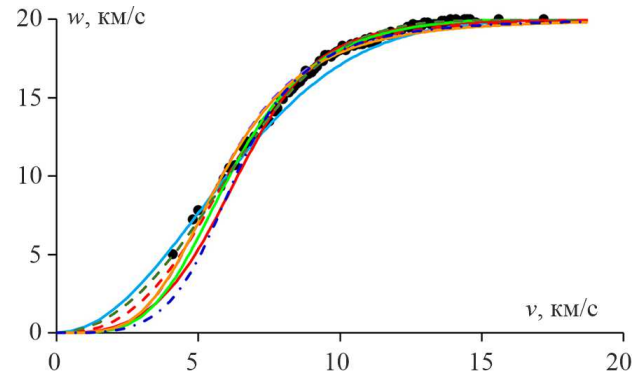


Рис. 18. Экспериментальная зависимость  $w(v)$  (черные точки) и аппроксимирующие функции:  $w(v) = \frac{c \cdot v^4}{v^4 + c^4 \cdot a_4}$ , где  $a_4 = 0.0072$  (фиолетовая штриховая кривая);  $w(v) = \frac{c \cdot v^4}{v^4 + c \cdot v^3 \cdot a_{43} + c^4 \cdot a_{40}}$ , где  $a_{43} = -0.02$ ,  $a_{40} = 0.0092$  (салатовая кривая);  $w(v) = c \sqrt{\frac{v^5}{v^5 + c^4 \cdot b_5}}$ , 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);  $w(v) = c \cdot \text{th}\left(\left(\frac{v}{c}\right)^2 \cdot p_2\right)$ , где  $p_2 = 6$  (зеленая штриховая кривая);  $w(v) = \frac{2c}{\pi} \cdot \arctg\left(\left(\frac{v}{c}\right)^4 \cdot h_4\right)$ , где  $h_4 = 100$  (синяя штрих-пунктирная кривая)

других экспериментов, один из них посвящен исследованию взаимодействия уединенной волны, сопровождающей АФМ вихрь и движущейся вдоль ДГ, скорость которой превышает скорость звука, с той частью границы, которая еще не преодолела звуко-

Таблица 2. Аппроксимирующие функции и их характеристики

№	Вид функции	Аналитическое представление	Результаты расчетов
1a	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		$y = \frac{x^4}{x^4 + a_{43}x^3 + a_{40}}$	$a_{43} = -0.02, a_{40} = 0.0092,$ $M = 0.008, v_{cr} = 4.5 \text{ км/с}$
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	$y = \text{th}(x^2 \cdot p_2)$	$p_2 = 6, M = 0.021,$ $v_{cr} = 3.4 \text{ км/с}$
7	Арктангенс	$y = \frac{2}{\pi} \arctg(x^4 \cdot h_4)$	$h_4 = 100, M = 0.168,$ $v_{cr} = 5.1 \text{ км/с}$

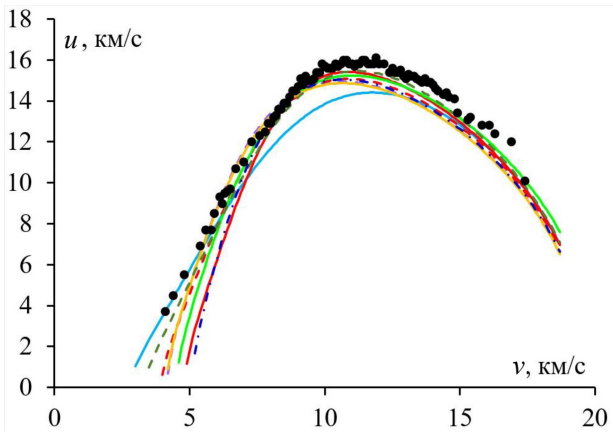


Рис. 19. Экспериментальная зависимость  $u(v)$  (черные точки) и аппроксимирующие функции, вычисленные по формуле  $u(v) = \sqrt{w^2(v - v^2)}$ , где  $w(v) = \frac{c \cdot v^4}{v^4 + c^4 \cdot a_4}$ , где  $a_4 = 0.0072$  (фиолетовая штриховая кривая);  $w(v) = \frac{c \cdot v^4}{v^4 + c^3 \cdot a_{43} + c^4 \cdot a_{40}}$ , 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);  $w(v) = c \left(1 - e^{-\frac{v^2}{f_2}}\right)$ , 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);  $w(v) = c \cdot \text{th}\left(\left(\frac{v}{c}\right)^2 \cdot p_2\right)$ , где  $p_2 = 6$  (зеленая штриховая кривая);  $w(v) = \frac{2c}{\pi} \cdot \arctg\left(\left(\frac{v}{c}\right)^4 \cdot h_4\right)$ , где  $h_4 = 100$  (синяя штрихпунктирная кривая)

вой барьер [105].

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. 14 показано, что сверхзвуковой переход происходит очень резко. На рис. 20, а представлена двукратная фотография динамической ДГ с уединенными изгибными волнами, сопровождающими магнитные вихри. Эти волны движутся 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  $l$  [105]. На рис. 20, б показана зависимость  $\varphi(l)$  — угла наклона переднего фронта уединенной волны, сопровождающей АФМ вихрь, от расстояния  $l$ . Если волну и звуковой участок ДГ разделяет более 45 мкм, то угол  $\varphi$  не зависит от расстояния  $l$ . При приближении к звуковому участку границы величина  $\varphi$  уменьшается, стремясь к нулю. Такой характер зависимости показывает, что уединенная волна не может существовать на ДГ, движущейся со скоростью меньшей или равной скорости звука.

Еще одним экспериментальным доказательством того, что уединенная волна, не может существовать на ДГ, движущейся со скоростью звука, является отражение [106]. Уединенная волна, движущаяся вдоль сверхзвукового участка ДГ, не переходит на звуковую часть ДГ, а после приближения к ней на некоторое расстояние движется в обратном направлении. По-видимому, структура звуковой части границы значительно более устойчива, чем структура

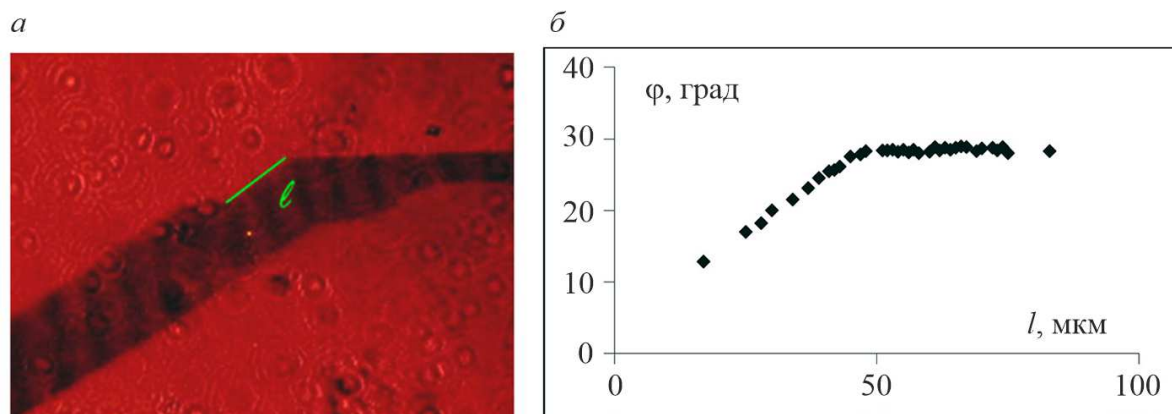


Рис. 20. *a* — Двукратная фотография динамической ДГ с уединенными изгибными волнами, сопровождающими АФМ вихри. (*б*) Зависимость угла наклона переднего фронта уединенной волны  $\varphi$ , сопровождающей АФМ вихрь, от расстояния  $l$  между этой волной и участком ДГ, движущимся со скоростью звука [105]

ее сверхзвукового участка. Именно поэтому существование АФМ вихря внутри ДГ, движущейся со скоростью звука, энергетически невыгодно.

Таким образом, АФМ вихрь в ДГ ортоферрита иттрия — это участок ДГ *ab* типа, который разделяет ДГ *ac* типа с двумя противоположными направлениями вращения векторов намагниченности и слабого ферромагнетизма. Поскольку подвижность на динамической ДГ можно наблюдать по положению уединенной волны, которая сопровождает динамический вихрь и отстает как целое от ДГ. Генерация пар вихрей с равными по модулю и противоположными по знаку топологическими зарядами происходит при локальном торможении сверхзвуковой ДГ, т.е. возникновение вихрей подчиняется закону сохранения топологического заряда. В отличие от магнитных вихрей в ДГ феррита-граната самопроизвольного рождения вихрей в ДГ ортоферрита не происходит, и солитоноподобное поведение уединенных волн, сопровождающих динамические АФМ вихри, не наблюдается [50, 96].

Генерация АФМ вихрей происходит при торможении ДГ, движущейся со скоростью 12 км/с. Изменение скорости движения ДГ приводит к изменению скорости уединенной волны, сопровождающей АФМ вихрь. Полная скорость вихря возрастает с ростом скорости движения границы и насыщается на уровне 20 км/с. Чем меньше топологический заряд вихря, тем быстрее скорость вихря достигает своего максимального значения. Увеличение топологического заряда в 4 раза приводит к уменьшению подвижности вихря в два раза. Таким образом, динамика антиферромагнитных вихрей в доменных границах ортоферрита иттрия так же, как и динамика доменных границ в этих материалах, является квазирелятивистской с предельной скоростью 20 км/с.

В условиях эксперимента ДГ и АФМ вихри в ортоферрите иттрия движутся со скоростями, сравнимыми с предельной [54, 97, 106, 107]. Поскольку вихри с противоположными по знаку топологиче-

скими зарядами движутся в противоположных направлениях с равными по модулю скоростями, причиной такого движения может быть только гироскопическая сила, которая, по-видимому, в условиях эксперимента достаточно велика. Теория гироскопической силы в ортоферритах, развитая в работах А.Ф. Андреева и В.И. Марченко [108], предсказывала, что эта сила отлична от нуля только при условии появления проекции вектора намагниченности на ось *b* ( $m_b$ ). Существующее в настоящее время математическое описание для гироскопической силы в ортоферритах справедливо при условии  $v/c \ll 1$  [109–111]. Поскольку это условие в эксперименте не выполнено [54, 97, 106, 107], приведенные ранее теоретические описания динамики АФМ вихрей совпадают с экспериментальными данными только в некотором диапазоне скоростей [98–100]. Кроме того, сложность теоретических моделей не позволяет учитывать изменение внутренней структуры динамической ДГ. Допуская, что при приближении скорости движения границы, перпендикулярной оси *a*, к скорости звука ее внутренняя структура меняется, компонента  $m_b$  уменьшается, можно получить уменьшение гироскопической силы. Именно этим можно объяснить уменьшение скорости вихря при уменьшении скорости движения ДГ и уменьшение угла  $\varphi$  при приближении АФМ вихря к звуковой части границы (рис. 20), а также отражение уединенной волны, движущейся вдоль сверхзвуковой части границы от той части, которая движется со скоростью звука.

Все эксперименты, описанные в настоящем разделе, были проведены для ДГ, плоскость которой перпендикулярна оси *a* ортоферрита. Видимая ширина такой границы составляла несколько микрон, что, с одной стороны, обеспечило высокую точность определения скорости движения границы и уединенных волн, сопровождающих динамические АФМ вихри. С другой стороны, измерение зависимости видимой ширины ДГ от скорости ее движения с помощью методов высокоскоростной фотографии на основе эффекта Фарадея невозможно,



поскольку пространственное разрешение МО ограничено длиной волны. Ранее уже было отмечено, что для улучшения пространственного разрешения МО методов может быть использована дифракция света [19, 20]. Следующий раздел посвящен экспериментам, проведенным с помощью метода, объединяющего МО дифракцию и метод накачка-зондирование.

### 7. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ВИДИМОГО СВЕТА ДЛЯ УВЕЛИЧЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ДИНАМИКИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТА-ГРАНАТА

Интерес к использованию дифракции света на лабиринтной доменной структуре феррита-граната связан с тем, что, анализируя изменение интенсивности света в третьем максимуме, можно сделать выводы о поведении доменной структуры после возбуждения [19, 20]. Известно, что управлять динамикой ДГ можно не только с помощью импульсного магнитного поля, но и с помощью света [18, 57]. В последнем случае магнитооптическую дифракцию комбинируют с методом накачка-зондирования. В силу того, что возбуждающий импульс может влиять на оптические свойства среды [4, 112], изменяя контраст доменной структуры, интерпретация дифракционной картины может быть неоднозначна.

Дифракция света на лабиринтной доменной структуре феррита-граната — это система концентрических колец [20]. Было показано, что для изучения динамики ДГ с высоким пространственным разрешением оптимально использовать третий максимум, для выделения которого использовали пространственный фильтр. Для релаксации образца после каждого возбуждающего импульса к первоначальному состоянию использовали экспоненциально затухающее переменное магнитное поле с начальной амплитудой, превышающей поле насыщения [19, 56]. Это давало возможность проводить стробоскопические измерения с частотой несколько Герц. На рис. 21, *a* представлена зависимость смещения ДГ от времени под действием импульсного магнитного поля разных амплитуд. Измерения выполнены с пространственным разрешением 5 нм, разрешение по времени — 1 нс. Видно, что динамика ДГ носит осциллирующий характер, что соответствует результатам теоретического моделирования, выполненного в работах [63, 64]. Максимальная скорость движения ДГ не превосходит 30 м/с. На рис. 21, *б* представлена зависимость смещения ДГ от времени [19]. В этом случае движение ДГ вызвано циркулярно поляризованным лазерным импульсом с длительностью 5 нс, длиной волны 527 нм, плотность энергии 7 мДж/см<sup>2</sup> [19]. На начальном участке зависимости скорость движения ДГ составляет порядка 10 м/с, что соответствует традицион-

ным значениям для этих материалов [50]. Максимальное смещение ДГ в этих экспериментах составляет несколько сот нанометров и не может быть измерено с помощью магнитооптики.

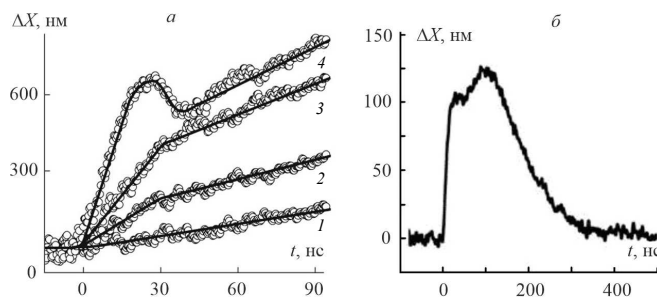


Рис. 21. *a* — Зависимость смещения ДГ  $\Delta X$  от времени  $t$  при воздействии импульсов магнитного поля: 1 — 0.9 Э, 2 — 2.2 Э, 3 — 3.2 Э, 4 — 5.5 Э. Скорость движения ДГ на начальных участках кривых увеличивается от 1.5 м/с 1 до 30 м/с 4 [20]. *б* — Зависимость смещения ДГ от времени  $\Delta X(t)$ . Динамика ДГ индуцирована циркулярно поляризованными лазерными импульсами [19]

В работе [56] пространственное разрешение эксперимента было субпикосекундным. В эксперименте использовали пленку Вi-содержащего феррита-граната, ось легкого намагничивания была ориентирована перпендикулярно образцу, период лабиринтной доменной структуры  $d = 32$  мкм [19, 56]. Было показано, что изменение ширины домена на 2% приводит к изменению интенсивности света в третьем максимуме на 4% [56]. Импульс света длительностью 40 фс с длиной волны 800 нм делили на две части. Одну часть пропускали через оптический параметрический усилитель, после прохождения которого длина волны составляла 600 нм. Этот луч использовали в качестве зондирующего импульса, его фокусировали на образце в пятно диаметром 120 мкм. Такое пятно освещало более семи доменов, что является достаточным условием получения четкой дифракционной картины. Другую часть лазерного луча использовали в качестве накачки. Луч фокусировали на образец в пятно чуть большего размера (диаметр 130 мкм), его длина волны оставалась равной 800 нм. Чувствительность 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 [56].

По изменению интенсивности третьего порядка дифракции в зависимости от времени задержки можно оценить скорость движения ДГ. Из рис. 22, *a* 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 перемещения со скоростью до 55 км/с [113]. С другой стороны, движение ДГ со скоростью 300 км/с кажется

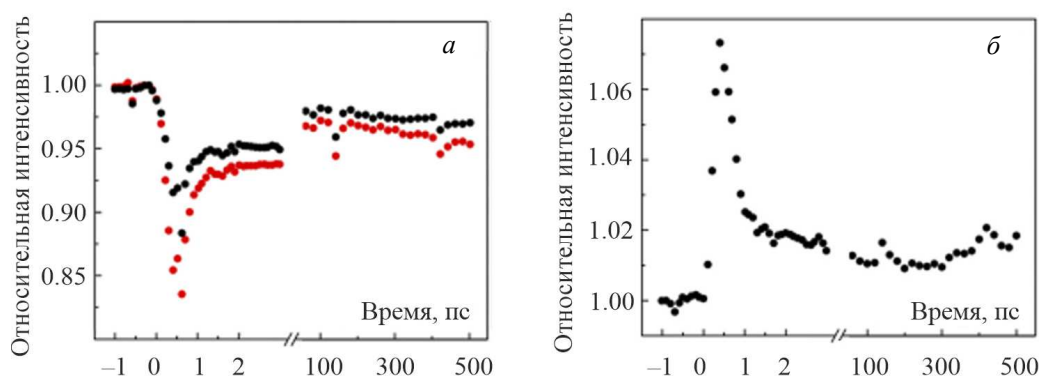


Рис. 22. *а* — Временная эволюция интегральной интенсивности третьего порядка дифракции (черные точки) и полной интенсивности прошедшего света (красные точки) после возбуждения пленки феррита–граната импульсами накачки с правой циркулярной поляризацией. *б* — Временная эволюция интегральной интенсивности третьего порядка дифракции, нормированной на интенсивность прошедшего света после возбуждения импульсами накачки с правой циркулярной поляризацией. Энергия импульса накачки  $E = 43$  мкДж [56]

нереальным. Поэтому очевидно, что не только смещение ДГ может влиять на интенсивность дифракционной картины. 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 [114]. 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. 22, *а* видно, что интенсивность света, прошедшего через образец, существенно меняется (красные точки). Поэтому интенсивность третьего порядка дифракции была нормирована на полную интенсивность импульса (рис. 22, *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 [4, 115, 116]. Одна из причин этих разногласий основана на том, что оптическая накачка вызывает изменение МО свойств среды с разным временем релаксации. Такие изменения трудно контролировать. Чтобы разделить динамику намагниченности и МО констант, можно, например, провести эксперименты с широким диапазоном спектров зондирующих импульсов [117]. Другой способ разрешить указанное противоречие — это использовать возбуждение, не влияющее на МО свойства среды, например ультракороткие импульсы магнитного поля [14], электрического тока [118] или спинового тока [119].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре приведены исследования динамики ДГ и магнитных вихрей, возникающих при определенных условиях в ДГ прозрачных ферромагнетиков. В представленных экспериментах были использованы материалы, обладающие высокой магнитооптической добротностью в видимом диапазоне: пленки Vi-содержащего феррита–граната, GdFeCo и ортоферрит иттрия. Благодаря этому свойству для исследования динамики ДГ и магнитных вихрей в этих материалах был использован метод высокоскоростной фотографии на основе эффекта Фарадея, который позволяет визуализировать динамическую доменную структуру и определять скорость движения ДГ с высокой точностью. Выбор указанных материалов также был обусловлен тем, что в них наблюдаются высокие скорости движения ДГ и магнитных вихрей, величина которых может достигать 1.2 км/с в GdFeCo, порядка 10 км/с в ферритах гранатах и до 20 км/с в ортоферрите иттрия. Объединение высокоскоростной фотографии и метода накачка–зондирование для исследования динамики ДГ в пленках феррита–граната и GdFeCo демонстрирует новые экспериментальные возможности, позволяя локально управлять магнитным порядком внутри динамической ДГ. И в ферритах–гранатах, и в ортоферритах при определенных условиях внутри ДГ возникает тонкая структура — магнитные вихри, подвижность которых превышает подвижность ДГ, что делает эти материалы привлекательными с точки зрения практических применений. Кроме того, ферриты–гранаты обладают лабиринтной доменной структурой, что позволяет использовать МО дифракцию для изучения динамики перемагничивания с высоким пространственным разрешением.

- [1] *Ju G., Peng Y., Chang E.K.C.* et al. // *IEEE Trans. on Magn.* **51**, N 11. 3201709 (2015).
- [2] *Okamoto S., Kikuchi N., Furuta M.* et al. // *Journal of Physics D: Appl. Phys.* **48**, N 35. 353001 (2015).
- [3] *Kumar D., Jin T., Al Risi S.* et al. // *IEEE Trans. on Magn.* **55**, N 3. 1 (2019).
- [4] *Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T.* // *Rev. Mod. Phys.* **82**, N 9. 2731 (2010).
- [5] *Kimel A.V., Li M.* // *Nature Reviews Materials.* **4**. 189 (2019).
- [6] *Back C.H., Allenspach R., Weber W.* et al. // *Science.* **285**(5429). 864 (1999).
- [7] *Stupakiewicz A., Szerenos K., Afanasiev D.* et al. // *Nature.* **542**, N 2. 71 (2017).
- [8] *Madami M., Chiuchiú D., Carlotti G.* et al. // *Nano Energy.* **15**, N 7. 313 (2015).
- [9] *Xiao D., Tsoi M., Niu Q.* // *J. of Appl. Phys.* **99**, N 1. 013903 (2006).
- [10] *Mallinson J.* // *IEEE Trans. on Magn.* **36**, N 7. 1976 (2000).
- [11] *Pogrebna A., Prabhakara K., Davydova M.* et al. // *Phys. Rev. B.* **100**. 174427 (2019).
- [12] *Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Четкин М.В.* // *УФН.* **146**, N 3. 417 (1985).
- [13] *Savchenko L.L., Chetkin M.V., Bondarenko V.B.* // *JMMM.* **183**, N 3. 313 (1998).
- [14] *Kimel A., Zvezdin A., Sharma S.* et al. // *Journal of Physics D: Appl. Phys.* **55**. 463003 (2022).
- [15] *Van De Wiele B., Leliaert J., Franke K. J. A., Van Dijken S.* // *New Journal of Physics.* **18**, N 3. 033027 (2016).
- [16] *Kim K.J., Yoshimura Y., Ono T.* // *Japanese Journal of Appl. Phys.* **56**, 0802A4 (2017).
- [17] *Lalieu M.L.M., Lavrijsen R., Koortmans B.* // *Nature Communications.* **10**, N. 1. 110 (2019).
- [18] *Quessab Y., Medapalli R., El Hadri M.S.* et al. // *Phys. Rev. B.* **97**, N 5. 054419 (2018).
- [19] *Gerasimov M.V., Logunov M.V., Spirin A.V.* et al. // *Phys. Rev. B.* **94**. 014434 (2016).
- [20] *Герасимов М.В., Ильин С.В., Логунов М.В.* и др. // *Приборы и техника эксперимента.* № 5. 106. (2017).
- [21] *Kubetzka A., Ferriani , Bode M.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* **94**, N 8. 2 (2005).
- [22] *Martin Y., Wickramasinghe H.K.* // *Appl. Phys. Lett.* **50**, N 20. 1455 (1987).
- [23] *Yu X.Z., Kanazawa N., Zhang W.Z.* et al. // *Nature Communications.* **3**. 988 (2012). (2012).
- [24] *Heinze S., Bode M., Kubetzka A.* et al. // *Science.* **288**, N. 5472. 1805 (2000).
- [25] *Hubert A., Schäfer R.* *Magnetic Domains. The Analysis of Magnetic Microstructures.* Springer, 2008.
- [26] *Kalashnikova A.M., Kimel A.V., Pisarev R.V.* et al. // *Phys. Rev. B.* **78**. 104301 (2008).
- [27] *Prasankumar R.P., Taylor A.J.* *Optical techniques for solid-state materials characterization.* CRC Press, 2012.
- [28] *Beaurepaire E., Merle J., Daunois A., Bigot J.* // *Phys. Rev. Lett.* **76**, N 5. 4250 (1996).
- [29] *KALEIDOSCOPE Hollow Fiber Compressor.* <http://www.pulsepower.cn/UpFiles/FEMTOLASERS/KALEIDOSCOPE.pdf>
- [30] *Sixtus K.I., Tonks L.* // *Phys. Rev.* **37**. 930 (1931).
- [31] *Tsang C.H., White R.L., White R.M.* // *J. Appl. Phys.* **49**. 6052 (1978).
- [32] *Varga R., Zhukov A., Zhukova V.* et al. // *Phys. Rev. B.* **76**. 132406 (2007).
- [33] *Lee E.W., Callaby D.R.* // *Nature.* **182**. 254 (1958).
- [34] *Четкин М.В., Шалыгин А.Н. Де ла Кампа А.* // *ФТТ.* **19**. 3470 (1977).
- [35] *Четкин М.В., де ла Кампа А.* // *Письма в ЖЭТФ.* **27**. 168. (1978).
- [36] *Барьяхтар В.Г., Ганн В.В., Горобец Ю.И.* и др. // *УФН.* **121**. 593. (1977).
- [37] *Малоземов А., Слобчевский Дж.* *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами.* М.: Мир, 1982.
- [38] *Konishi S., Miyata T., Ikeda K.* // *J. Appl. Phys. Lett.* **22**. 258 (1975).
- [39] *Kim K.J., Kim S.K., Hirata Y.* et al. // *Nature Materials.* **16**, N 12. 1187 (2017).
- [40] *Gu K., Guan Y., Hazra B.K.* et al. // *Nature Nanotechnology.* **17**. 1065 (2022).
- [41] *Pfau B., Schaffert S., Müller L.* et al. // *Nature Communications.* **3**, N 1. 1100 (2012).
- [42] *Weder D., Schmising C. von K., Gunther C. M.* et al. // *Structural Dynamics.* **7**, N 5. 054501 (2020).
- [43] *Conger R.L., Moore G.H.* // *J. of Appl. Phys.* **34**. 1213 (1963).
- [44] *Humphrey F.B.* // *IEEE Trans. on Magnetism.* **11**, N 6. 1679 (1975).
- [45] *Логунов М.В., Рандошкин В.В.* // *ЖТФ.* **58**, № 6. 1237 (1988).
- [46] *Kryder M.H., Humphrey F.B.* // *J. Appl. Phys.* **41**. 1130 (1970).
- [47] *Четкин М.В., Ахуткина А.И., Шапаева Т.Б.* // *Микроэлектроника.* **27**. 396 (1998).
- [48] *Четкин М.В., Бызаров Ж.И., Гадецкий С.Н., Щербачев Ю.И.* // *ЖЭТФ.* **81**. 1898 (1981).
- [49] *Weigand M., Waeyenberge B.V., Vansteenkiste A.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* **102**. 077201 (2009).
- [50] *Bar'jakhtar V.G., Chetkin M.V., Ivanov B.A., Gadetskiy S.N.* *Dynamics of Topological Magnetic Solitons.* Springer tracts in modern physics. Berlin, 129, 1994.
- [51] *Четкин М.В., Смирнов В.Б., Новиков А.Ф.* et al. // *ЖЭТФ.* **94**, № 11. 164 (1988).
- [52] *Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., Шапаева Т.Б.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* **74**, № 10. 1480 (2010).
- [53] *Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., Шапаева Т.Б., Борщеговский О.А.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* **71**, № 11. 1535 (2007).
- [54] *Chetkin M.V., Kurbatova Yu.N., Shapaeva T.B.* // *JMMM.* **321**, № 7. 80 (2009).
- [55] *Калашникова А.М., Кимель А.В., Писарев Р.В.* // *УФН.* **185**, № 10. 106 (2015).
- [56] *Dolgikh A., Shapaeva T.B., Yamada K.T.* et al. // *Rev. of Sci. Instr.* **94**. 103001 (2023).
- [57] *Prabhakara K.H., Shapaeva T.B., Davydova M.D.* et al. // *Journal of Physics: Condensed Matter.* **33**. 075802 (2021).
- [58] *Prabhakara K.H., Шапаева Т.Б., Юрлов В.В.* и др. // *ФТТ.* **65**, № 2. 248 (2023).
- [59] *Рандошкин В.В., Червоненжис А.Я.* *Прикладная магнитооптика.* Энергоатомиздат. Москва, 1990.
- [60] *Hansen P., Clausenl C., Much G.* et al. // *J. Appl. Phys.* **66**. 75 (1989).

- [61] *Prabhakara K.H.* Ultrafast magnetism of non-collinear spins in ferrimagnets. PhD thesis. Nijmegen. The Netherlands. 2020.
- [62] *Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., Шапаева Т.Б.* // ФТТ. **52**, № 9. 179 (2010).
- [63] *Волков В.В., Боков В.А.* // ФТТ. **50**. 193 (2008).
- [64] *Шамсутдинов М.А., Ломакина И.Ю., Назаров В.Н., Харисов А.Т.* Ферро- и антиферродинамика. Наука. М., 2009.
- [65] *Kleparski V.G., Pinter I., Zimmer G.I.* // *IEEE Trans. on Magn.* **17**, N 6. 2775 (1981).
- [66] *Четкин М.В., Лыков В.В., Терещенко В.Д.* // ФТТ. **32**, № 3. 93 (1990).
- [67] *Вахитов Р.М., Ряхова О.Г.* // ЖТФ. **75**, № 8. 59 (2005).
- [68] *Иванов Б.А., Кулагин Н.Е.* // ЖЭТФ. **112**. 953 (1997).
- [69] *De Leeuw F.H., Van den Doel R., Robertson J.M.* // *J. Appl. Phys.* **49**. 768 (1978).
- [70] *Шапаева Т.Б., Курбатова Ю.Н.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. № 8. 17 (2021).
- [71] *Nibarger J.P., Lopusnik R., Silva T. J.* // *Appl. Phys. Lett.* **82**, N 13. 2112 (2003).
- [72] *Szerenos K., Kimel A.V., Maziewski A. et al.* // *Phys. Rev. Appl.* **12**, N 4. 044057 (2019).
- [73] *Davies C.S., Prabhakara K.H., Davydova M.D. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* **122**. 027202 (2019). (2019).
- [74] *Shelukhin L.A., Pavlov V.V., Usachev A. et al.* // *Phys. Rev. B.* **97**. 14422 (2018).
- [75] *Zener C.* // *Phys. Rev.* **96**, N 5. 133 (1954). (1954).
- [76] *Hansen P., Witter K.* // *J. of Appl. Phys.* **58**. 454 (1985).
- [77] *Hohlfeld J., Gerrits T., Bilderbeek M. et al.* // *Phys. Rev. B.* **65**. 012413 (2001).
- [78] *Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др.* Физические величины: Справочник.: М.: Энергоатомиздат, 1991.
- [79] *Inoue F., Itoh A., Kawanishi K.* // *Japanese J. of Appl. Phys.* **19**. 2105 (1980).
- [80] *Callen H., Callen E.* // *Journal of Physics and Chemistry of Solids.* **27**, N 8 1271. (1966).
- [81] *Inaba N., Uesaka Y., Futamoto M.* // *IEEE Trans. on Magn.* **36**. 54 (2000).
- [82] *Chatterjee B.K., Ghosh C.K., Chattopadhyay K.K.* // *J. of Appl. Phys.* **116**, N 15. 153904 (2014).
- [83] *Mryasov O.N., Nowak U., Guslienko K.Y., Chantrell R.W.* // *Europhys. Lett.* **69**, N 5. 805 (2005).
- [84] *Rong C., Poudyal N., Liu X.B. et al.* // *Appl. Phys. Lett.* **101**, N 15 152401. (2012).
- [85] *Прабхакара К.Х., Шапаева Т.Б., Давыдова М.Д. и др.* // *Вестник МГУ.* **76**, № 6. 33 (2021).
- [86] *Ostler T. A., Barker J., Evans R. F. et al.* // *Nature Communications.* **3**. 666 (2012).
- [87] *Morris T.M., Zimmer G.J., Humphrey F.B.* // *J. of Appl. Phys.* **47**. 721 (1976).
- [88] *Звездин А.К., Попков А.Ф., Ярема И.П.* // ЖЭТФ. **98**. 1070 (1990).
- [89] *Stanciu C. D., Hansteen F., Kimel A. V et al.* // *Phys. Rev. Lett.* **99**. 047601 (2007).
- [90] *Zvezdin A.K., Gareeva Z.V., Zvezdin K.A.* // *JMMM.* **509**. 166876 (2020).
- [91] *Hopkins E., Ding M., Poon J.* // *J. of Appl. Phys.* **111**. 10353 (2012).
- [92] *Khorsand A.R., Savoini M., Kirilyuk A. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* **108**. 127205 (2012).
- [93] *Фарзтдинов М.М., Шамсутдинов М.А., Халфина А.А.* // ФТТ. **21**, № 5. 1522 (1979).
- [94] *Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., Филатов В.Н.* // Письма в ЖЭТФ. **65**, № 10. 760 (1997).
- [95] *Chetkin M.V., Kurbatova Yu.N., Shapaeva T.B., Boshegovsky O.A.* // *Phys. Lett. A.* **337**. 235 (2005).
- [96] *Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., Шапаева Т.Б., Борщеговский О.А.* // ЖЭТФ. **130**, № 1(7). 181 (2006).
- [97] *Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., Шапаева Т.Б., Борщеговский О.А.* // Письма ЖЭТФ **79**, № 9. 527 (2004).
- [98] *Екомасов Е.Г., Шабалин М.А.* // ФТТ. **43**, N 7. 1211 (2001).
- [99] *Звездин А.К., Звездин К.А.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. № 8. 22 (2010).
- [100] *Звездин А.К., Звездин К.А.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. № 8. 33 (2010).
- [101] *Chetkin M.V., Kurbatova Yu.N., Shapaeva T.B.* // *JMMM.* **258-259**. 15 (2003).
- [102] *Chetkin M.V., Kurbatova Yu.N., Shapaeva T.B.* // *JMMM.* **324**. 3576 (2012).
- [103] *Шапаева Т.Б., Худайгулова Э.Ф.* // Ученые записки физического факультета Московского университета. № 6. 2260501. (2022).
- [104] *Chetkin M.V., Kurbatova Yu.N., Akhutkina A.I.* // *J. of Appl. Phys.* **79**, N 8 6132. (1996).
- [105] *Chetkin M.V., Kurbatova Yu.N., Shapaeva T.B.* // *Solid State Phenomena.* **233-234**. 43 (2015).
- [106] *Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., Шапаева Т.Б., Борщеговский О.А.* // Письма в ЖЭТФ. 85, № 4. 232 (2007).
- [107] *Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., Ахуткина А.И., Шапаева Т.Б.* // ЖЭТФ. **115**, № 6. 2160 (1999).
- [108] *Андреев А.Ф., Марченко В.И.* // УФН. **130**, № 1. 39 (1980).
- [109] *Мелихов Ю.В., Переход О.А.* // ФТТ. **26**, № 3. 92 (1984).
- [110] *Звездин А.К.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. N 6. 28 (1999).
- [111] *Фарзтдинов М.М., Шамсутдинов М.А., Екомасов Е.Г.* // ФТТ. **30**. 1866 (1988).
- [112] *Voronov A.A., Ignatyeva D.O., Zvezdin A.K. et al.* // *Phys. Rev. Appl.* **16**. L051001 (2021).
- [113] *Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.А.* // Письма в ЖЭТФ. **35**, № 1. 22 (1982).
- [114] *Hansteen F., Kimel A., Kirilyuk A., Rasing T.* // *Phys. Rev. B.* **73**. 014421 (2006).
- [115] *Koortmans B., Van Kampen M., Kohlhepp J., De Jonge W.* // *Phys. Rev. Lett.* **85**, N 4. 844 (2000).
- [116] *Carva K., Battiato M., Oppeneer M.* // *Nature Physics.* **7**, N 9. 665 (2011).
- [117] *Bigot J.-Y., Guidoni L., Beaurepaire E., Saeta N.* // *Phys. Rev. Lett.* **93**, N 7. 07740 (2004).
- [118] *Wilson R.B., Yang Y., Gorchon J. et al.* // *Phys. Rev. B.* **96**, N 4. 045105 (2017).
- [119] *Melnikov A., Razdolski I., Wehling T.O. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* **107**, N 7. 076601 (2011).



## Investigation of Domain Wall Dynamics in Transparent Ferromagnets Using High-Speed Photography

**Т.В. Шапаева**

<sup>1</sup>*Department of magnetism, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University  
Moscow 119991, Russia  
E-mail: [shapaeva@mail.ru](mailto:shapaeva@mail.ru)*

The work is devoted to the investigation of the dynamics of domain walls and magnetic vortices arising within the domain walls of transparent ferromagnets. Initially, a review of methods for studying magnetization reversal dynamics is provided. Among the variety of these methods, high-speed photography based on the Faraday effect was selected for a more detailed consideration, since it allows for observing dynamic domain structures and determining the domain wall velocity with high accuracy. To optimize the use of the selected method, the study describes experimental investigations of magnetization reversal dynamics in materials with a high magneto-optical quality factor: Bi-containing ferrite-garnet films, GdFeCo, and yttrium orthoferrite. The choice of these materials is due to the fact that they exhibit high velocities of domain walls and magnetic vortices arising in them, reaching up to 1.2 km/s in GdFeCo, approximately 10 km/s in garnet ferrites, and up to 20 km/s in yttrium orthoferrite. Additionally, ferrite garnets exhibit a periodic labyrinthine domain structure, enabling the use of magneto-optical diffraction to study the domain wall dynamics with high spatial resolution.

PACS: 75.40.Gb, 75.50.Bb, 75.78.-n, 78.20.Ls, 75.60.Ch.

*Keywords:* transparent ferromagnets, domain wall dynamics, high-speed photography, pump-probe method, Faraday effect, magneto-optical diffraction.

*Received 27 August 2024.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2024. **79**, No. 6. Pp. .

### Сведения об авторе

Шапаева Татьяна Борисовна — канд. физ.-мат. наук, доцент, тел.: (495) 939-18-47, e-mail: [shapaeva@mail.ru](mailto:shapaeva@mail.ru).