

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В. ЛОМОНОСОВА»  
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ  
КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИМПУЛЬСА НАКАЧКИ НА ДИНАМИКУ  
ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В ПЛЕНКЕ ФЕРРИТА-ГРАНАТА»**

Выполнил:

Студент 2 курса, 219м группы  
Богомолов Андрей Владимирович

\_\_\_\_\_

подпись студента

Научный руководитель:

к.ф.м.н., с.н.с. Шапаева Татьяна Борисовна

\_\_\_\_\_

подпись научного руководителя

Допущен к защите \_\_\_\_\_

Зав. кафедрой магнетизма

проф. Перов Н.С. \_\_\_\_\_

подпись зав. кафедрой

Москва

2020

## Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА I. МАГНИТНАЯ ЗАПИСЬ ИНФОРМАЦИИ. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ. ....	7
1.1. Физические основы современной магнитной записи информации. ....	11
1.2. Оптическое перемагничивание в металлах и диэлектриках.....	13
ГЛАВА II. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ.....	17
2.1. Материалы.....	17
2.2. Методы .....	17
2.2.1. Метод двукратной высокоскоростной фотографии.....	18
2.2.2. Метод накачки-зондирования .....	19
2.2.3. Объединение метода двукратной фотографии и метода накачка-зондирование.....	24
2.3. Динамика ДГ.....	25
2.3.1. Динамика тонкой структуры ДГ в модели одноосного ферромагнетика. ....	30
ГЛАВА III. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ. ....	34
3.1. Методика эксперимента.....	34
3.2 Динамика доменной границы пленки феррита-граната в присутствии плоскостного поля. ....	37
3.3. Динамика доменной границы пленки феррита-граната при однородном нагревании.....	41
3.4. Исследование влияния импульса накачки на динамическую доменную границу. ....	43
3.4.1. Геометрия pump-probe1-probe2.....	44

3.4.2. Геометрия probe1-pump-probe2.....	46
3.5. Обсуждение результатов.....	49
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ .....	60
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	61
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	62
ПРИЛОЖЕНИЕ .....	67

## ВВЕДЕНИЕ

Разработка новых устройств спинтроники с постоянно улучшаемыми функциональными возможностями привела к интенсивному поиску различных механизмов управления доменными границами (ДГ) в магнетиках с помощью других средств, кроме магнитных полей. Ранее уже сообщалось о различных способах, позволяющих управлять движением ДГ с помощью электрического поля [1, 2] и спин-поляризованного электрического тока [3–5]. Хорошо известно, что ДГ можно эффективно управлять с помощью света, и этот процесс играет ключевую роль в обнаруженном недавно полностью оптическом перемагничивании в ферромагнитных металлах, результат которого зависит от поляризации импульса накачки, [6–8]. Движение доменных границ, запускаемое ультракороткими лазерными импульсами, также рассматривается в качестве одного из перспективных методов управления магнитным порядком, реализация которого может быть использована для сверхбыстрой и высокоэффективной передачи и хранения данных [9, 10]. Таким образом, понимание физики движения доменной границы, вызванного лазером, может быть ключом к открытию новых технологий для записи и обработки информации.

Несмотря на интенсивные исследования механизмов, позволяющих перемещать доменные границы с помощью оптических импульсов [7, 8, 11, 12], эксперименты по динамике ДГ, индуцированной светом, весьма немногочисленны и оставляют много открытых вопросов [13, 14]. Например, может ли оптическое возбуждение не только вызывать движение покоящейся доменной границы, но и влиять на скорость движущейся границы. Эта задача ранее еще не была исследована. Указанный недостаток часто приводит к неоднозначности в определении фактической скорости движения доменной границы при оптическом управлении намагниченностью [8].

**Цель настоящей работы:** исследование влияния импульса накачки на динамику доменной границы в пленке феррита-граната. Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

Получить пространственное распределение магнитного поля, создаваемого постоянными магнитами, которое стабилизирует начальное положение доменной границы.

С помощью метода двукратной фотографии исследовать динамику доменных границ в пленке феррита-граната при комнатной температуре в присутствии постоянного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости доменной границы.

С помощью метода двукратной фотографии исследовать динамику доменных границ в пленке феррита-граната при нагревании вблизи комнатной температуры.

Обработать и систематизировать экспериментальные результаты по влиянию импульса накачки с разной энергией и поляризацией на доменную границу феррита-граната, движущуюся с разными скоростями.

**Методы исследования.** В основном, исследование проведено экспериментальными методами, некоторые задачи решены при помощи численных методов.

### **Научная новизна.**

С помощью метода, объединяющего метод двукратной фотографии и метод накачки-зондирования, было обнаружено торможение динамической доменной границы в пленке феррита-граната после воздействия на нее мощного оптического импульса. Для объяснения полученных результатов была предложена модель, согласно которой уменьшение скорости движения доменной границы связано с изменением структуры динамической доменной границы под действием возбуждающего оптического импульса.

### **Результаты, выносимые на защиту:**

1. Обнаружено, что ультракороткие оптические импульсы независимо от поляризации замедляют динамическую доменную границу, что противоположно результату при обычном нагревании. При этом скорость ДГ может снижаться вплоть до 50%.
2. Показано, что эффект устойчиво наблюдается для широкого диапазона скоростей и энергии импульса накачки, что говорит о перспективах практического применения этого эффекта.
3. Для объяснения торможения границы под действием оптического импульса была предложена модель, в рамках которой к уменьшению скорости границы приводит изменение ее внутренней структуры.

#### **Достоверность результатов.**

Достоверность полученных в работе результатов обеспечена применением уникальных и высокочувствительных экспериментальных методик, а также проведением детального анализа согласия полученных результатов, с данными, существующими в современной научной литературе.

#### **Структура и объем работы.**

Диссертационная работа состоит из введения, трёх глав, вывода, заключения и списка использованных источников, включающего 63 наименования. Работа содержит 66 страниц печатного текста, включая 37 рисунков и одну таблицу, а также два приложения.

## ГЛАВА I. МАГНИТНАЯ ЗАПИСЬ ИНФОРМАЦИИ. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ.

В эпоху больших данных, искусственного интеллекта и Интернета вещей произошел взрывной рост скорости генерации и хранения данных. Как следствие, требуются более быстрые и более энергоэффективные методы записи. В 2018 году более 75% всей цифровой информации хранилось на магнитных носителях - миллиардах жестких дисков и магнитных лент, распространенных в устройствах для центров обработки данных и национальных архивов. [15]

Объем данных, которые необходимо долгосрочно хранить стремительно увеличивается. В 2018 году компания Seagate опубликовала анализ основных тенденций в исследовании International Data Corporation под названием «DATA AGE 2025», в котором прогнозируется, что объем создания данных во всем мире вырастет до огромных 163 зетабайт (ЗБ) к 2025 году. Это в десять раз больше объема данных, произведенных в 2017 году. [15] На рисунке 1 представлено прогнозируемое распределение мирового объема данных по регионам: в Китае (China); Европе (включая Россию), Ближнем Востоке и Африке (EMEA); Азиатско-Тихоокеанском регионе и Японии (APJxС); Соединенных Штатах (US) и остальном мире (ROW). [15]

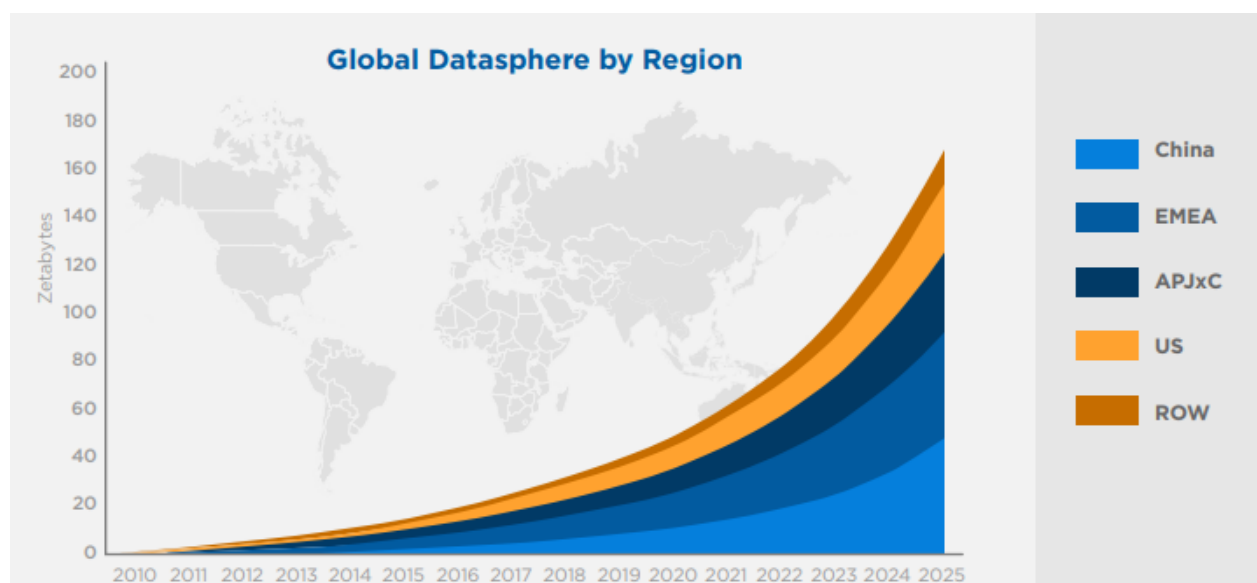


Рисунок 1. Прогноз объемов цифровых данных в мире до 2025 года, по мнению компании Seagate. [15]

Из всего объема созданной и хранимой информации к 2025 году около 59% будет записано на магнитные жесткие диски (HDD), 26% - на разного рода флэш-носителях, 15% - на магнитных лентах, и менее 1% - на оптических носителях [15]. Поэтому магнитные носители остаются более чем актуальными для, как минимум, долгосрочного хранения данных. На рисунке 2 представлено прогнозируемое распределение мирового объема данных по типам хранения: магнитные жесткие диски (HDD); твердотельные накопители (SSD); энергонезависимая флэш-память (NVM-NAND & Other); оптические диски (Optical) и магнитные ленты (Tape).

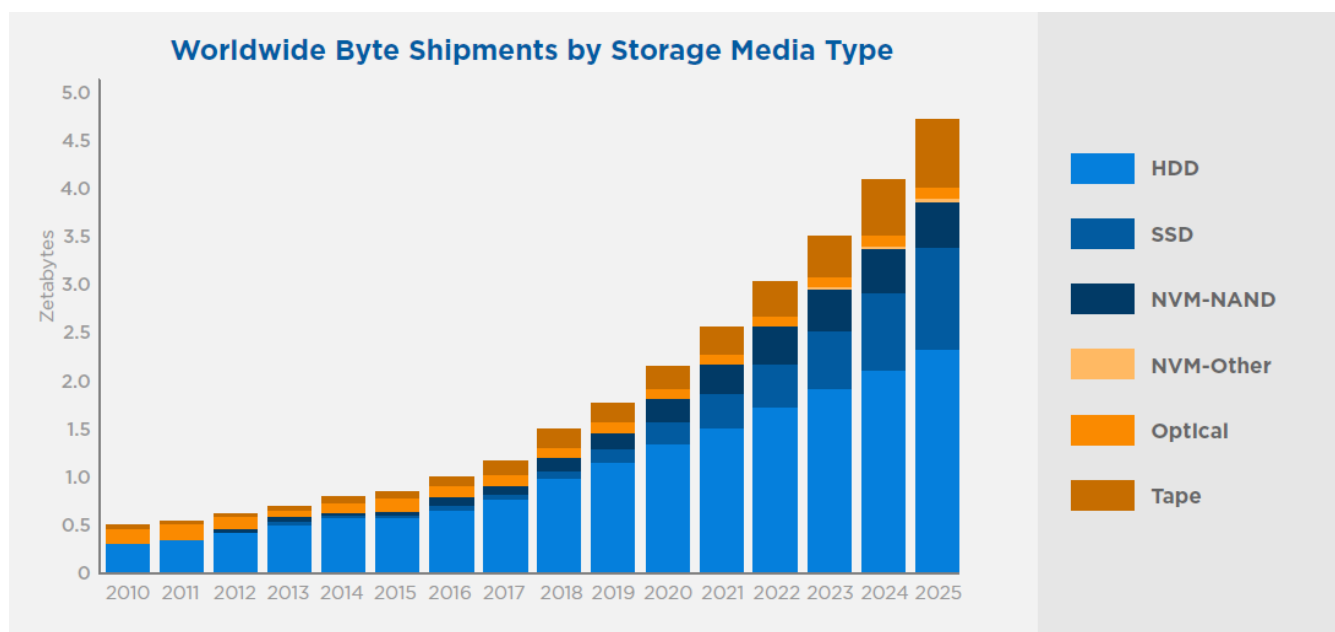


Рисунок 2. Прогноз распределения объемов цифровых данных в мире до 2025 года по типам хранения, по мнению компании Seagate [15].

Все современные жесткие диски хранят данные в виде наноразмерных неоднородностей намагниченности или заряда. Общая емкость жесткого диска напрямую зависит от того, насколько маленькой может быть область, представляющая 1 бит информации. Меньшие размеры битов соответствуют более высокой плотности записи и большей емкости жесткого диска. На протяжении всей истории хранения электронной информации прогресс стимулировался все увеличивающимися требованиями к объему, быстродействию и минимизации энергии для записи одного бита. Таким образом, начиная с 2005



года, концепция продольной магнитной записи (LMR) была заменена перпендикулярной магнитной записью (PMR), ось легкой намагниченности которой перпендикулярна плоскости диска. Это позволило увеличить плотность записи более чем в 10 раз [16]. Внедрение технологии PMR позволило Seagate, одной из крупнейших компаний-производителей жестких дисков, продемонстрировать плотность записи в 1.058 Тбит на квадратный дюйм в 2018 году. Сегодня подавляющее большинство жестких дисков основаны на технологии PMR, которая достаточна для современных приложений с точки зрения плотности записи и производительности. Однако дальнейшее увеличение плотности записи HDD с PMR является сложной задачей, поскольку уменьшение количества зерен на бит приводит к случайным изменениям значения битов из-за влияния соседних битов. С другой стороны, уменьшение зерен приводит к «суперпарамагнитному пределу». Чтобы решить эту проблему, было предложено и реализовано несколько методов для увеличения общей емкости жесткого диска.

Один из них – это метод термомагнитной записи (Heat-Assisted Magnetic Recording, HAMR). В технологии HAMR лазерный луч нагревает часть среды (диаметром менее 50 нм), снижая ее коэрцитивность в момент записи. Это уменьшает размер бита и увеличивает плотность записи на жестком диске. В этой технологии используют новый и более стабильный носитель. Эта среда имеет более высокую коэрцитивность при комнатной температуре, и биты гораздо менее восприимчивы к суперпарамагнитному воздействию, вызванному соседними битами.

Второй метод – это микроволновая магнитная запись (Microwave-Assisted Magnetic Recording, MAMR), суть которой состоит в следующем. Магнитная головка оснащена генератором спинового момента, который излучает микроволны. В результате возникает эффект резонанса, усиливающий магнитное поле головки, необходимое для записи. Высокая напряженность магнитного поля позволяет головке намагничивать более короткие отрезки. Температура пластины

при этом не превышает комнатную — она не подвергается термическому воздействию.

Еще один метод — это магнитная запись в среде с битовой структурой (Bit Patterned Magnetic Recording, BPMP), история которой начинается в 2010 году с релиза компании Toshiba [4]. В этом методе случайные зерна традиционных сред заменяются литографически структурированными магнитными островками, которые значительно больше и, следовательно, более термически устойчивы, чем обычные зерна сред. На носителях BPMP каждый остров хранит 1 бит информации.

Отдельно стоит отметить технологию магнеторезистивной оперативной памяти (MRAM), так как она принципиально отличается от указанных выше. Отличие MRAM от других типов памяти состоит в том, что в ячейке хранится не электрический заряд или магнитный момент, уровень которого и определяет значение бита данных, а изменяется электрическое сопротивление самой ячейки. Особенность данной технологии заключается в способе изменения этого сопротивления. В отличие от, например, памяти с изменением фазового состояния вещества, для этого применяются магнитные элементы памяти, использующие эффект магнитного туннельного перехода (MTJ – Magnetic Tunnel Junction).

Одним из перспективных направлений магнитной записи информации является трековая память [17]. Для реализации этого вида памяти используют массив магнитных нанопроводов, расположенных горизонтально или вертикально на кремниевом чипе. Биты данных содержатся в доменных границах каждой нанопроволоки. Этот тип памяти является примером движения к трехмерным микроэлектронным устройствам. Очевидно, что в этом случае быстродействие реального устройства непосредственно определяется скоростью движения доменной границы (ДГ) [18].

Таким образом, быстрдействие устройств магнитной записи информации напрямую зависит от скорости перемагничивания, что доказывает актуальность исследований, представленных в настоящей работе.

### **1.1. Физические основы современной магнитной записи информации.**

Запись информации на магнитный носитель информации осуществляется путем локального переключения намагниченности. Два различных состояния магнитного бита имеют равные энтропии и энергии в соответствии с равновесной термодинамикой, и в результате переключение между этими состояниями может быть реализовано с нулевым выделением тепла. Однако переключение должно быть обратимым процессом, который занимает бесконечно много времени [19]. Следовательно, в рамках правил термодинамики сверхбыстрое магнитное переключение с наименьшими потерями кажется невозможным. Нахождение нетермодинамических способов управления магнитным состоянием сред с наименьшим возможным выделением тепла и за наименее короткое время является одной из главных задач для фундаментального и прикладного магнетизма.

В настоящее время предполагаемая парадигма технологии жестких дисков следующего поколения основана на термомагнитной записи.

Воздействие лазерным импульсом – самое короткое из доступных современной экспериментальной физике конденсированного состояния. Импульс взаимодействует с магнитной средой намного быстрее фундаментальных взаимодействий между электронами, решетками и спинами. В результате импульс приводит среду в неравновесное состояние и делает возможным сверхбыстрое перемагничивание (рис. 3). С технологической точки зрения, исследование сверхбыстрой магнитной динамики с оптическим возбуждением может привести к созданию магнитной оперативной памяти без использования внешнего магнитного поля или переноса спинового момента импульса (Spin-Transfer Torque MRAM STT-MRAM). Согласно дорожной карте развития магнетизма, принятой в

2017 году [20], использование технологии сверхбыстрого оптического перемагничивания в спинтронных устройствах может стать конкурентоспособным и энергоэффективным решением для разработки MRAM.

Рассматривая основные взаимодействия в магнетизме, можно определить характерные времена этих взаимодействий:

$$T = \frac{h}{E}, \quad (1.1)$$

Здесь  $E$  и  $T$  – характерные энергия и время взаимодействия,  $h=6,6 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка. Обменное взаимодействие – основной вид взаимодействий магнетизме отвечает за магнитный порядок, который разрушается при нагревании. Температура Кюри порядка 1000 К соответствует энергии  $E=100$  мэВ и характерному времени  $T \approx 40$  фс. Энергия анизотропии, определяющая характер доменной структуры и особенности движения доменных границ, имеет величину 0.1–0.01 мэВ и характерное время 40 – 400 пс.

На рисунке 3 представлено сравнение классического и сверхбыстрого сценариев перемагничивания. В классическом сценарии время  $\tau$ , необходимое для перемагничивания, определяется полупериодом спиновой прецессии и, таким образом, может быть оценено по энергии магнитной анизотропии  $E_{ani}$ . В сверхбыстром сценарии лазерный импульс приводит среду в неравновесное состояние с нулевой суммарной намагниченностью. Энергия обменного взаимодействия  $E_{exchange}$  определяет скорость релаксации к состоянию с новым направлением намагниченности. Поскольку энергия обменного взаимодействия намного больше энергии магнитной анизотропии,  $E_{ani} \ll E_{exchange}$ , следовательно, можно ожидать перемагничивания быстрее, чем за 1 пс [21]

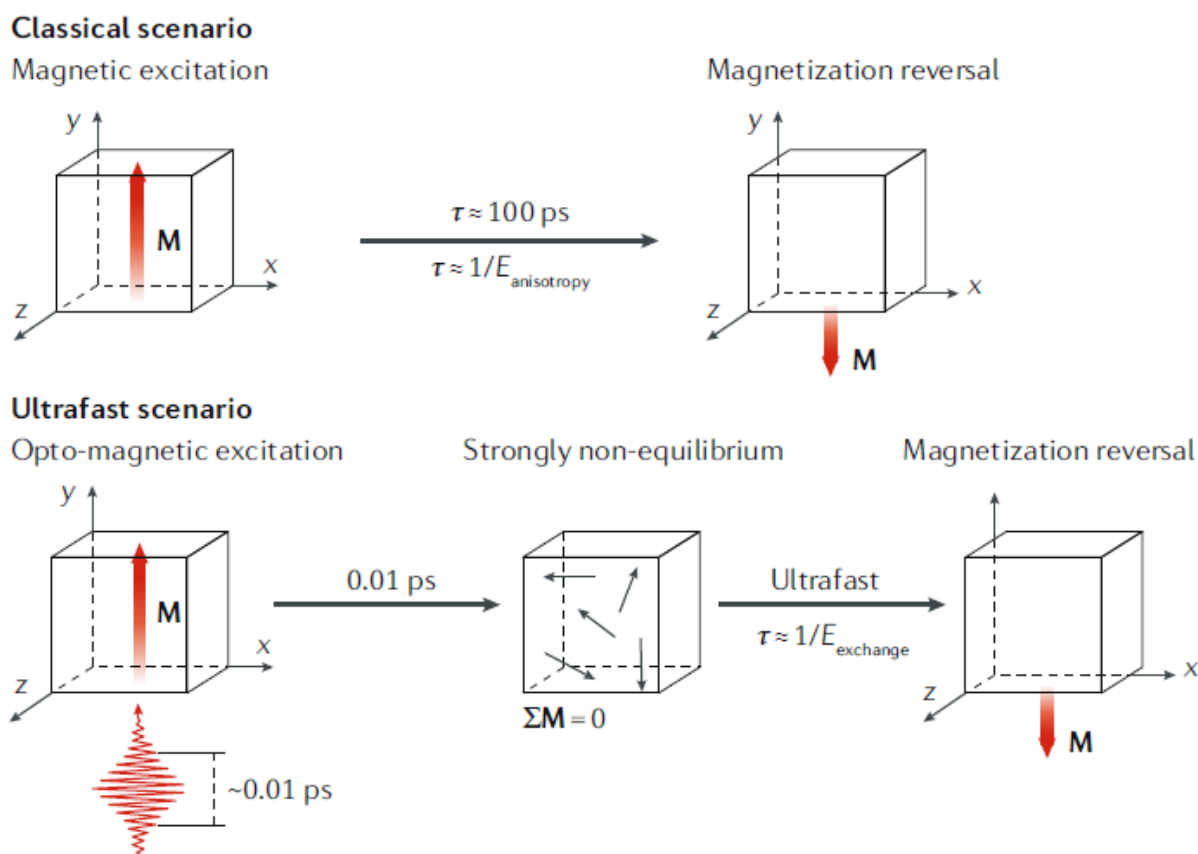


Рисунок 3. Сравнение классического и сверхбыстрого сценариев перемагничивания. [21]

Длительность лазерного импульса, возбуждающего оптическую систему, обычно составляет несколько десятков фемтосекунд. Это время сравнимо с временем, характерным для обменного взаимодействия. За столь короткое время тепловое равновесие не успевает установиться, поэтому для описания процессов, возникающих после оптического возбуждения магнитной системы, термодинамика неприменима. Следовательно, исследования динамики перемагничивания методом накачка-зондирование представляют интерес как с прикладной, так и с фундаментальной точки зрения. Возможность визуализации результатов этих исследований, позволяет в буквальном смысле заглянуть в мир сверхбыстрых процессов.

## 1.2. Оптическое перемагничивание в металлах и диэлектриках

Индукцированное лазером перемагничивание систематически изучали в большом классе металлических сплавов и многослойных структурах. В результате

были сформулированы и экспериментально проверены три правила создания магнитной среды, подходящей для оптического перемагничивания: во-первых, среда должна иметь как минимум две магнитные подрешетки (или два слоя), которые были бы антиферромагнитно связаны; во-вторых, намагниченности двух магнитных подрешеток (или слоев) должны иметь разные температурные зависимости, так чтобы существовала температура компенсации, при которой суммарная намагниченность среды приближается к нулю; и в-третьих, чтобы устранить вырождение между правой и левой циркулярно поляризованными световыми волнами в среде, последняя должна демонстрировать перпендикулярную магнитную анизотропию [21].

Наличие двух магнитных подрешеток с разными температурными зависимостями намагниченности и перпендикулярная анизотропия делают пленки феррита-граната привлекательными объектами для экспериментов по оптическому перемагничиванию. Ферриты-гранаты – магнитные диэлектрики, обладающие незначительным поглощением в ближнем ИК и видимом спектральных диапазонах и, как следствие, меньшими тепловыми потерями. Именно в этом спектральном диапазоне работают наиболее распространенные коммерческие фемтосекундные лазеры, что позволяет использовать их в экспериментах по сверхбыстрому оптическому перемагничиванию.

В первых работах по исследованию сверхбыстрой динамики намагниченности, в этих материалах было продемонстрировано возбуждение спиновой прецессии, анализ параметров которой привел к экспериментальной демонстрации перемагничивания [22]. Более того, в настоящее время сформулированы «правила», на основе которых реализовано обратимое переключение магнитного порядка в феррите-гранате, легированном ионами кобальта [23], без приложения внешнего поля.

В работе [24] было продемонстрировано использование мощного оптического импульса для облегчения перемагничивания внешним магнитным

полем благодаря локальному изменению поля магнитокристаллической анизотропии. На рис.4а показана статическая температурная зависимость поля перпендикулярной магнитокристаллической анизотропии  $H_{ani}$  и намагниченности  $M$ , характерные для висмут-замещенного иттриевого феррита-граната. В основном магнитном состоянии намагниченность  $M$  ориентирована параллельно эффективному магнитному полю, которое определяется комбинацией  $H_{ani}$  и плоскостного магнитного поля  $H_B$  (рис. 4b). Под действием импульса накачки происходит локальный нагрев. Поле анизотропии временно уменьшается до  $H'_{ani}$ , что вызывает прецессию намагниченности с большой амплитудой вокруг нового направления эффективного магнитного поля, в котором доминирует  $H_B$  (рис. 4c). После достаточного рассеивания тепла и прецессии большой амплитуды магнитокристаллическая анизотропия возвращается к своему первоначальному значению, но в результате происходит локальное перемагничивание (рис. 4d).

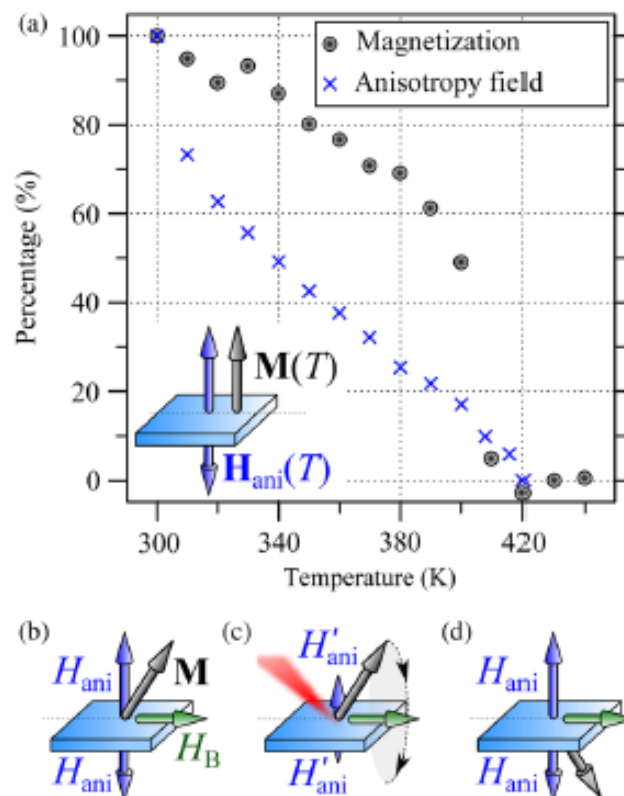


Рисунок 4. (а) Статическая температурная зависимость поля перпендикулярной магнитокристаллической анизотропии  $H_{ani}$  и намагниченности  $M$ , характерные для висмут-замещенного иттриевого феррита-граната. (b-d) Сценарий переключения намагниченности под действием импульса накачки [24].

Данный процесс оказывается возможным в результате существования заметного различия между производными по температуре намагниченности и анизотропии, как показано на рис. 4 (а). При повышении температуры образца с 300 до 330 К намагниченность уменьшается на  $\sim 10\%$ , тогда как поле анизотропии падает на  $\sim 45\%$ . Если результирующий вращающий момент окажется достаточным, это частичное уменьшение анизотропии позволяет переключить намагниченность [25].

Исследование влияния мощного оптического импульса на однородно намагниченные области феррита-граната стимулировало новые эксперименты, цель которых изучить влияние импульса накачки на динамическую доменную границу в этих материалах.



## ГЛАВА II. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ.

### 2.1. Материалы.

В экспериментах были использованы пленки Bi-содержащего феррита-граната, выращенные на подложке из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111).

Эпитаксиальные монокристаллические пленки феррита граната обладают уникальной возможностью изменения химического состава. Наличие трех катионных междуузлий с разными размерами позволяет вводить в состав этих пленок большинство известных химических элементов. Это предопределяет многообразие их физических свойств. Благодаря наличию наведенной в процессе роста анизотропии, а также трех связанных ферромагнитным взаимодействием магнитных подрешеток, появляется возможность изменять магнитные параметры пленок в широких пределах [26, 27, 28]. Прозрачность и высокое удельное фарадеевское вращение в видимой области спектра делает эти материалы очень удобными для магнитооптических исследований и демонстраций. Легирование ферритов-гранатов висмутом сильно увеличивает их магнитооптическую активность, при этом увеличение содержания висмута в эпитаксиальной пленке обычно сопровождается ростом поглощения в видимой области спектра. Исследуемый образец имел максимум добротности на длине волны 800 нм и высокое поглощение на длинах волн  $<445$  нм [26, 27].

Возможность наблюдения динамики ДГ в ферритах-гранатах со скоростями вплоть до скорости звука [29], позволяет исследовать движение доменной границы и ее тонкой структуры методом двукратной фотографии с оптической задержкой между световыми импульсами.

### 2.2. Методы

Эксперименты, представленные в этой работе, проводили с помощью метода двукратной высокоскоростной фотографии и с помощью метода, объединяющего этот метод и метод накачка-зондирование.

### **2.2.1. Метод двукратной высокоскоростной фотографии**

Метод двукратной фотографии, основанный на эффекте Фарадея – уникальный метод исследования динамики доменных границ в прозрачных ферромагнетиках. Динамическую доменную границу освещают двумя световыми импульсами. Изменение задержки между световыми импульсами и импульсом продвигающего магнитного поля позволяет получать фотографии динамической доменной границы в разные моменты ее движения [30]. Единственную доменную границу в образце создают с помощью градиентного магнитного поля. Это дает возможность строго фиксировать начальное положение доменной границы, обеспечивает повторяемость экспериментов и надежность получаемых результатов. Длительность одного импульса света может составлять от десятков фемтосекунд до сотен пикосекунд [29, 30]. Величина задержки между световыми импульсами может лежать в наносекундном диапазоне [29], а может составлять несколько микросекунд [30]. В первом случае задержку создают с помощью оптических методов, а во втором с помощью электронной линии задержки, состоящей из системы генераторов. Величина задержки зависит от характерной скорости исследуемого явления. Таким образом, короткая экспозиция и управляемое время задержки позволяют изучать сверхбыстрые механизмы взаимодействия в динамике. Поляризацию первого и второго луча подбирают таким образом, чтобы изображения ДГ, создаваемые первым и вторым лучом, имели обратный контраст (рис. 5). При наложении этих изображений можно определить скорость движения ДГ, используя программы обработки изображений (Приложение 1) [61].

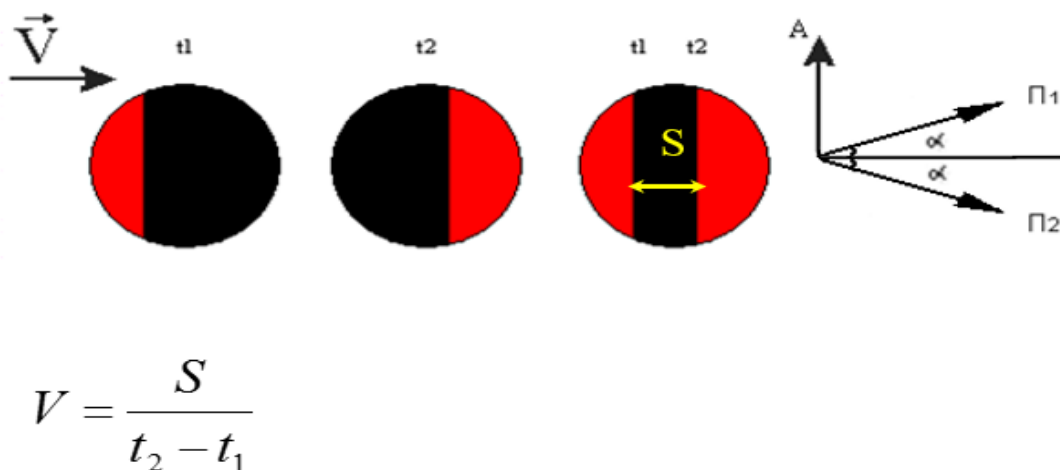


Рисунок 5. Измерение скорости движения доменной границы с помощью метода двукратной высокоскоростной фотографии.

### 2.2.2. Метод накачки-зондирования

Общая идея всех экспериментов, выполненных по этой методике, включает в себя запуск динамики намагниченности мощным, коротким оптическим импульсом – это импульс накачки. [31,32] Динамику намагниченности, вызванную импульсом накачки, контролируют с помощью другого оптического импульса, задержанного по времени относительно импульса накачки – это импульс зондирования. (рис.6) Интенсивность импульса зондирования примерно в 10 раз меньше импульса накачки. Изменяя оптическую задержку между импульсами накачки и зондирования, можно фиксировать состояние намагниченности в разные моменты времени после возбуждения. Для регулировки оптической задержкой используют механическую систему, управляющую подвижными зеркалами. Изменение задержки между импульсами накачки и зондирования на 1 пс соответствует смещению зеркала на 0,3 мм. Во всех описанных ниже экспериментах контроль намагниченности проводили, используя магнитооптический эффект Фарадея [32, 33, 34]. В качестве регистрирующей системы в наших экспериментах была использована CCD камера.

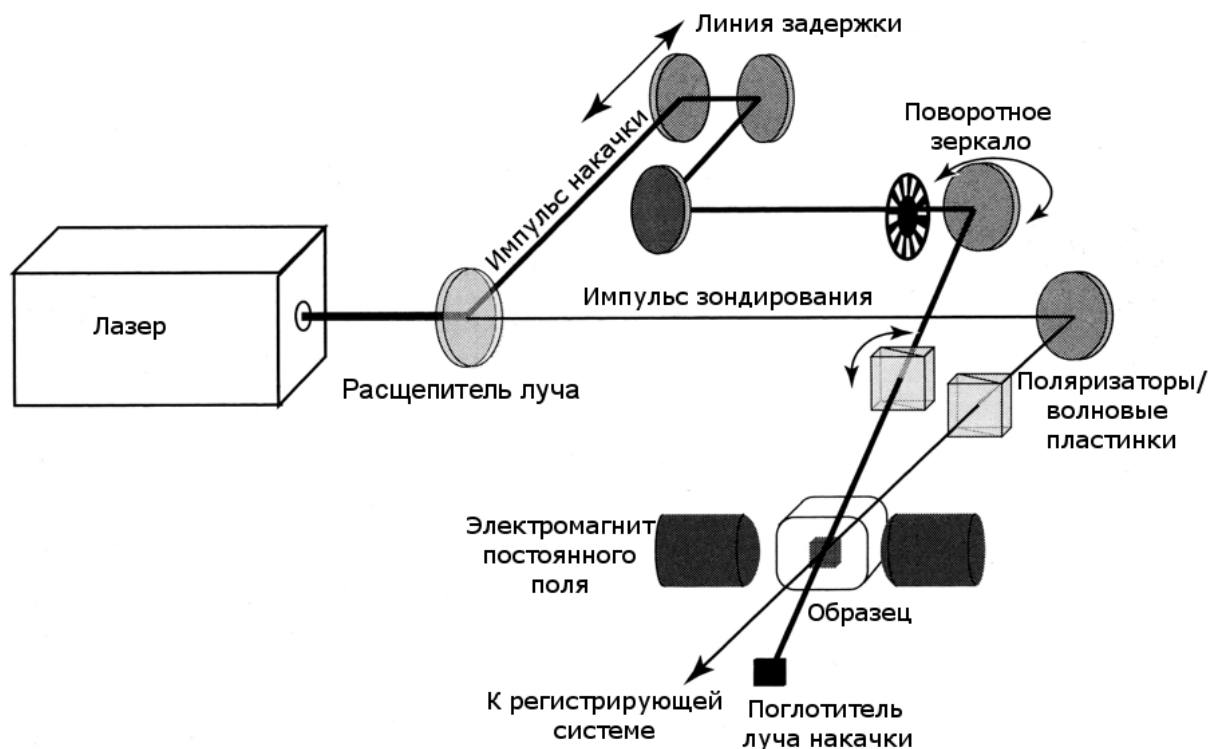


Рисунок 6. Метод накачки-зондирования на основе эффекта Фарадея. Схема установки. [31, 32]

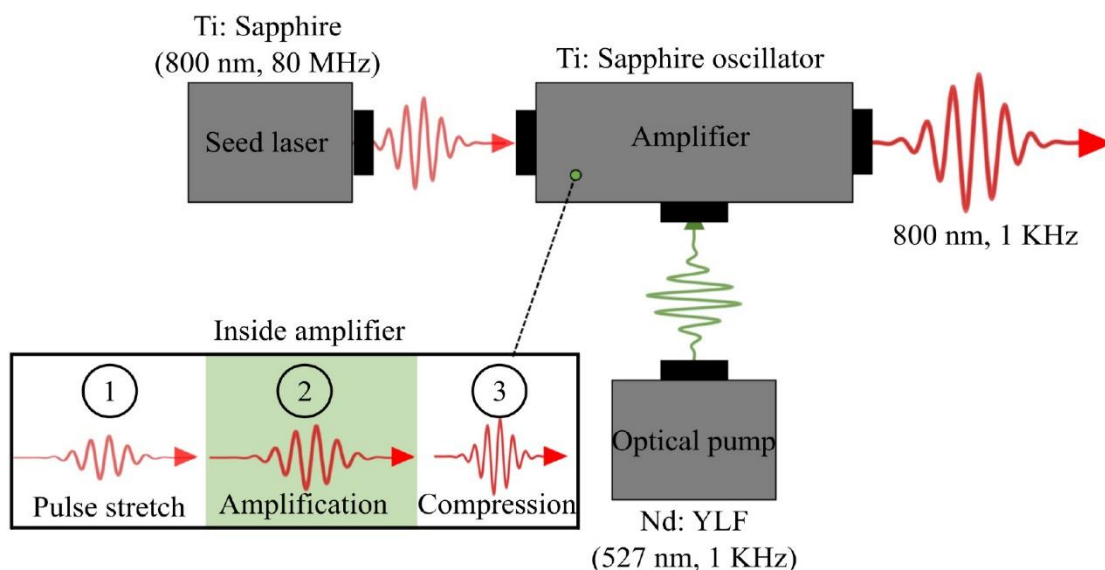


Рисунок 7. Блок-схема сверхбыстрой лазерной системы с усилением. [35]

Основа установки в методе накачка-зондирование – фемтосекундная лазерная система, которая генерирует оптические импульсы, необходимые для экспериментов со сверхбыстрым временным разрешением. Для проведения экспериментов были использованы фемтосекундный лазер Spectra-Physics: Solstice Ace с параметрическим усилителем TOPAS Prime. Блок-схема такой

лазерной системы представлена на рисунке 7. Основные компоненты, которые входят в такой лазер, чтобы генерировать мощные короткие импульсы, содержат:

- первичный (seed) титан-сапфировый лазер (Ti:Sapphire), который генерирует импульсы длительностью 40 фс с частотой повторения 80 МГц, энергией порядка 10 нДж на импульс и выходной центральной длиной волны 800 нм. Эти импульсы переходят в усилитель.

- резонаторный усилитель (Amplifier), повышает мощность отдельных импульсов. Импульсы выбираются при помощи высокоскоростных оптических переключателей. После этого они растягиваются по времени и спектрально (происходит чирпирование импульса), и только затем переходят в активную среду, где происходит усиление. Это обеспечивает безопасность оптических компонентов, которые могут быть повреждены мощными импульсами. На следующем этапе лазер с непрерывным излучением (Nd:YLF) резонансно возбуждает титан-сапфировую активную среду внутри резонатора на длине волны 527 нм, создавая инверсию заселенностей. Уже растянутые импульсы вызывают вынужденное излучение усиленных импульсов – таким образом, реализуется параметрическое усиление. На последнем этапе происходит компрессия чирпированного импульса – перед выходом из усилителя ранее усиленные импульсы сжимаются по времени и спектрально. Выходящие импульсы имеют частоту повторения 1 кГц.

Усиленный сигнал, выходящий из системы, состоит из импульсов с длительностью 40 фс с энергией порядка 5 мДж на импульс.

Для получения изображений доменной структуры с разрешением по времени в экспериментах накачка-зондирование используют камеру, работа которой синхронизирована с работой оптической системы, при этом размер пятна зондирующего импульса регулируют таким образом, чтобы он был примерно в 10 раз больше, чем импульс накачки. Динамику намагниченности регистрируют в виде серии фотографий, в которой каждый снимок соответствует определенному

моменту времени, после действия возбуждающего импульса. На рисунке 8 (а) показана установка для магнитооптической визуализации на основе эффекта Фарадея. Образец, изображенный на рисунке, имеет двух доменную структуру. Намагниченность в доменах направлена перпендикулярно плоскости образца вверх и вниз соответственно. Зондирующий импульс с длиной волны 800 нм с помощью кристалла бета-бората бария (ВВО) используют для генерации импульса накачки с длиной волны 400 нм.

Детектирующая схема содержит запускающий генератор (DG), который синхронизирует работу оптической системы и CCD камеры. Как показано на рисунке 8 (а) – (б), генератор DG использует зондирующие импульсы в качестве запускающих сигналов для генерации импульсов запуска камеры, с другой частотой. Камера собирает свет в течение времени  $\Delta T$  каждый раз после получения запускающего импульса. Положение запускающего сигнала может иметь разную задержку  $d$  относительно зондирующих импульсов. Таким образом, регулируя величину  $d$  и размещая соответствующим образом окно экспонирования камеры вокруг зондирующего импульса, можно зафиксировать состояние системы после действия возбуждающего импульса. Любое событие за пределами экспозиции камеры не будет зафиксировано камерой. Минимальное время экспозиции камеры  $\Delta T$  порядка 1 мс, именно в соответствии с этим временем и подбирается частота работы системы в целом.

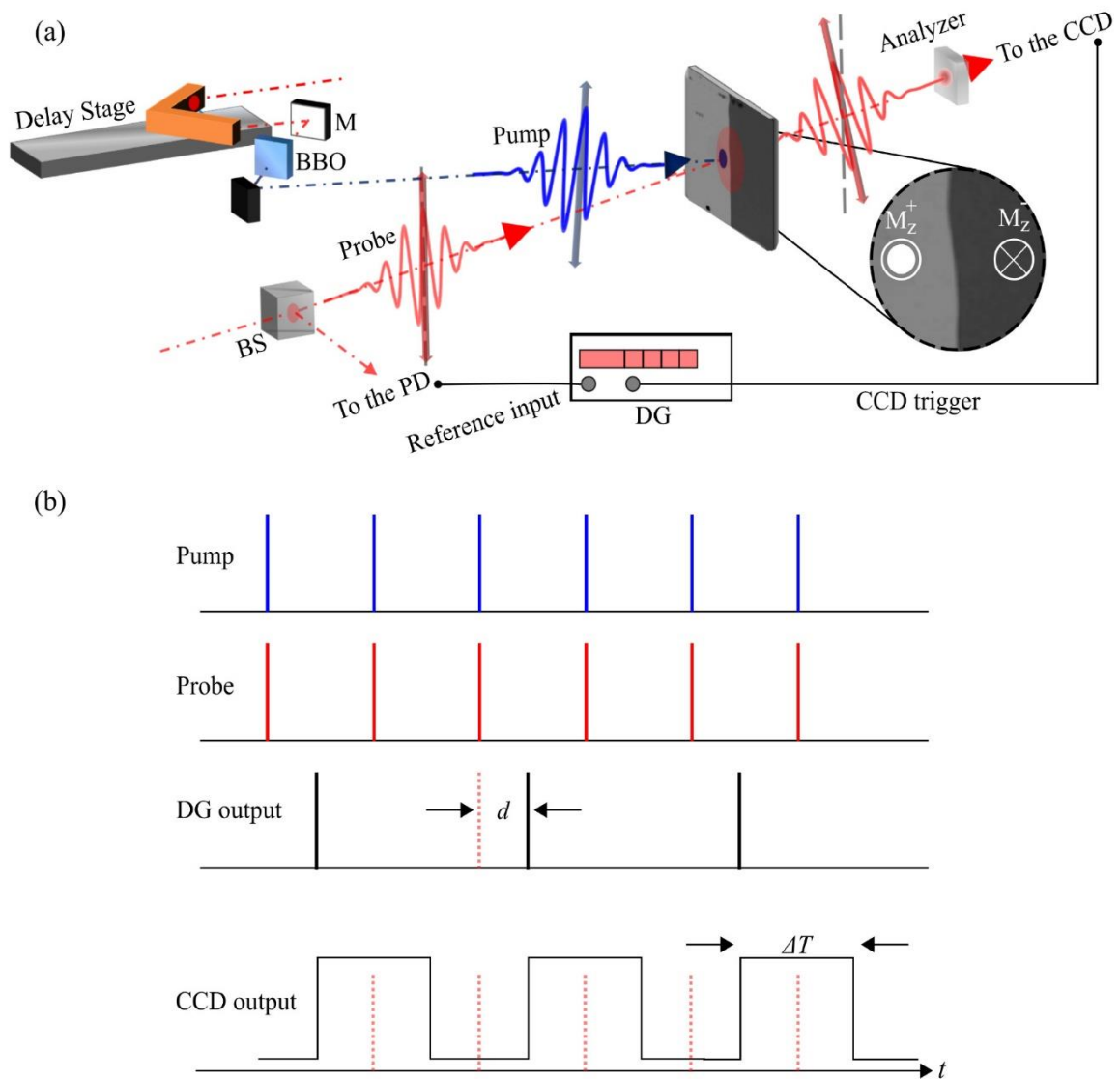


Рисунок 8. Установка для магнитооптической визуализации с временным разрешением на основе эффекта Фарадея и детектирующая схема. (а) Блок-схема установки. Импульс накачки является второй гармоникой с длиной волны 400 нм, генерируемой с помощью кристалла ВВО. Пунктирная окружность обозначает область, освещаемую зондирующим импульсом с длиной волны 800 нм. Двух доменная структура показана на вставке, здесь серым (черным) цветом показано направление намагниченности вверх (вниз)  $M_z^{+(-)}$  вдоль оси z. (б) Схема взаимного расположения импульсов для визуализации. Система синхронизации состоит из: запускающего генератора (DG), подключенного к фотоприемнику (PD). В определенный момент времени запускающий генератор подает сигнал на камеру (DG output), положение во времени этого сигнала относительно импульсов зондирования может изменяться,  $d$  – время задержки.  $\Delta T$  – время экспозиции камеры. Красная пунктирная линия показывает положение во времени зондирующего импульса. [35]

Метод накачки-зондирования является одним из самых эффективных способов изучения процессов перемагничивания поскольку длительность импульса накачки и минимальная задержка между импульсами накачки и

зондирования сравнимы с характерными временами основных взаимодействий в магнетизме (см. раздел 1.1). С точки зрения магнетизма оптические импульсы накачки могут привести к нагреванию материала, и быть причиной сверхбыстрого размагничивания или перемагничивания образца, посредством возбуждения прецессии намагниченности [25, 36]. При определенных условиях импульсы накачки могут вызвать фазовые переходы 2 рода. [32]

### 2.2.3. Объединение метода двукратной фотографии и метода накачка-зондирование.

Для того чтобы иметь возможность действовать на динамическую доменную границу оптическим импульсом и контролировать результат этого действия были объединены два метода исследования динамики перемагничивания: метод двукратной фотографии и метод накачки-зондирования. Свет от импульсного лазера был разделен на три луча, мощность одного из них (импульса накачки) была значительно больше мощностей двух других.

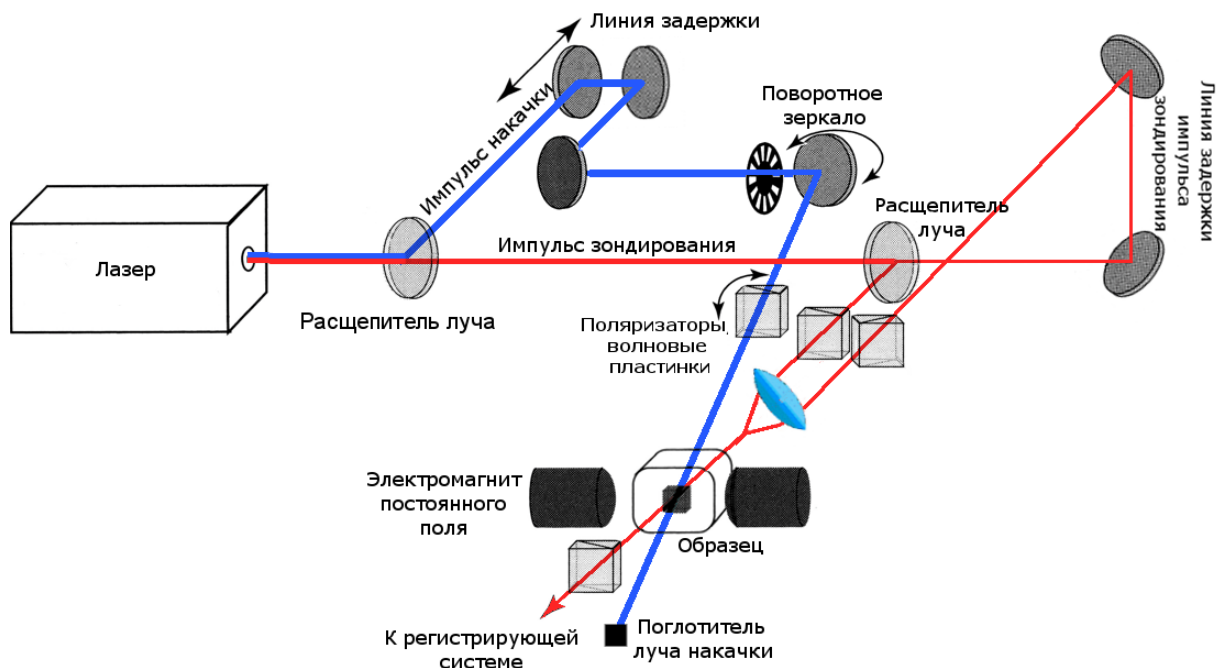


Рисунок 9. Схема установки для исследования динамики доменных границ с помощью метода, объединяющего методы двукратной фотографии и накачки-зондирования.



Динамическую доменную границу освещали последовательно импульсом накачки с длиной волны 400 нм, и двумя импульсами зондирования с длиной волны 800 нм (рис. 9). Длительность световых импульсов составляла 150 фс. Поскольку импульсы накачки и зондирования были сфокусированы в пятна диаметром около 30 мкм и 450 мкм соответственно, по одной двукратной фотографии можно определить скорость движения доменной границы после воздействия импульса накачки и без него. Задержка между двумя импульсами зондирования составляла 35 нс, задержку между первым импульсом зондирования и импульсом накачки можно было изменять от 0 до 3 нс. Величину мощности импульса накачки можно было изменять от 0 до 1.5 мВт. Геометрия эксперимента показана на рисунке 9. Таким образом, с помощью импульсов зондирования 1 и 2 был реализован метод двукратной высокоскоростной фотографии, а импульс накачки и второй импульс зондирования осуществляли методику двухцветной накачки-зондирования. Благодаря визуализации динамической доменной границы использованная методика позволяет наблюдать результат воздействия мощного короткого импульса накачки на ДГ в процессе движения.

### 2.3. Динамика ДГ.

Теоретический анализ динамики доменных границ представлен в работе [37]. Феноменологическое описание динамики намагниченности основано на уравнении Ландау–Лифшица, которое, с учетом затухания в виде релаксационного члена в форме Гильберта, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma [\vec{H}_{eff} \cdot \vec{M}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[ \vec{M} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right], \text{ где} \quad (2.1)$$

$\vec{M}$  – вектор намагниченности,

$M_0$  – намагниченность насыщения материала,

$\alpha$  – феноменологический параметр затухания,

$\gamma$  – гиромагнитное соотношение,

$\vec{H}_{eff} = \frac{\delta F}{\delta \vec{M}}$  - эффективное магнитное поле, состоящее из полей, связанных с

внешними, магнитостатическими, обменными полями и полями магнитокристаллической анизотропии. При этом  $F$  – суммарная плотность энергии ферромагнетика:  $F = F_0 + F_{аниз.} + F_{м.ст.} + F_H$ .

При исследовании структуры доменных стенок, а также их динамического поведения, удобно пользоваться уравнениями движения намагниченности в сферической системе координат. Поскольку в ферромагнетиках длина вектора  $\vec{M}$  остается постоянной, то конец этого вектора описывает в трехмерном пространстве сферическую поверхность. Ориентацию вектора  $\vec{M}$  в пространстве можно охарактеризовать только двумя переменными: азимутальным углом  $\varphi$ , отсчитываемым от оси  $x$  системы координат  $xuz$ , и полярным углом  $\theta$ , отсчитываемым от оси  $z$  (рис 10).

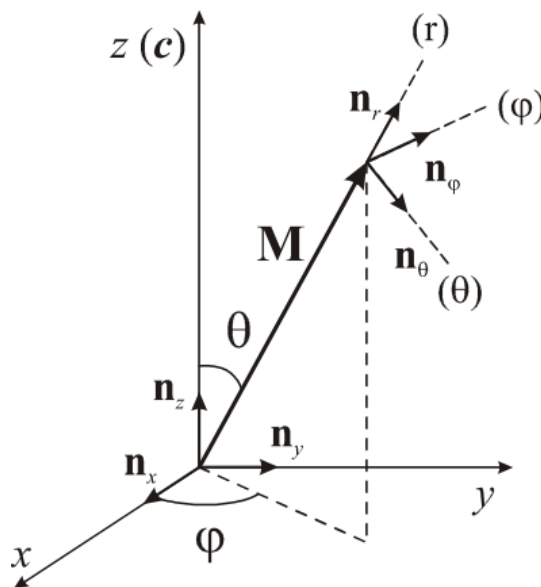


Рисунок 10. Система координат, которая используется для описания вектора  $M$  [37].

Рассмотрим магнитный кристалл с одной доменной границей, помещенный во внешнее магнитное поле  $\vec{H} = (0, 0, H)$  (рис. 11). В этом случае плотность энергии левой половины образца вдали от границы равна  $F_H = -M_0 \cdot H$ , а правой

$F_H = M_0 \cdot H$ . Энергетически выгодная левая фаза будет расти за счет уменьшения невыгодной правой фазы, то есть за счет движения ДГ.

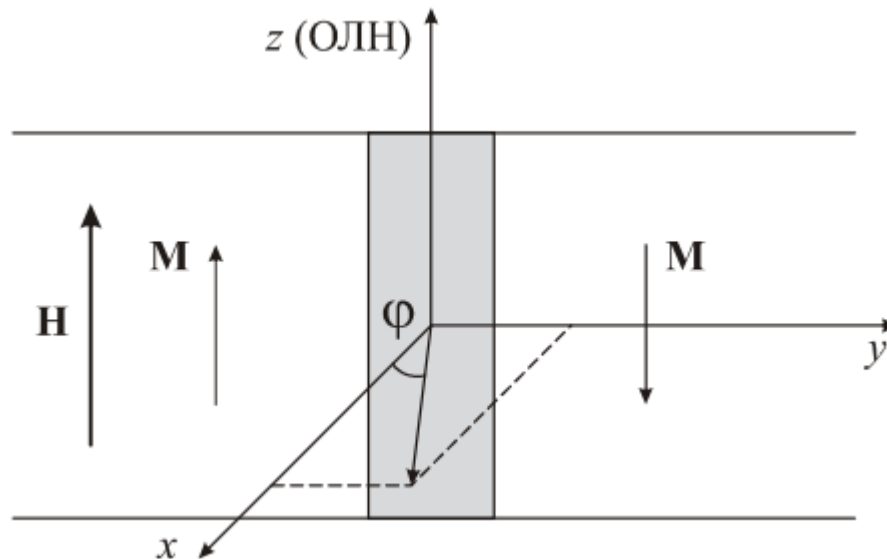


Рисунок 11. Доменная граница во внешнем магнитном поле [37].

Кристалл имеет одну ОЛН, направленную вдоль оси Z, а его размеры можно считать бесконечными. Пусть существует бесконечная блоховская ДГ, расположенная согласно рис. 11 в плоскости xz. Углы  $\theta$  и  $\varphi$  зависят только от координаты y (модель одномерного распределения намагниченности).

Тогда плотность энергии одноосного кристалла в угловых переменных имеет вид:

$$F = A \left[ \left( \frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 + \sin^2 \theta \left( \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 \right] + K \sin^2 \theta + 2\pi M_0 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi - M_0 H \cos \theta \quad (2.2)$$

Подставляя (2.2) в уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта, получаем уравнения для переменных  $\theta$  и  $\varphi$ , из которых находим явную зависимость скорости движения ДГ  $V$  от напряженности внешнего магнитного поля,

$$V = \frac{V_W H \sqrt{1 + \frac{1}{2Q}}}{H_W \sqrt{1 + \frac{1}{2Q} \left( 1 - \sqrt{1 - \left( \frac{H}{H_W} \right)^2} \right)}}, \text{ где} \quad (2.3)$$

$$V_w = \frac{2\pi\gamma M_0 \delta_0}{\sqrt{1 + \frac{1}{2Q}}}. \quad (2.4)$$

$H_w = 2\pi\alpha M_0$  – поле Уокера,  $Q = K / 2\pi M_0^2$  – фактор качества материала,

$\delta_0 = \sqrt{\frac{A}{K}}$  – характерная толщина ДГ. При  $Q \gg 1$  имеем:

$$V = \frac{V_w H}{H_w}, \quad (2.5)$$

$$V_w = 2\pi\gamma M_0 \delta_0 \quad (2.6)$$

После подстановки выражений для  $H_w$  и  $V_w$ , имеем:

$$V = \frac{\gamma \delta_0}{\alpha} H, \quad (2.7)$$

где  $\mu_D = \frac{\gamma \delta_0}{\alpha}$  – подвижность ДГ.

Линейный характер зависимости  $V(H)$  может быть получен из выражения (2.3) не только при условии  $Q \gg 1$ , но и при условии, что  $H \ll H_w$ .

Решение уравнений для  $\theta$  и  $\varphi$ , полученных на основе уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, показывает, что структура динамической ДГ отличается от статической [37]. Блоховская доменная граница движется так, что намагниченность  $M$ , лежащая в ее плоскости, выходит из плоскости ДГ. Причем угол отклонения растет с увеличением скорости движения ДГ.

Движение границы при  $H_{x,y} = 0$  можно представить следующим образом [38]: под действием поля  $H$ , направленного вдоль легкой оси  $z$ , магнитные моменты поворачиваются вокруг этой оси на угол  $\varphi$  и выходят из плоскости границы  $xz$ . Тогда появляются нормальная к границе компонента намагниченности  $M_y$  и соответствующее ей поле размагничивания  $H_d = 4\pi M_y$ , имеющее компоненту  $H_{\perp} = 2\pi M \sin \theta \sin 2\varphi$ , перпендикулярную магнитным моментам в границе и в доменах.

Согласно одномерной теории нелинейного движения ДГ [39] вид кривой  $V(H)$  зависит от безразмерного параметра затухания Гильберта и для безграничного одноосного ферромагнетика с  $\alpha < 1$  зависимость  $V(H)$  состоит из трех характерных участков (рис. 12). Первый (линейный) участок соответствует стационарному движению ДГ с линейной подвижностью  $\mu_D$ . После превышения уокеровского порога  $H_W$  начинается второй (нелинейный) участок с отрицательной дифференциальной подвижностью, соответствующий нестационарному осцилляторному движению ДГ с отличной от нуля средней скоростью. Нелинейный участок с ростом поля переходит в третий (линейный) участок зависимости  $V(H)$  с положительной дифференциальной подвижностью:  $\mu_0 = \frac{\alpha\delta_0}{1+\alpha^2}$ , соответствующий движению ДГ в режиме «свободной прецессии». В случае  $\alpha > 1$  нелинейный участок отсутствует.

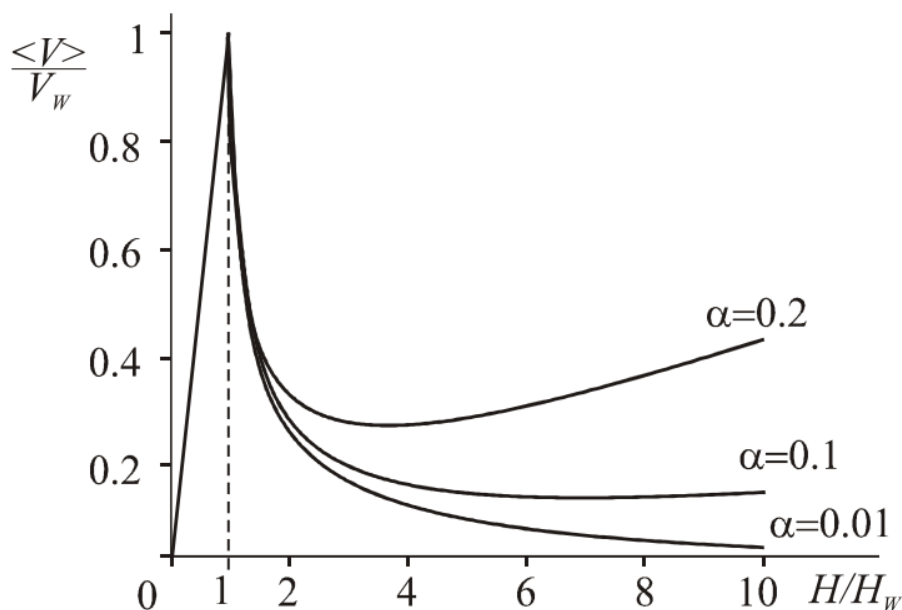


Рисунок 12. Зависимость скорости движения доменной границы от внешнего магнитного поля для различных значений параметра затухания  $\alpha$  [39]. По вериткали отмечена величина отношения скорости движения ДГ  $V$  с скорости Уокера  $V_W$ . По горизонтали – продвигающего поля  $H$  к полю Уокера  $H_W$  соответственно.

Для безграничной среды энергетически наиболее выгодна структура так называемой границы Блоха, в которой отсутствует нормальная к границе

проекция намагниченности и нет связанной с ней магнитостатической энергии [38].

Однако, описание динамики доменной границы на основе уравнения Ландау-Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта не всегда корректно, в частности, приводит к ряду противоречий с экспериментом относительно формы зависимости  $V(H)$  в присутствии больших плоскостных полей. Для разрешения этого противоречия было предложено использование релаксационных членов различной физической природы – релаксационных и релятивистских. В частности, при  $h_z^\perp \rightarrow H_a$  зависимость  $V$  от продвигающего поля  $h_z^\perp$  принимает вид, стандартный для лоренц-инвариантных моделей [40]:

$$V(h_z^\perp) = \frac{\mu h_z^\perp}{\sqrt{1 + \left(\frac{\mu h_z^\perp}{V_{max}}\right)^2}}, \quad (2.8)$$

где  $\mu$  – линейная подвижность ДГ, а  $V_{max}$  – скорость насыщения ДГ.

### 2.3.1. Динамика тонкой структуры ДГ в модели одноосного ферромагнетика.

Структура  $180^\circ$  границы Блоха может усложняться не только благодаря граничным условиям, но и из-за равной вероятности поворота намагниченности в двух противоположных направлениях. Если в границе имеются смежные участки с разными направлениями поворота, то их разделяют переходные области — линии Блоха. В пленках с перпендикулярной магнитной анизотропией линию, параллельную поверхности, называют горизонтальной линией Блоха (ГБЛ). Ширина ГБЛ в пленке, толщиной  $h$  характеризуется параметром  $\Lambda = \sqrt{\frac{A}{2\pi M^2}}$ , обычно  $\Lambda \ll h$ . В пользу существования ГБЛ свидетельствует большое число экспериментальных результатов [41, 42].

Переходную область, перпендикулярную поверхности пленки, называют вертикальной линией Блоха (ВБЛ). Она разделяет смежные участки границы блоховского типа с противоположными направлениями вращения спинов.

В ВБЛ разворот спинов может с равной вероятностью происходить как в одну, так и в другую сторону, и если в одной и той же линии есть участки с противоположным направлением вращения намагниченности, то их разделяет переходная область — точка Блоха. Сфера малого радиуса, охватывающая такую точку, пересекается векторами намагниченности всех возможных направлений. Две ВБЛ, одна из которых содержит точку Блоха, изображены на рис. 13. Таким образом, уже статическая граница может иметь сложную структуру, что должно отразиться на ее динамических свойствах. Кроме того, усложнение структуры возможно в процессе движения.

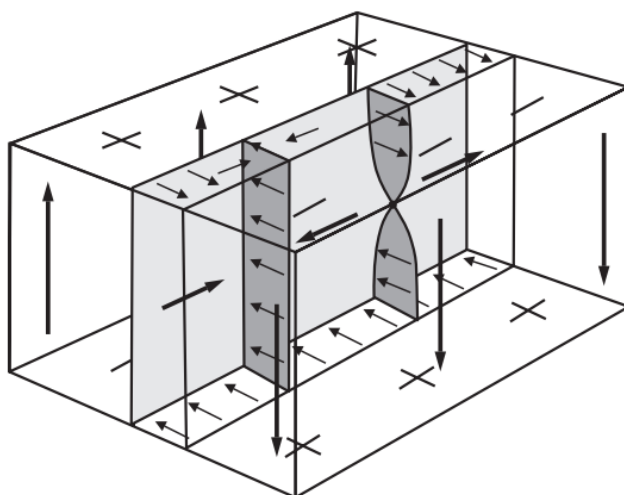


Рисунок 13.  $180^\circ$  доменная граница с двумя вертикальными линиями Блоха, одна из которых содержит точку Блоха [38].

Как было показано выше, в рамках одномерной модели стационарное движение границы невозможно при  $H < H_w$ . Полю  $H_w$  соответствует предельная скорость Уокера  $V_w$ . Физическое существование уокеровского предела обусловлено тем, что поле размагничивания границы, относительно которого прецессируют спины, не может превышать величину  $4\pi M$ , и, следовательно, частота прецессии спинов и скорость стационарного движения границы

ограничены. В соответствии с двумерной моделью с ГБЛ срыв стационарного движения происходит, когда граница достигает скорости, при которой ГБЛ занимает определенное положение вблизи поверхности образца, становится неустойчивой и аннигилирует. В работе [43] для случая  $\alpha \rightarrow 0$  получено следующее выражение для максимальной скорости стационарного движения:

$$V_{sl} = \frac{23.8\gamma A}{h\sqrt{K}} \quad (2.9)$$

Эта так называемая предельная скорость Слончевского, которая в  $h/9.53\Lambda$  раз меньше скорости Уокера. Различие связано с тем, что по двумерной модели срыв стационарного движения происходит при дестабилизации спиновой структуры в области шириной  $\Lambda$ , тогда как по одномерной модели дестабилизация структуры происходит по всей толщине образца [38].

При этом, было доказано и экспериментально подтверждено [29, 44], что присутствие внешнего поля, приложенного в плоскости образца перпендикулярно доменной границе, стабилизирует ее структуру и позволяет достичь скоростей, превышающих скорость Слончевского.

При небольшой скорости спины в доменной границе однородно отклоняются относительно их статической конфигурации, а срыв стационарного движения имеет место уже после прорыва возникшей ГБЛ к поверхности пленки и связан с неустойчивостью образующегося нового распределения спинов.

Если распределение намагниченности в виде ВБЛ, описываемое функциями  $\theta(\vec{x} - \vec{X})$  (где  $\vec{X}$  – координата центра ВБЛ) и  $\varphi(\vec{x} - \vec{X})$ , выведено из состояния равновесия, то на него действует связанная с полной энергией  $W$  системы статическая сила  $\vec{F}_{st}(\theta, \varphi) = -\frac{\partial W}{\partial \vec{x}}$ . При стационарном движении  $\theta = \theta(\vec{x} - \vec{V}t)$ ,  $\varphi = \varphi(\vec{x} - \vec{V}t)$ ,  $\dot{\theta} = \vec{V}\nabla\theta$ . Что в работе [38] было преобразовано к виду:

$$\frac{\partial W}{\partial \vec{x}} = \pm \frac{2\pi M}{\gamma} \vec{z}_0 \times \vec{V} - \frac{4\alpha M}{\gamma\sqrt{Q}} \vec{V}, \quad (2.10)$$



где единичный вектор  $\vec{z}_0 = \frac{(\nabla\varphi \times \nabla\theta)}{(|\nabla\varphi \times \nabla\theta|)}$ , а знак зависит от знака производной  $\frac{\partial\varphi}{\partial x}$ .

Если граница содержит равномерно распределенные на расстоянии  $a_L$  друг от друга ВБЛ и смещается под действием поля  $H$ , параллельного оси  $z$ , то  $y$ -компонента статической силы, приложенной к участку длиной  $a_L$  будет уравновешена динамическими силами —  $y$ -компонентой гиротропной силы, действующей на ВБЛ, и силой трения для границы. Когда  $a_L \ll 1$ , связанной с ВБЛ  $y$ -компонентой диссипативной силы можно пренебречь, и уравнение преобразуется к виду:

$$2MH a_L = -\frac{2\pi M}{\gamma} V_x + \frac{2\alpha M a_L}{\gamma \delta_0} V_y \quad (2.11)$$

В направлении оси  $x$  энергия границы не меняется. Тогда из этого следует, что

$$\pi V_y + \frac{2\alpha}{\sqrt{Q}} V_x = 0 \quad (2.12)$$

Из формул (2.11) и (2.12) видно, что в пленках с небольшими потерями скорость  $V_x$  ВБЛ превышает скорость  $V_y$  поступательного движения границы, а подвижность границы с распределенными в ней ВБЛ ( $\mu_{V_{BL}}$ ) меньше подвижности границы без линий.

Таким образом, теоретическое рассмотрение динамики ДГ с тонкой структурой показывает, что генерация магнитных вихрей приводит к торможению ДГ. Экспериментальные исследования, представленные в работе [30], демонстрируют аналогичный результат.

## ГЛАВА III. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ.

### 3.1. Методика эксперимента

В отсутствие внешнего магнитного поля в пленке феррита-граната существует лабиринтная доменная структура (рис. 14а). Единственную ДГ в образце создавали с помощью градиентного магнитного поля (3.3 кЭ/см), перпендикулярного поверхности пленки (рис.15). Это поле создавали с помощью постоянных магнитов, его величина в процессе измерений не изменялась. Градиентное магнитное поле стабилизировало начальные положения ДГ (14б) и обеспечивало повторяемость экспериментов. Наряду с перпендикулярной компонентой градиентное магнитное поле имело и плоскостную компоненту, ориентированную перпендикулярно плоскости ДГ. В ходе обработки экспериментальных данных было проведено моделирование магнитного поля, создаваемого градиентными магнитами, в программном пакете ANSYS Maxwell (Приложение 2). В результате было установлено, что: градиентное магнитное поле однородно по всей длине ДГ, величина плоскостной компоненты составляет около 5 кЭ в центре образца и изменяется незначительно в области движения ДГ.

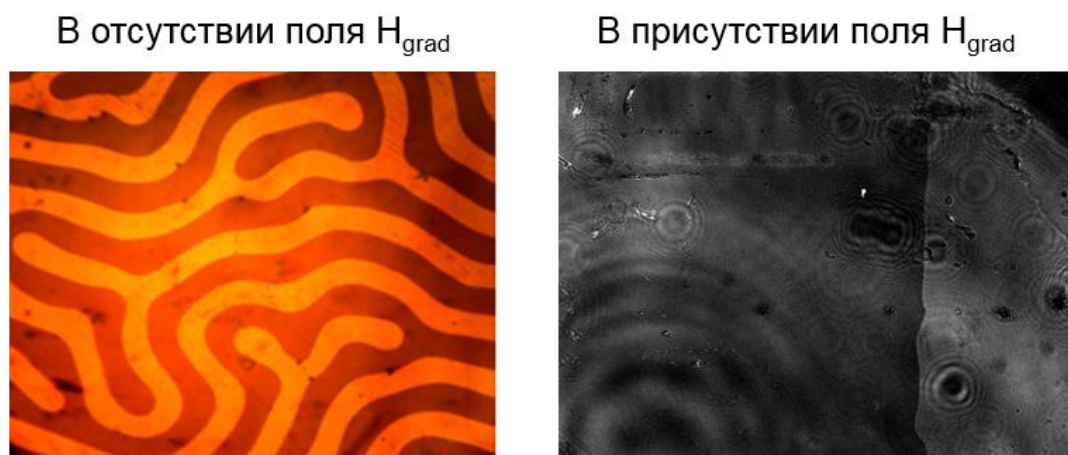


Рисунок 14. Фотографии доменной структуры феррита-граната. Лабиринтная структура (слева) и единственная доменная стенка (справа).

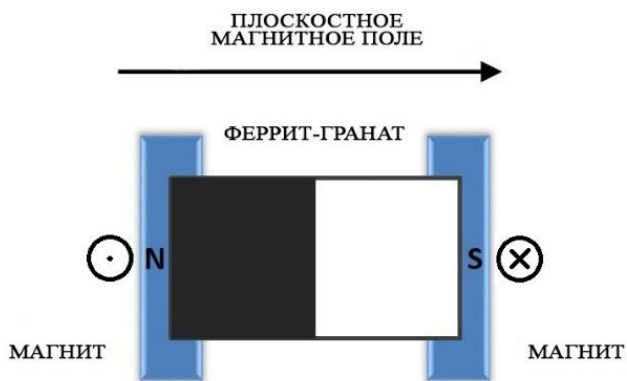


Рисунок 15. Расположение образца относительно градиентных магнитов.

Для стабилизации структуры единственной ДГ и увеличения максимальной скорости ее движения до нескольких сот м/с образец с помещали в постоянное поле [29], создаваемое электромагнитом, величину которого не превышала 2 кГс. Направление этого поля показано на рисунке 15.

Движение ДГ проходило под действием импульсного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости образца. Это поле создавали с помощью соосных катушек, расположенных на поверхностях образца. Амплитуда импульсов поля длительностью 15 мкс не превышала 260 Э, длительность переднего фронта импульса была порядка 20 нс (рис.16).

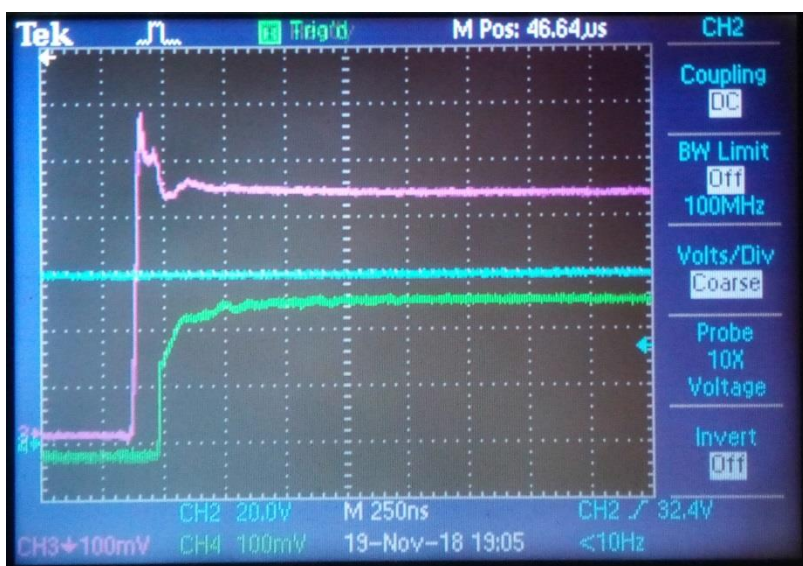


Рисунок 16. Осциллограмма импульса напряжения на продвигающих катушках (розовый график). Масштаб сетки - 25 нс/клетка

Под действием импульсного магнитного поля ДГ начинала свое движение, ее скорость определяли методом двукратной фотографии, фотосъемку проводили в контрасте доменов. На рис.17

представлена схема данного эксперимента. Длительность световых импульсов составляла 150 фс. Задержка между двумя импульсами (800 нм) составляла 35 нс. Для создания столь длинной задержки второй луч (Probe-2) проходит большой

оптический путь (delay stage), что приводит к увеличению размера светового пятна на образце по сравнению с первым лучом (Probe-1). Повторная коллимация луча Probe-2 требовала сложной настройки системы линз.

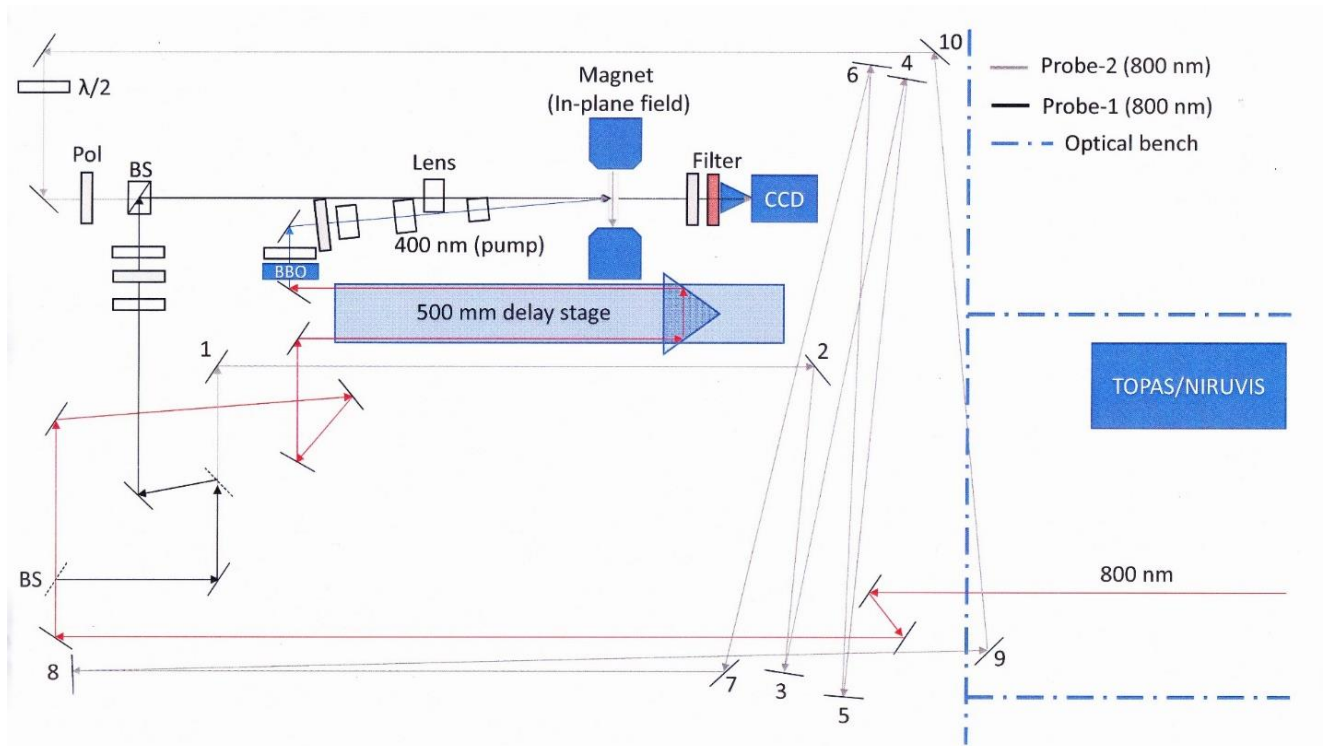


Рисунок 17. Реализация метода двукратной высокоскоростной фотографии с задержкой между двумя световыми импульсами 35 нс.

Для нагрева образца в диапазоне от комнатной температуры (290K) до 325K была использована нагревательная система, которая состояла из двух медных пластин с отверстием для прохождения луча, нагревательных элементов в виде проволок и термоконтроллера LakeShore 340 Temperature Controller. Данная система позволила изменять и поддерживать температуру образца с точностью не менее 0.5K [36]. На рисунке 18 показан образец, установленный в нагревательную систему. На рисунке обозначены: 1 – положение пленки феррита-граната под медной пластиной (схематически); 2 – градиентные магниты под медной пластиной (схематически), с указанием направления их магнитного поля; 3 – нагревательные проволоки; 4 – провода для подключения источника высоковольтного напряжения к катушке, управляющей движением доменной границы; 5 – провода управления термоконтроллера.

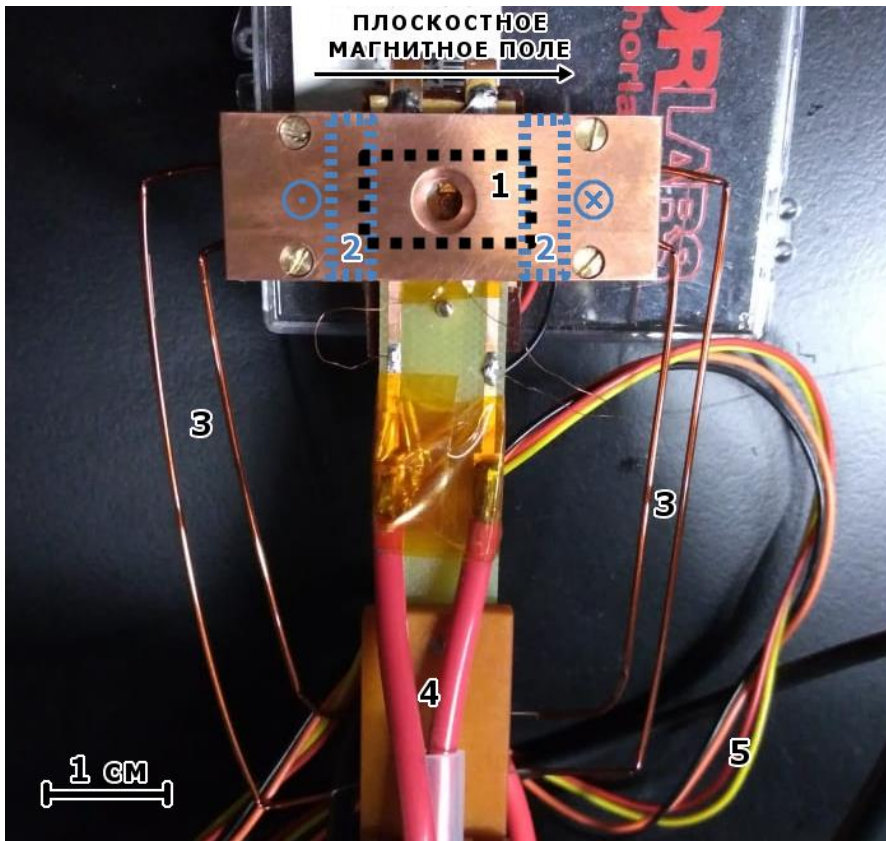


Рисунок 18. Образец, установленный в нагревательную систему. 1 – положение пленки феррита-граната под медной пластиной (схематически); 2 – градиентные магниты под медной пластиной (схематически), с указанием направления их магнитного поля; 3 – нагревательные проволоки; 4 – провода для подключения источника высоковольтного напряжения к катушке, управляющей движением доменной границы; 5 – провода управления термоконтроллера.

Поскольку в одном из экспериментов определяли зависимость динамических характеристик ДГ пленки феррита-граната от температуры, а образец нагревали вместе с градиентными магнитами, дополнительно проводили контроль величины градиентного магнитного поля при изменении температуры.

### 3.2 Динамика доменной границы пленки феррита-граната в присутствии плоскостного поля.

Ранее уже было отмечено, что использование постоянного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости доменной границы, позволяет стабилизировать структуру динамической ДГ и достичь скоростей, больших скорости Уокера [45 - 48]. Это важно для исследования динамики ДГ методом двукратной фотографии, поскольку временной интервал между двумя световыми импульсами должен соответствовать скорости движения ДГ. В условиях нашего эксперимента за интервал времени между зондирующими импульсами 35 нс ДГ, движущаяся со скоростью 0,1 км/с, проходит расстояние 3,5 мкм. Эта величина скорости является нижним пределом в эксперименте, поскольку при движении с

меньшими скоростями искривление динамической ДГ при торможении определить практически невозможно. Использование меньших скоростей и большего времени задержки между зондирующими импульсами не целесообразно, поскольку в этом случае за длительное время задержки система успеет полностью релаксировать после возбуждения и обнаружить результат воздействия не удастся. Таким образом, использование постоянного магнитного поля, стабилизирующего структуру ДГ, позволяет гибко управлять максимальной скоростью движения ДГ. Задержка по времени между зондирующими импульсами, соответствующая этому диапазону скоростей, позволяет оптимально использовать пространственное разрешение установки.

В отсутствие плоскостного поля, была исследована динамика ДГ при комнатной температуре  $T_{\text{ком}}=290\text{K}$  для того, чтобы подобрать оптимальные условия для проведения дальнейших экспериментов. Изменяя величину импульсного поля, была получена серия двукратных фотографий. Зависимость скорости движения доменной границы от продвигающего поля представлена на рисунке 19.

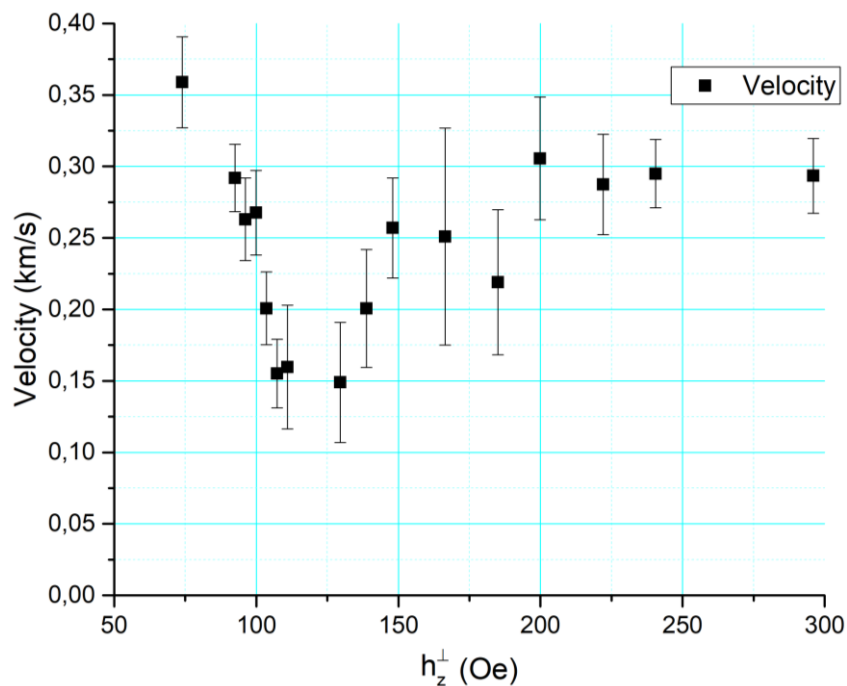


Рисунок 19. Зависимость скорости движения уединенной ДГ (Velocity) в км/с от величины импульсного поля в эрстедах ( $H_z^\perp$ ) в присутствии плоскостного поле, создаваемого градиентными магнитами 5 кЭ

На участке от 0 до 75 эрстед измерения не проводили, так как генератор, с помощью которого создавали импульсное магнитное поле, имел нижний предел напряжения около 200В, что соответствует величине импульсного поля в 75 Э. В интервале от 75 до 125 Э наблюдается участок отрицательной дифференциальной подвижности. От 125 до 200 Э подвижность ДГ становится вновь положительной, после чего скорость движения ДГ достигает насыщения  $V_s=300$  м/с. Таким образом (см. раздел 2.3), можно видеть, что движение доменной границы в отсутствие дополнительного плоскостного поля нестационарно, ДГ движется со скоростью, выше скорости Уокера ( $V_W$ ) и скорости Слончевского ( $V_{sl} < V_W$ ), но структура ее нестабильна. Величины скоростей Уокера и Слончевского можно оценить, используя данные [38]:  $4\pi Ms=200$ Гс,  $A=10^{-7}$  эрг/см,  $K=4\cdot 10^4$  эрг/см<sup>3</sup>,  $\gamma=1,2\cdot 10^7$  1/с/Э,  $h=20$  мкм,  $V_W \approx 20$  м/с,  $V_{sl} \approx 1.4$  м/с. Поэтому для исследования влияния импульса накачки на динамическую ДГ необходимо дополнительно использовать постоянное плоскостное поле, ориентированное перпендикулярно плоскости ДГ. Таким образом, суммарное постоянное магнитное поле перпендикулярное плоскости ДГ  $H_y^{net}$  состоит из плоскостного поля, создаваемого градиентными магнитами и электромагнитом.

На рисунке 20 представлены двукратные фотографии, полученные при фиксированной амплитуде импульсного магнитного поля  $h_z^{\perp} \approx 100$  Э. На всех фотографиях ДГ движется сверху вниз. На фотографии, сделанной в присутствии  $H_y^{net} \approx 5,0$  кЭ, ДГ сильно искривлена, это свидетельствует о том, что структура ДГ неоднородна и ДГ содержит магнитные вихри – ВБЛ. На фотографиях, сделанных в присутствии более сильных плоскостных полей, ДГ более ровная и движется с большей скоростью. Плоскостное поле стабилизирует внутреннюю структуру ДГ, подавляет спонтанную генерацию магнитных вихрей и позволяет наблюдать движение ДГ с высокими скоростями вплоть до скорости звука [29].

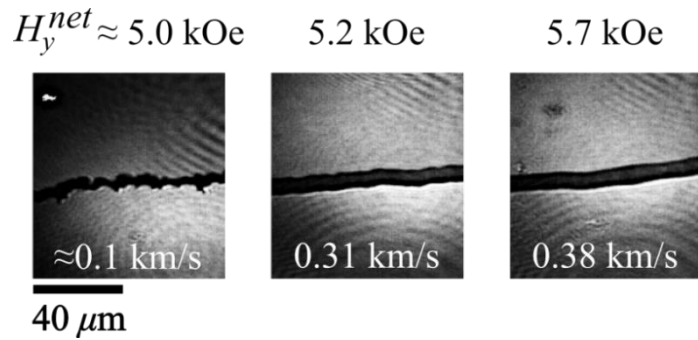


Рисунок 20. Влияние поля в плоскости на движение доменной границы. Фотографии показывают движение доменных границ, при  $h_z^\perp \approx 100$  Э, для различных значений  $H_y^{\text{net}}$ . [35].

На 21 показана зависимость скорости движения ДГ в зависимости от амплитуды импульсного магнитного поля  $h_z^\perp$  для плоского поля. На кривой, полученной в присутствии  $H_y^{\text{net}} = 6,7$  кЭ, скачка Уокера нет.

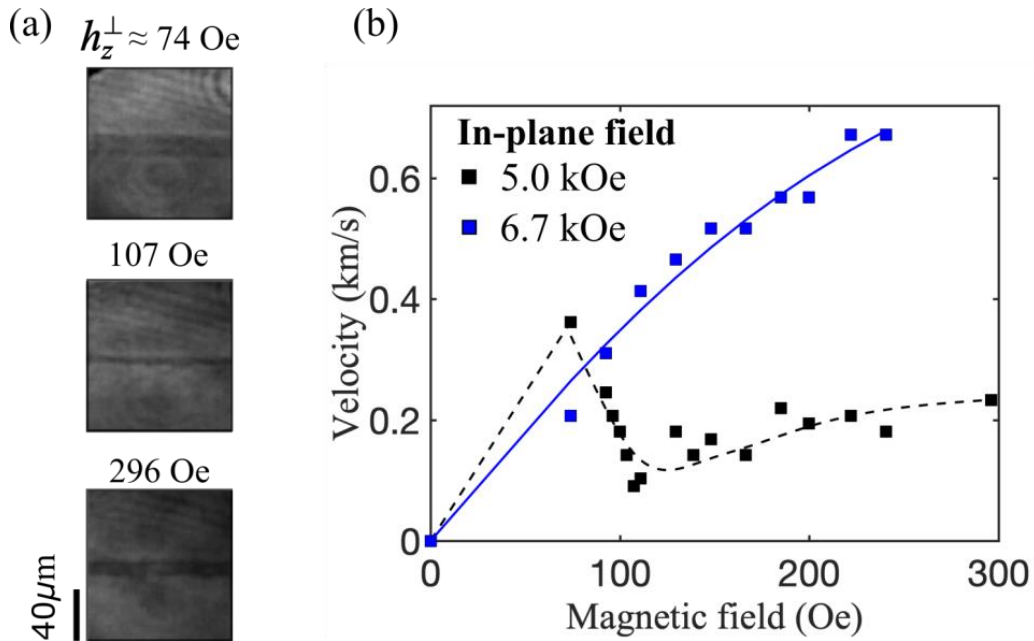


Рисунок 21. Зависимость скорости движения доменной границы от амплитуды импульсного магнитного поля  $h_z^\perp$  в присутствии плоского магнитного поля  $H_y^{\text{net}}$ . (а) Фотографии показывают движение доменной границы при трех различных амплитудах импульсного магнитного поля  $h_z^\perp$ . Результаты были получены при 290 К и  $H_y^{\text{net}} \approx 5.0$  кОе (б) Скорость движения доменной границы в зависимости от амплитуды импульсного магнитного поля. Черные точки представляют данные, полученные при  $H_y^{\text{net}} \approx 5.0$  кОе, а синие точки показывают данные, полученные при  $H_y^{\text{net}} \approx 6.7$  кОе. Синяя линия соответствует данным с использованием уравнения (2.8). [35]

Эти измерения проводили при фиксированной временной задержке  $\tau_d$  между первым зондирующим импульсом и импульсом магнитного поля, составляющей



приблизительно 80 нс. Эта задержка была выбрана таким образом, чтобы мгновенная скорость доменной границы была максимальной при заданном значении  $h_z^\perp$ . Результаты, представленные на рисунках 20 и 21, наглядно показывают, что постоянное магнитное поле ориентированное перпендикулярно плоскости ДГ  $H_y^{\text{net}}$  стабилизирует структуру ДГ и делает ее движение более однородным.

### **3.3. Динамика доменной границы пленки феррита-граната при однородном нагревании.**

Известно, что один из результатов воздействия оптического возбуждения на материал – это нагревание [33, 49, 50].

Для изучения влияния однородного нагрева на движение доменной границы ее динамика была исследована при различных температурах образца вблизи комнатной. Измерения проводили для нескольких амплитуд импульсного поля  $h_z^\perp$  в присутствии постоянного магнитного поля, ориентированного в плоскости образца перпендикулярно плоскости доменной границы  $H_y^{\text{net}} \approx 6,7$  кЭ. На верхней части рисунка 22 (а) представлены двукратные фотографии динамической доменной границы при разных температурах при фиксированной величине импульсного магнитного поля  $h_z^\perp$ . Зависимость скорости движения ДГ от величины импульсного магнитного поля для различных температур образца представлена в нижней части рис. 22(а). Видно, что при фиксированной величине амплитуды импульсного магнитного поля скорость ДГ возрастает с ростом температуры. Сплошные кривые рассчитаны с помощью уравнения (2.8), которое было успешно использовано для описания динамики ДГ в работе [45].

Значения подвижности ДГ  $\mu \approx 4,3$  м/(с·Э) и максимальной скорости  $v_{\text{max}} \approx 1$  км/с, полученные при комнатной температуре, согласуются с ранее опубликованными данными [29]. На основе экспериментальных данных, представленных на рисунке 22(а), были определены подвижности доменной границы для каждой температуры. Зависимость подвижности от температуры

представлена на рис. 22 (b). Полученные результаты согласуются с предыдущими сообщениями [46] и показывают, что однородный нагрев приводит к увеличению подвижности ДГ.

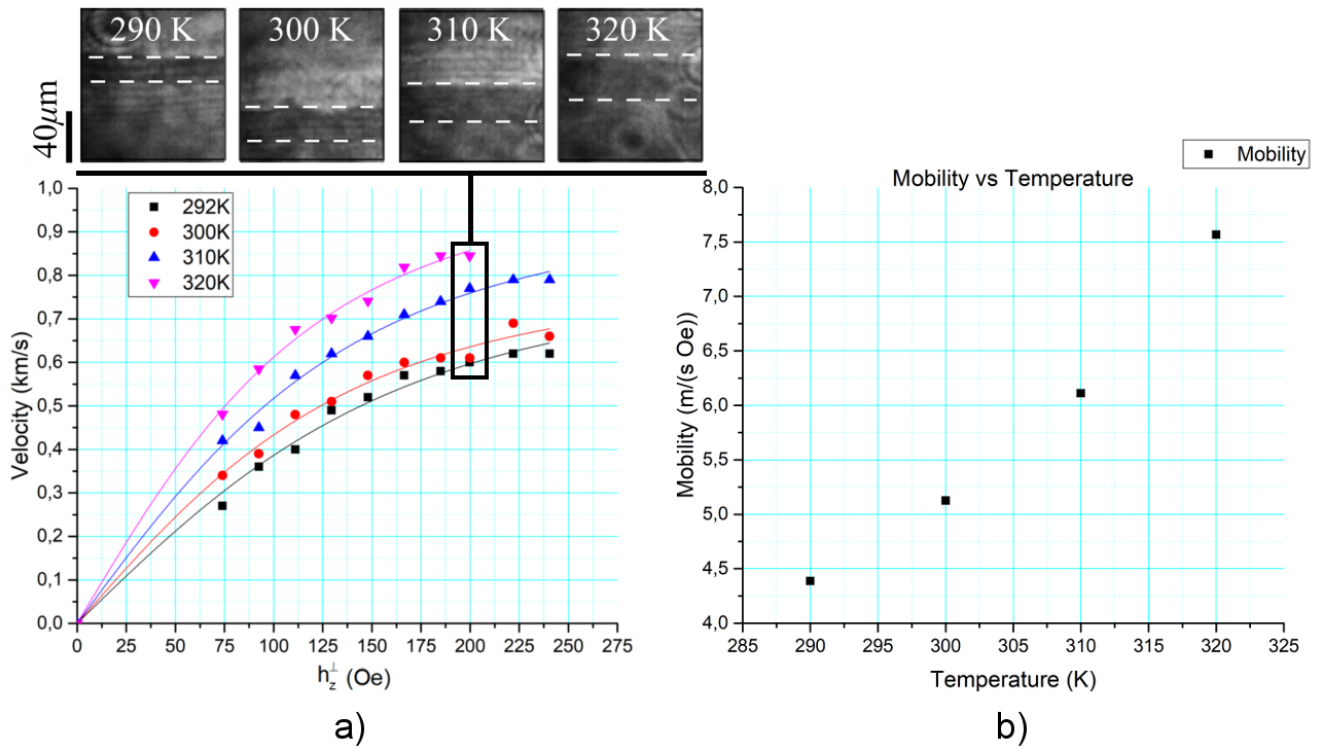


Рисунок 22. Скорость движения доменной границы и ее подвижность в зависимости от температуры. (а) Двукратные фотографии динамической доменной границы в присутствии плоскостного магнитного поля  $H_y^{net} \approx 6,7$  кЭ под действием импульсного магнитного поля  $h_z^\perp$ . Белые пунктирные линии на фотографиях обозначают начальное и конечное положение доменной границы. Скорость движения доменной границы как функция амплитуды импульсного магнитного поля  $h_z^\perp$  для разных температур образца. Сплошные цветные линии получены с помощью уравнения (2.8). Фотографии в верхней части панели (а) соответствуют точкам на графике в прямоугольной рамке ( $h_z^\perp \approx 200$  Э). (б) Подвижности доменной границы в зависимости от температуры образца. Значения подвижности получены с использованием данных, представленных на рисунке (а) с помощью уравнения (2.8). Соответствующие максимальные скорости  $V_{max}$ : 0.810, 0.813, 0.969 и 1.040 км/с.

Необходимо отметить, что при исследовании динамики ДГ при нагревании изменение и контроль температуры проводили для образца, помещенного в градиентное магнитное поле. Поскольку магнитные свойства материалов меняются при нагревании, особое внимание в эксперименте было уделено контролю величины градиентного магнитного поля. Было установлено, что в том интервале температур, где проводили исследования, величина градиентного

магнитного поля не менялась. На рисунке 23 представлена зависимость смещения начального положения ДГ от внешнего поля электромагнита (поле приложено перпендикулярно плоскости образца). Таким образом, перпендикулярная компонента градиентного поля представляет собой сумму  $H_{grad}$  и  $H_{ex}$ , а начальное положение ДГ соответствует точке с нулевым полем. Как видно из графика, при повышении температуры, координата начального положения ДГ изменяется незначительно, что говорит о том, что в данном диапазоне температур влияние нагревания на намагниченность градиентных магнитов пренебрежимо мало.

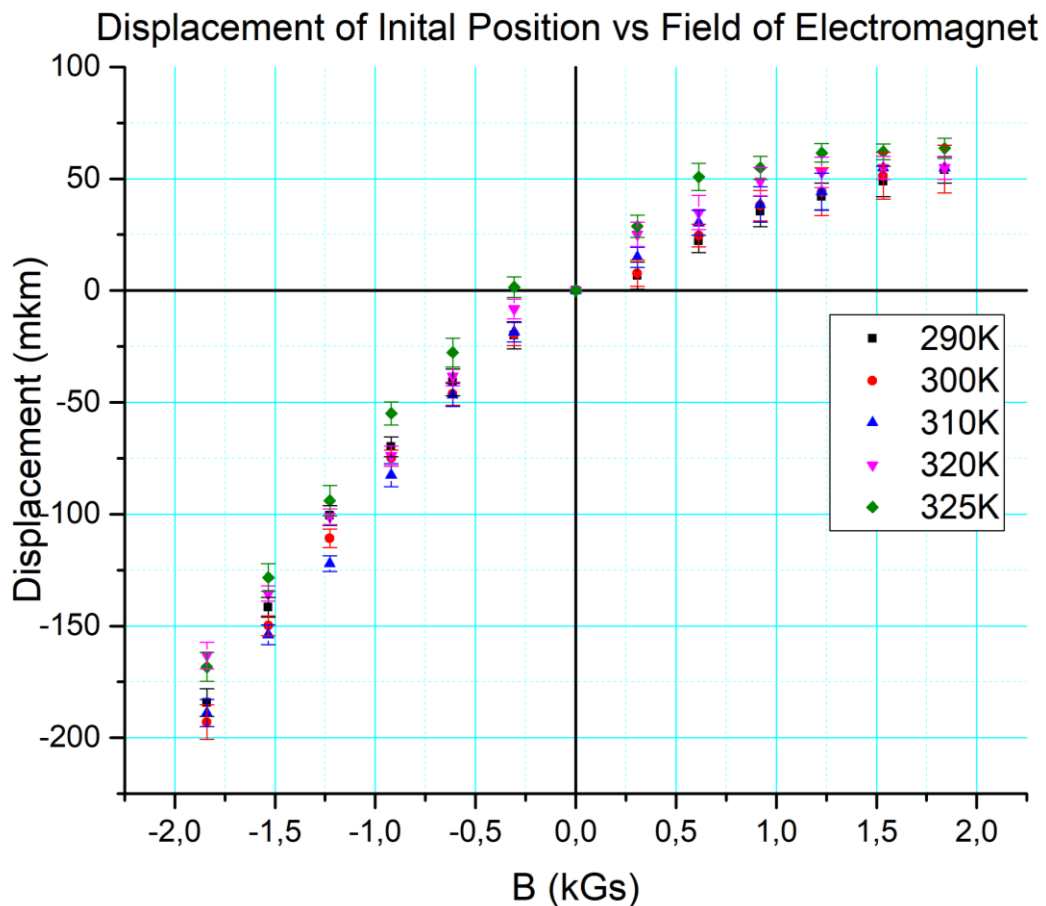


Рисунок 23. Зависимость начального положения ДГ от внешнего поля электромагнита для разных температур.

### 3.4. Исследование влияния импульса накачки на динамическую доменную границу.

Ранее было исследовано влияние импульса накачки на динамическую ДГ методом, объединяющим метод накачки-зондирования и метод двукратной

фотографии [51]. Измерения по этой методике можно проводить в двух разных временных геометриях: pump-probe1-probe2 и probe1-pump-probe2 (рис.24). При фиксированной скорости движения ДГ для разных мощностей импульса накачки наблюдали изменение её скорости. Первые эксперименты были проведены в геометрии pump-probe1-probe2.



Рисунок 24. Взаимное расположение импульсов света и магнитного поля в двух геометриях: pump-probe1-probe2 и probe1-pump-probe2.

### 3.4.1. Геометрия pump-probe1-probe2.

При использовании геометрии: pump-probe1-probe2 было обнаружено изменение скорости движения ДГ, это могло быть или ускорение, или замедление ее движения. На рис.25 показаны двукратные фотографии, демонстрирующие ускорение и торможение динамической ДГ под действием оптического импульса. На всех фотографиях ДГ движется слева направо, скорость движения ДГ 400 м/с. Темная полоса – расстояние, пройденное ДГ за интервал времени между двумя зондирующими импульсами. Тот факт, что ширина вертикальной темной полосы постоянна по всей длине (рис. 25А), свидетельствует о том, что ДГ движется с постоянной скоростью - эффект отсутствует. Если ширина вертикальной темной полосы в области действия импульса накачки уменьшается (рис. 25Б) или увеличивается (рис. 25В) наблюдается эффект локального «замедления» или «ускорения» ДГ соответственно.



Рисунок 25. Двукратные фотографии динамической ДГ без изменения скорости (А), с локальным торможением (Б) и ускорением (В).

Проявления наблюдаемого эффекта были объяснены взаимным пространственным расположением доменной границы и импульса накачки. Импульс накачки вызывал локальное перемагничивание образца. Перемагниченная область имела на фотографии такой же цвет, как один из доменов, что на фотографии выглядело как «ускорение» или «торможение» ДГ (рис. 26). Было установлено, что поляризация импульса накачки не влияет на проявление эффекта, что говорит о чисто тепловой природе изучаемого явления. Это соответствует результатам работы [24]. Строго говоря, наблюдаемое явление – это объединение доменов с одинаковой намагниченностью, что не может быть интерпретировано как изменение скорости движения ДГ.

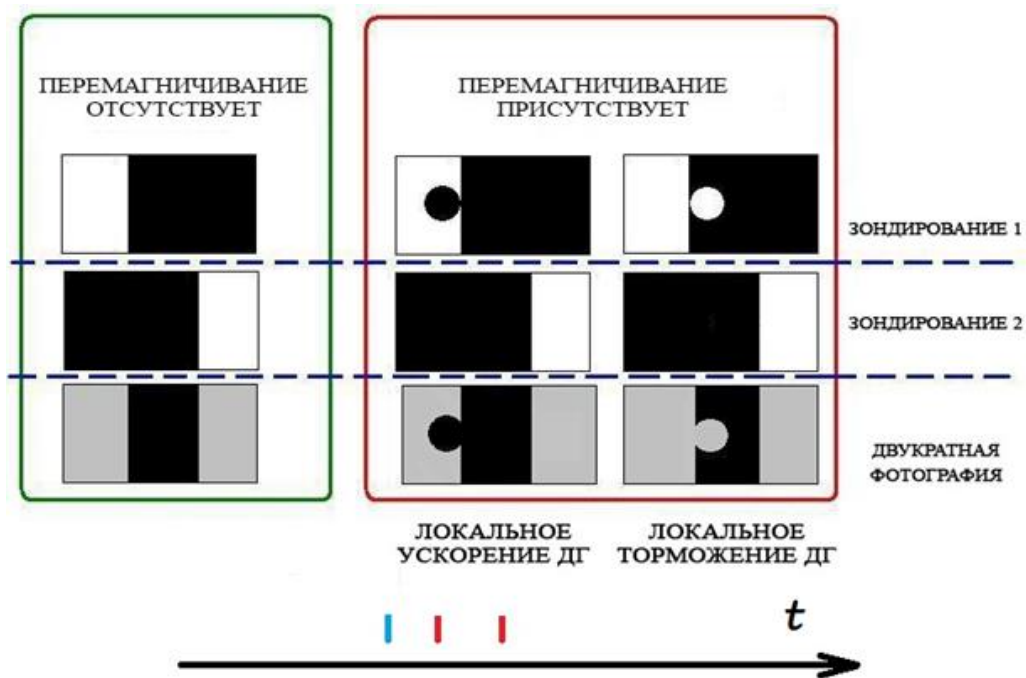


Рисунок 26. Схема, иллюстрирующая локальное ускорение и торможение доменной границы, после действия на нее импульса накачки.

Для более детального исследования влияния мощного оптического импульса на динамическую ДГ дальнейшие эксперименты были проведены в геометрии probe1-pump-probe2.

### 3.4.2. Геометрия probe1-pump-probe2.

Для исследования влияния импульса накачки на динамическую ДГ, возбуждающий импульс был помещен на пути движущейся границы. На рисунке 27 (a) – (f) показаны двукратные фотографии динамической ДГ, каждая из которых была получена с использованием одного импульса накачки и двух зондирующих импульсов. Ширина темной полосы – расстояние, пройденное доменной границей за интервал времени между двумя импульсами зондирования. На всех фотографиях ДГ движется снизу вверх. Положение импульса накачки относительно движущейся доменной границы выделено светлым пятном на рисунке 27 (f). В отсутствие импульса накачки ДГ движется равномерно, ширина темной полосы на рисунке 27 (a) одинакова по всей длине. При увеличении интенсивности оптической накачки движение ДГ в возбуждаемой области

замедляется по сравнению с движением в невозмущенных областях (рис. 27 (b) – (f)). По фотографиям, аналогичным представленным на рис. 27 (a) – (f), были проведены измерения скорости движения ДГ в возмущенной и невозмущенной области. По результатам этих измерений была получена зависимость относительного изменения скорости движения ДГ  $\frac{\Delta V}{V_0}$  от мощности импульса накачки рис. 27 (g). Для получения каждой точки на графике было проведено не менее шести измерений.

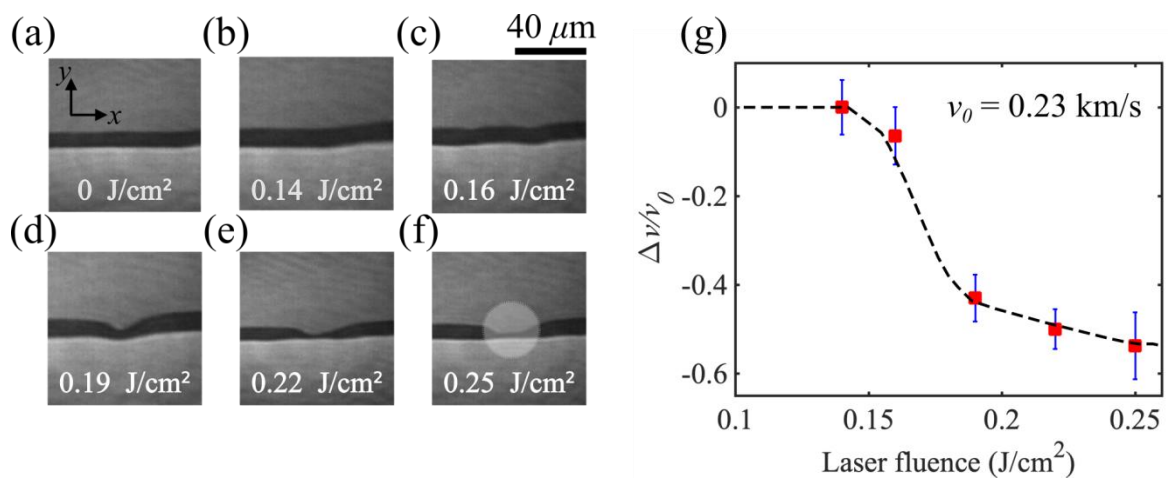


Рисунок 27. Экспериментальное наблюдение влияния импульса накачки на движущуюся доменную границу и относительное изменение ее скорости под действием оптического импульса  $\frac{\Delta V}{V_0}$  в зависимости от его мощности. (a) – (f) Двукратные фотографии демонстрируют влияние импульсов накачки различной мощности на динамическую доменную границу. Доменная граница движется снизу вверх, выделенная область на снимке (f) указывает область воздействия импульса накачки. (g) Относительное изменение скорости движения доменной границы после действия оптического импульса в зависимости от его мощности. Данные получены для мгновенной скорости доменной границы  $v_0 = 0,23$  км / с. [35]

Видно, что вызванное накачкой изменение скорости характеризуется пороговой мощностью  $\sim 0,19$  Дж / см<sup>2</sup>. Ниже этой величины сильного эффекта обнаружить не удалось. При воздействии на динамическую доменную границу импульса накачки, мощность которого выше порогового значения наблюдается замедление ДГ. Замедление усиливается с увеличением мощности импульса накачки, пока не достигнет насыщения. Представленные выше измерения были проведены при комнатной температуре (290 К), поляризация импульса накачки была линейной, направленной вдоль оси x.

На рис. 28 представлены двукратные фотографии, иллюстрирующие влияние импульса накачки с мощностью  $0,22 \text{ Дж/см}^2$  на доменные границы, движущиеся с разными скоростями. Оптический импульс замедляет ДГ, движущуюся с низкими скоростями, при скоростях выше некоторого критического значения  $v > v_{cr}$  никакого влияния света на динамическую ДГ не наблюдается.

$40 \mu\text{m}$

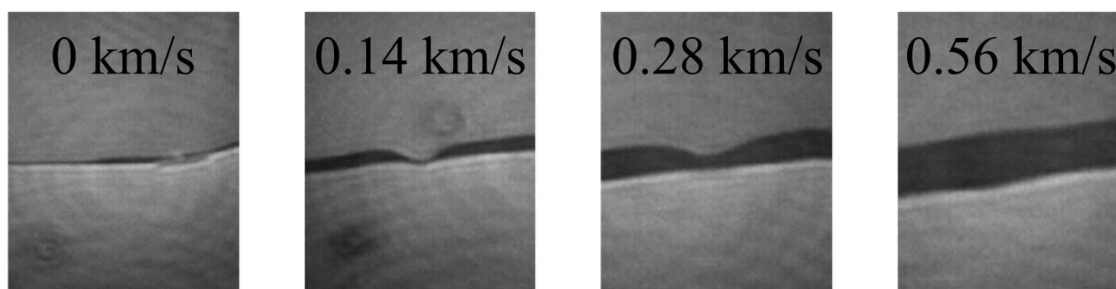


Рисунок 28. Двукратные фотографии доменных границ, движущихся с разными скоростями, демонстрируют влияние импульса накачки на динамическую доменную границу. Доменная граница движется снизу вверх и испытывает влияние одиночного оптического импульса с мощностью  $0,22 \text{ Дж/см}^2$ . [35]

Для выявления механизма взаимодействия света с веществом, который отвечает за вызванное импульсом накачки изменение скорости движения ДГ, было исследовано влияние поляризации возбуждающего импульса на динамику ДГ. На рисунке 29 показаны двукратные фотографии, сделанные при различных мощностях и поляризациях импульса накачки. Это включает накачку в трех состояниях линейной поляризации: вертикальной ( $\pi_v$ ),  $45^\circ$  и горизонтальной ( $\pi_H$ ). Два других вида поляризации соответствуют правой ( $\sigma^+$ ) и левой круговой ( $\sigma^-$ ) поляризации соответственно. На всех фотографиях доменные границы двигаются снизу вверх со скоростью  $0,19 \text{ км/с}$  в присутствии постоянного плоскостного поля  $H_y^{net} \approx 6,7 \text{ кЭ}$ . Для любого вида поляризации возбуждающего импульса, чем больше его мощность, тем сильнее торможение доменной границы, которое он вызывает. Фотографии демонстрируют отсутствие влияния поляризации импульса накачки на динамику доменных границ.



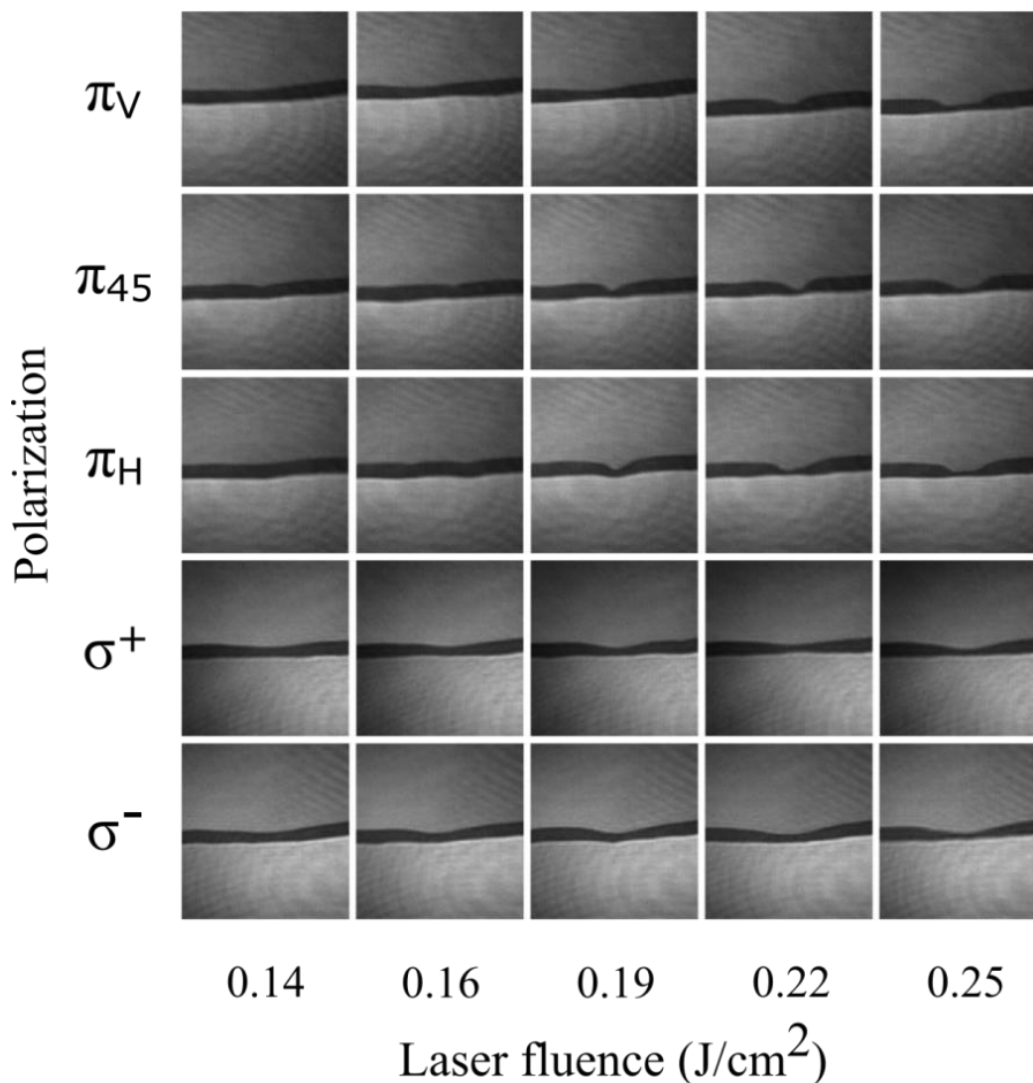


Рисунок 29. Двукратные фотографии движущейся доменной границы, демонстрирующие влияние импульса накачки разной мощности и поляризации на ее динамику. Доменная граница движется снизу вверх со скоростью 0,19 км/с в присутствии постоянного плоскостного поля  $H_{\text{ynet}} \approx 6,7$  кЭ. На рисунке представлены результаты для импульса накачки в трех состояниях линейной поляризации: вертикальной ( $\pi_V$ ),  $45^\circ$  и горизонтальной ( $\pi_H$ ), а также правой ( $\sigma^+$ ) и левой ( $\sigma^-$ ) круговой поляризации соответственно. [35]

### 3.5. Обсуждение результатов.

Рисунок 30 объединяет результаты всех экспериментов. Импульсы накачки малой мощности не оказывают заметного влияния на динамику ДГ. При увеличении мощности импульса накачки влияние оптического возбуждения на движущуюся ДГ особенно заметно при скоростях движения ДГ, меньше некоторой критической величины. В этом случае относительное уменьшение скорости движения ДГ может достигать 40 – 50 %. На рисунке 30 области с

заметным влиянием света на динамику ДГ и без него разделены красной пунктирной линией.

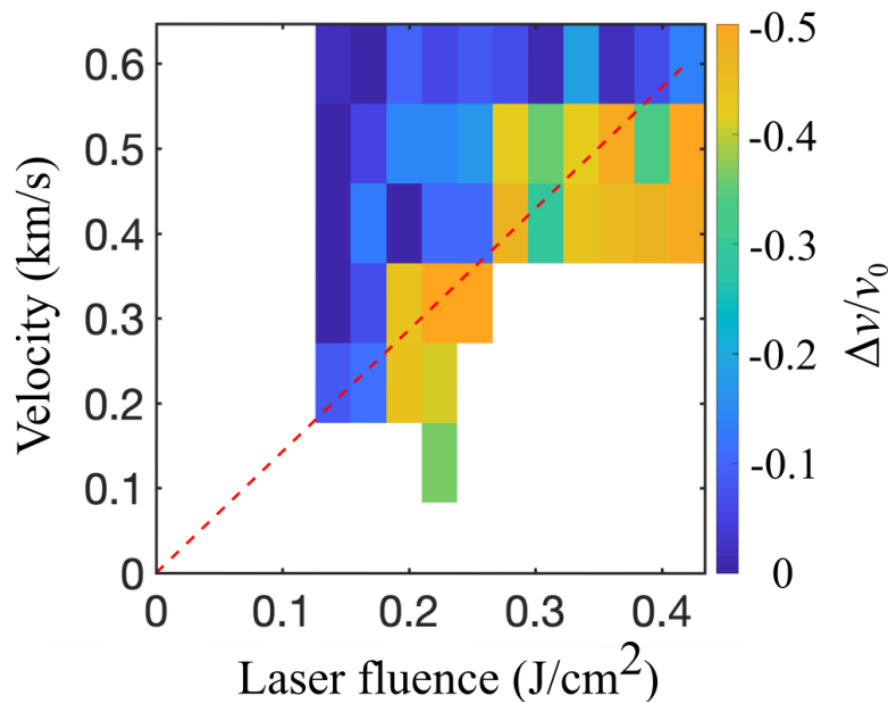


Рисунок 30. Относительное изменение скорости движения доменной границы, индуцированное светом, как функции скорости границы и мощности импульса накачки. Цветовая шкала показывает величину относительного изменения скорости движения доменной границы. Красная пунктирная линия разделяет области с заметным влиянием импульса накачки на динамику доменной границы и без него.

Поскольку замедление ДГ, вызванное импульсом накачки, не зависит от поляризации возбуждающего импульса (см. рис. 29), аналогично другим поляризационно-независимым эффектам, которые наблюдали в ферритах-гранатах [24,52], по-видимому, основная причина наблюдаемого явления – это локальное нагревание, вызванное оптическим импульсом. Однако, в разделе 3.3 и предыдущих исследованиях [46, 53] было показано, что однородный статический нагрев пленки феррита-граната приводит к обратному эффекту – скорость движения ДГ и ее подвижность увеличиваются с ростом температуры. Это несоответствие указывает на важность сильного неоднородного нагрева динамической ДГ, вызванного фемтосекундным лазерным импульсом.

Предполагая, что энергия импульса накачки полностью поглощается в пленке толщиной 20 мкм [54], при максимальной плотности энергии импульса накачки  $0,41 \text{ Дж/см}^2$ , повышение температуры образца составляет около  $\Delta T_{\text{max}} \sim 30 \text{ К}$ . В работе [24] было показано, что такое повышение температуры приводит к уменьшению поля анизотропии примерно на 40%, при этом намагниченность уменьшается на 10%.

Следовательно, причина торможения ДГ после воздействия на нее импульса накачки – это изменение ее внутренней структуры. Известно, что структура статической и динамической ДГ различны [55, 37]. В движущейся блоховской ДГ намагниченность приобретает компоненту перпендикулярную плоскости границы. Величина этой компоненты возрастает с ростом скорости движения ДГ. Резкое уменьшение анизотропии после действия импульса накачки изменяет величину и направление эффективного поля [24], что приводит к формированию неелевской границы внутри блоховской. Иначе говоря, результат воздействия локального возбуждения фемтосекундным лазерным импульсом – появление тонкой структуры внутри динамической ДГ: вертикальных или горизонтальных блоховских линий. Подвижность ДГ разного типа различна, поэтому положение ВБЛ внутри динамической ДГ можно определить по положению уединенной волны, отстающей как целое от самой границы. Динамика ВБЛ в ДГ пленок ферритов-гранатов исследована достаточно подробно экспериментально и теоретически [56, 57, 58, 59].

Чем больше энергия импульса накачки, тем большая часть ДГ нагревается при фиксированном диаметре возбуждающего импульса. Следовательно, внутри ДГ формируются вихри с большим по модулю топологическим зарядом. Модуль топологического заряда – это число поворотов вектора намагниченности кратных  $\pi$  внутри области ДГ, содержащей вихрь [38, 47, 58]. Знак топологического заряда характеризует направление поворота: по или против часовой стрелки [38, 47, 58]. При формировании вихрей выполняется закон сохранения топологического

заряда: возникающие вихри имеют равные по величине и противоположные по знаку топологические заряды. ДГ, содержащая ВБЛ, которые сформированы по такому сценарию, схематично показана на рисунке 31(а). Направление намагниченности в соседних доменах «на нас» и «от нас» обозначено  $M_z^-$  и  $M_z^+$  соответственно. В центре блоховской ДГ толщиной  $\Delta_0$  вектор намагниченности ориентирован параллельно плоскости границы везде, кроме области с тонкой структурой – ВБЛ. Наличие вихрей внутри ДГ приводит к тому, что скорость ее движения уменьшается – это область  $A_1OA_2$ . На участке  $OA_1$  показаны вихри, внутри которых вращение вектора намагниченности происходит по часовой стрелке, они показаны зелеными стрелками. На участке  $OA_2$  вращение вектора намагниченности происходит против часовой стрелки (желтые стрелки). ВБЛ, движущаяся внутри динамической ДГ, сопровождается уединенная изгибная волна [56]. На рисунке 31(б) ДГ движется сверху вниз, уединенная волна, сопровождающая вихрь – справа налево. Чем больше топологический заряд вихря, тем большую амплитуду имеет сопровождающая его уединенная волна. По оценкам авторов работы [56] уединенная волна с амплитудой порядка 1 мкм сопровождает кластер ВБЛ с топологическим зарядом бл.

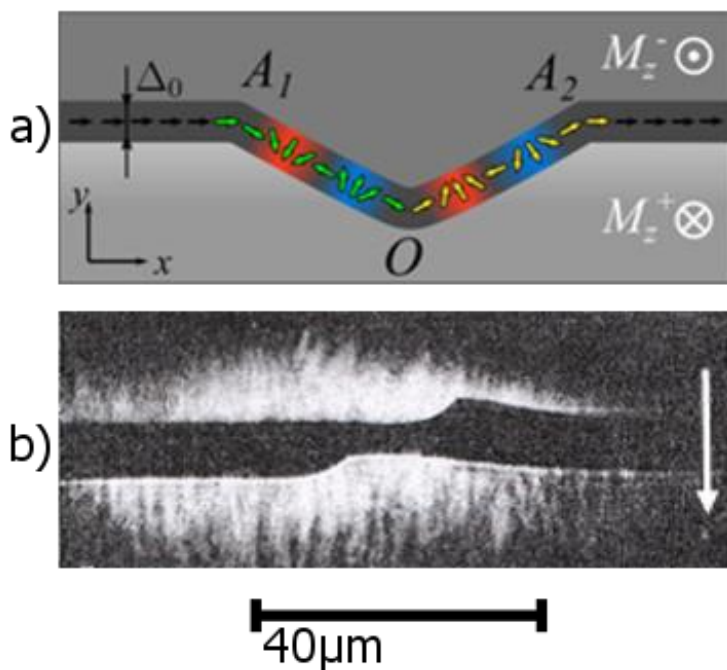


Рисунок 31. Генерация кластеров вертикальных блоховских линий под действием света. (а) Схема расположения вектора намагниченности в центре блоховской доменной границы с тонкой структурой. (б) Двукратная фотография динамической доменной границы с уединенной волной, сопровождающей ВБЛ [56].

В движущейся доменной границе каждая ВБЛ испытывает действие гироскопической силы  $F_g$ . Благодаря этой силе ВБЛ с противоположными топологическими зарядами движутся вдоль ДГ в противоположных направлениях. В геометрии эксперимента гироскопическая сила, действующая на каждую ВБЛ, равна [60]

$$\mathbf{F}_g = \frac{\pi M_s}{\gamma} [\mathbf{v}_n \times \hat{z}] \quad (3.1)$$

где  $M_s$  и  $\gamma$  – намагниченность насыщения и гиромагнитное отношение соответственно,  $\mathbf{v}_n$  – проекция скорости ДГ на нормаль к плоскости ДГ, а  $\hat{z}$  – единичный вектор, перпендикулярный плоскости пленки.

Процесс фотоиндуцированного уменьшения скорости ДГ на шкале времени 35 нс можно понять следующим образом. Если энергия возбуждающего импульса мала, локальный нагрев невелик, сильного ускорения ДГ не происходит, внутри ДГ возникают вихри с малыми топологическими зарядами, движущиеся под действием гироскопической силы в противоположные стороны. Вихри с малыми топологическими зарядами сопровождают уединенные волны малой амплитуды. Небольшое ускорение ДГ, связанное с локальным нагревом, и последующая генерация вихрей, сопровождаемых волнами малой амплитуды, не позволяет обнаружить экспериментально изменение скорости ДГ.

Наши эксперименты были проведены при фиксированной задержке между импульсом магнитного поля и первым зондирующим импульсом 80 нс. Длительность импульса магнитного поля 20 мкс, длительность его переднего фронта 20 нс. Время задержки между первым и вторым импульсом зондирования 35 нс. Импульс накачки действует через 1 нс после действия первого зондирующего импульса (рис. 32). Диаметр пятна импульса накачки 30 мкм.

Если скорость ДГ 0,2 км/с, в течение 35 нс она будет находиться внутри нагретой области. На рисунке 33 нагретая область выделена желтым. Если скорость движения ДГ 0,6 км/с, примерно через 24 нс после действия импульса накачки она выйдет из нагретой области (рис. 33).

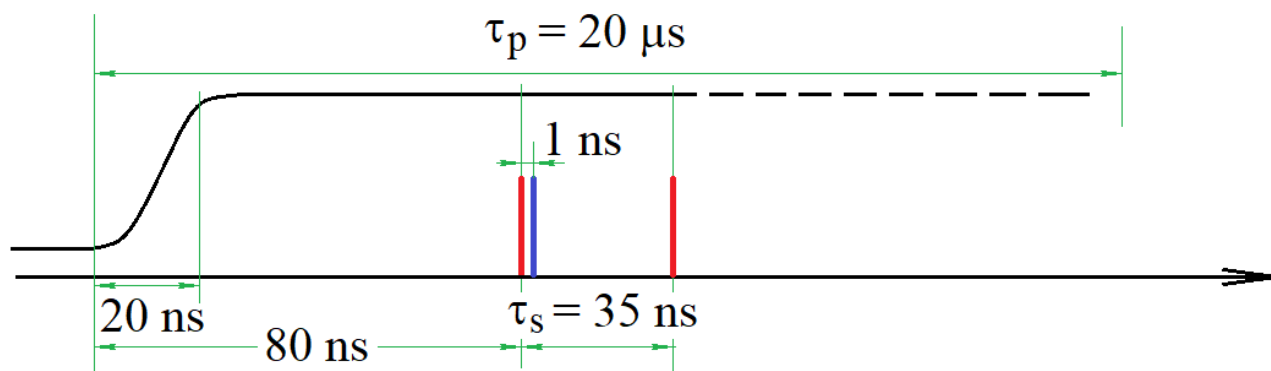


Рисунок 32. Взаимное расположение импульса магнитного поля и световых импульсов в геометрии probe1-pump-probe2.

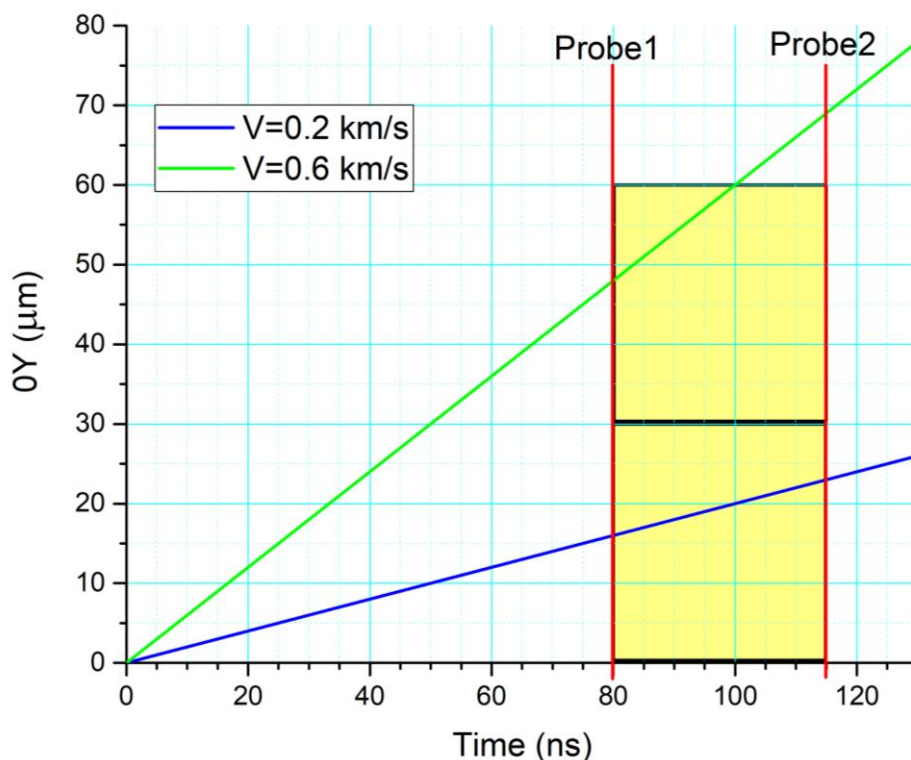


Рисунок 33. Смещение ДГ как функция времени для скоростей движения ДГ 0,2 км/с (синяя прямая) и 0,6 км/с (зеленая прямая). Положение во времени импульсов зондирования показано на рисунке (probe1 и probe2). Область, нагреваемая импульсом накачки, выделена желтым, сам импульс накачки не показан.

Очевидно, что размер нагретой области будет уменьшаться в течение 34 нс (pump-probe2), но ДГ, движущаяся с меньшей скоростью, будет внутри нагретой

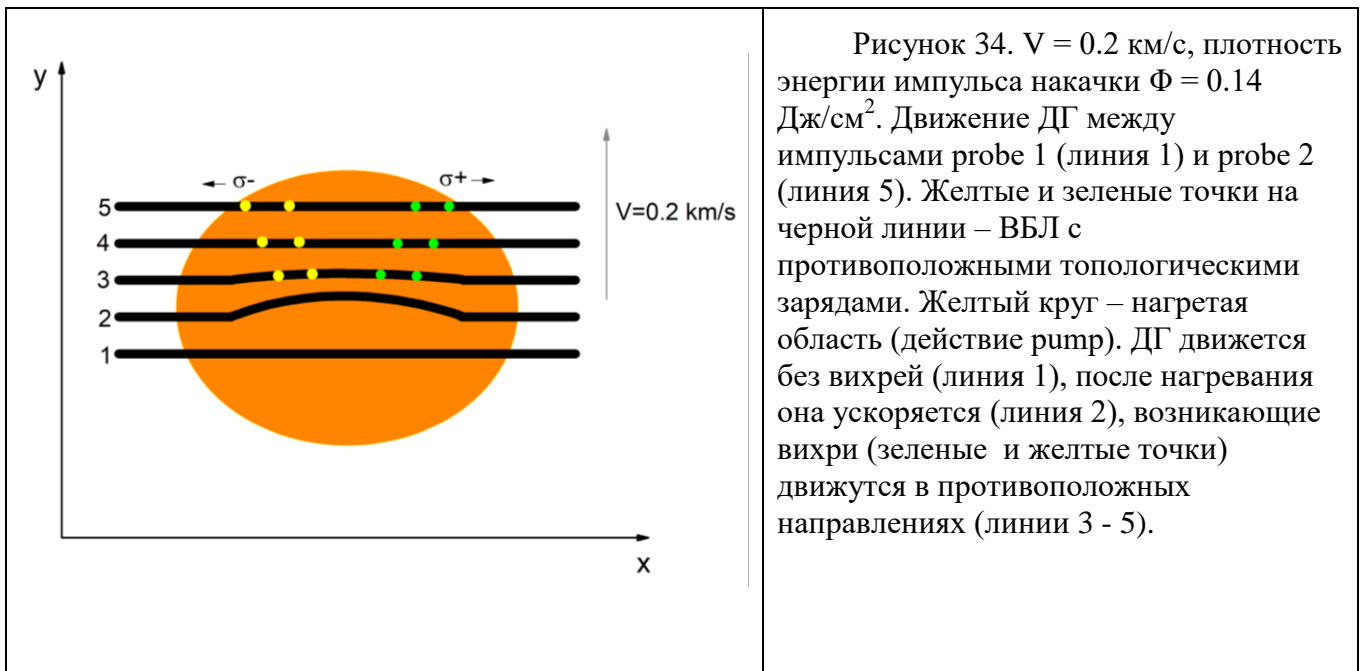
области дольше. Следовательно, внутри ДГ, движущейся с меньшей скоростью будет формироваться больше вихрей.

Таблица 1. Важные параметры.

Плотность энергии импульса накачки, Дж/см <sup>2</sup>		0.14	0.22	0.25	0.41
Изменение температуры $\Delta T$ , К		10	16	18	30
Локальная температура ( $T_{\text{комнатная}} + \Delta T$ ), К		300	306	308	320
Подвижность ДГ, m/s/Oe		4.77	5.23	5.39	6.31
Скорость ДГ после ускорения, км/с	V=0.2 км/с	0.24	0.26	0.27	0.32
	V=0.4 км/с	0.48	0.52	0.54	0.63
	V=0.6 км/с	0.72	0.78	0.81	0.96
Дополнительное смещение ДГ вследствие ускорения за 1 нм, $\mu\text{m}$	V=0.2 км/с	0.04		0.07	
	V=0.4 км/с				
	V=0.6 км/с	0.12			0.36

Если скорость ДГ  $V = 0.2$  км/с, плотность энергии импульса накачки  $\Phi = 0.14$  Дж/см<sup>2</sup>. В Таблице 1 данные для этого случая выделены желтым. На рисунке 34 показана схема движения ДГ (черная линия). Положение динамической ДГ за время между действиями импульсов probe1 (линия 1) и probe2 (линия 5). Желтые и зеленые точки на черной линии – ВБЛ с противоположными топологическими зарядами. Локальный нагрев около 10 К. ДГ ускоряется (линия 2), с увеличением скорости угол выхода вектора намагниченности из плоскости ДГ возрастает, возникают ВБЛ (линия 3), которые движутся в противоположных направлениях с

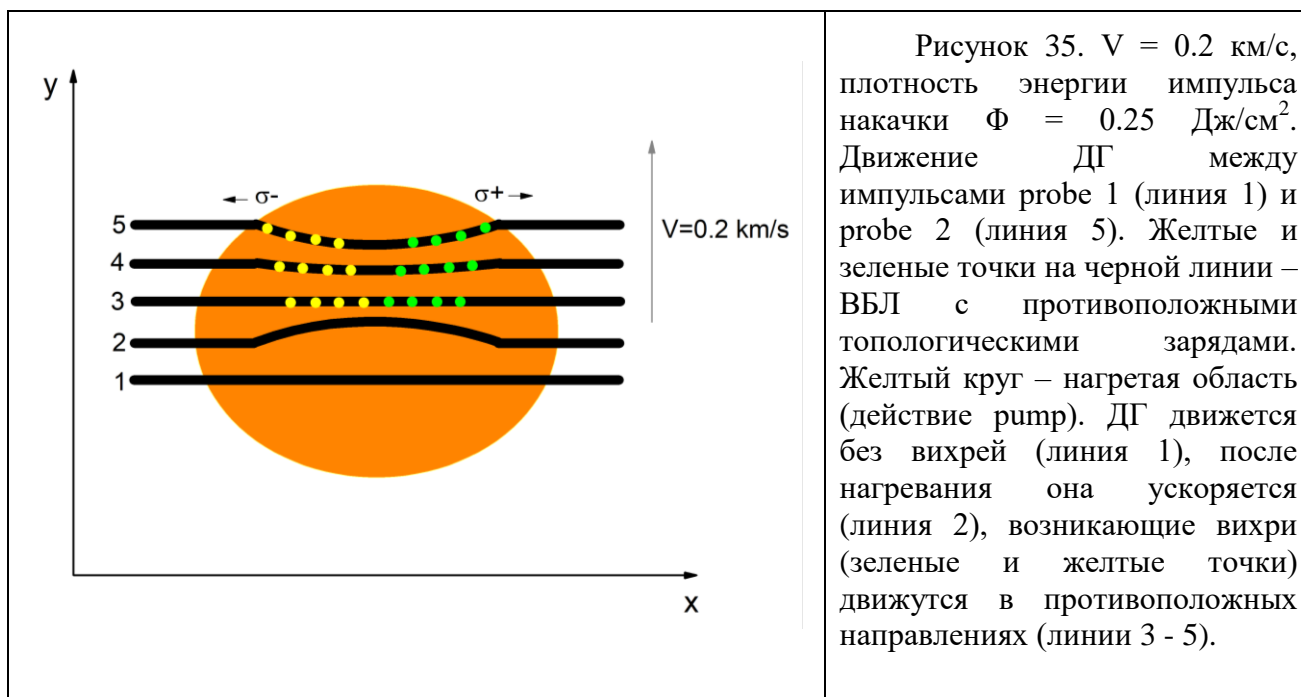
равными скоростями (линия 4). Поскольку энергия импульса невелика, внутри ДГ возникает не много ВБЛ, они движутся отдельно друг от друга и не образуют кластеры. Ускорение ДГ из-за локального нагрева компенсируется торможением ДГ, обусловленным присутствием ВБЛ (линия 4); следовательно изменения скорости экспериментально не наблюдается (линия 5).



Если скорость ДГ  $V = 0.2$  км / с,  $\Phi = 0.25$  Дж / см<sup>2</sup>. В Таблице 1 данные для этого случая выделены зеленым. На рисунке 35 показана схема движения ДГ за время между действиями импульсов probe1 (линия 1) и probe2 (линия 5). Локальный нагрев около 18 К. ДГ ускоряется сильнее, чем в предыдущем случае (линия 2), т.к. подвижность ДГ в этом случае выше. С увеличением скорости внутри ДГ возникают ВБЛ (линия 3), которые движутся внутри ДГ в противоположных направлениях с равными скоростями (линия 4), в этом случае их число больше чем в предыдущем и они образуют кластеры. Торможение ДГ, обусловленное их присутствием, превышает ускорение ДГ, вызванное локальным нагревом (линия 4). В этом случае торможение ДГ можно обнаружить экспериментально (линия 5).



Если скорость ДГ  $V = 0.6$  км/с,  $\Phi = 0.14$  Дж/см<sup>2</sup>. В Таблице 1 данные для этого случая выделены голубым. На рисунке 36 показана схема движения ДГ за время между действиями импульсов probe1 (линия 1) и probe2 (линия 6). Локальный нагрев выше 18 К. ДГ ускоряется (линия 2), при увеличении скорости внутри нее образуются ВБЛ (линия 3), движущиеся в противоположных направлениях с равными скоростями (линия 4). В этом случае их немного, поскольку нагрев небольшой, и ДГ быстро выходит из нагретой области, следовательно, они не образуют кластеры, а движутся по отдельности (линия 5). Скорость ВБЛ пропорциональна скорости ДГ. Ускорение ДГ, вызванное нагревом, компенсируется торможением из-за присутствия внутри нее отдельных ВБЛ. Следовательно, изменения скорости движения ДГ нет (линия 6).



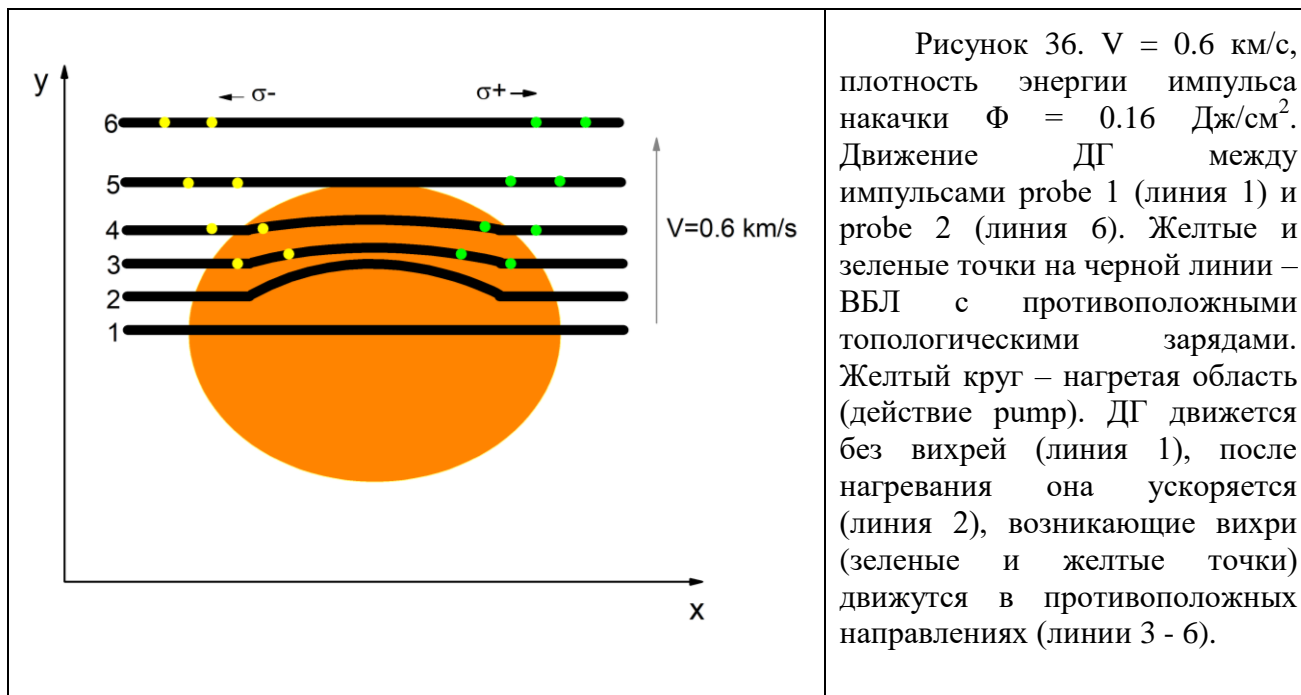
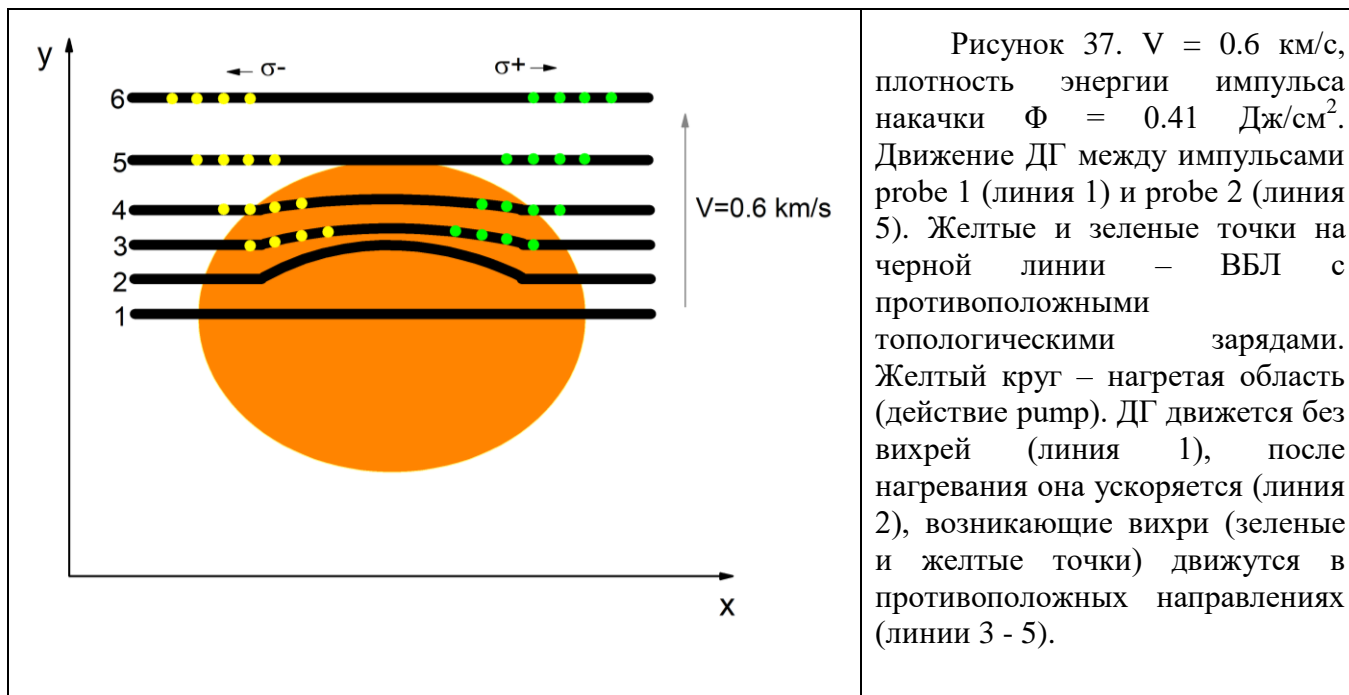


Рисунок 36.  $V = 0.6 \text{ км/с}$ , плотность энергии импульса накачки  $\Phi = 0.16 \text{ Дж/см}^2$ . Движение ДГ между импульсами probe 1 (линия 1) и probe 2 (линия 6). Желтые и зеленые точки на черной линии – ВБЛ с противоположными топологическими зарядами. Желтый круг – нагретая область (действие pump). ДГ движется без вихрей (линия 1), после нагревания она ускоряется (линия 2), возникающие вихри (зеленые и желтые точки) движутся в противоположных направлениях (линии 3 - 6).

Если скорость ДГ  $V = 0.6 \text{ км/с}$ ,  $\Phi = 0.41 \text{ Дж/см}^2$ . В Таблице 1 данные для этого случая выделены оранжевым. На рисунке 37 показана схема движения ДГ за время между действиями импульсов probe1 (линия 1) и probe2 (линия 6). Локальный нагрев около 30 К. ДГ ускоряется сильнее, чем в предыдущем случае (линия 2). При увеличении скорости образуются ВБЛ (линия 3), движущиеся в противоположных направлениях с равными скоростями (линия 4). В этом случае их больше, чем в предыдущем, но они не успевают образовать кластеры, т.к. движутся с большими скоростями. ДГ с тонкой структурой быстро выходит из нагретой области (линия 5). Ускорение ДГ, вызванное нагревом, компенсируется торможением, благодаря присутствию ВБЛ. Следовательно, изменения скорости движения ДГ не наблюдается (линия 6).



К сожалению, условия нашего эксперимента не позволяют определить точное время, необходимое для рождения пары вихрей, а также время, необходимое для объединения отдельных вихрей в кластеры. Кроме того, для более корректного рассмотрения необходимо учитывать то, что температура возбужденной области за время, прошедшее между импульсом накачки и вторым импульсом зондирования, постепенно восстанавливается, а это значит, что изменившиеся характеристики материала возвращаются к исходным значениям, что, безусловно, отражается на динамике ДГ. Для более детального исследования процессов, происходящих в системе, необходимо провести эксперименты с меньшим временем задержки между импульсом накачки и вторым зондирующим импульсом.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Методом, объединяющим метод двукратной фотографии и метод накачки-зондирования, было исследовано влияние импульса накачки на динамическую доменную границу пленки феррита-граната.
2. Было показано, что при определенных значениях энергии возбуждающего импульса и скорости движения доменной границы, оптический импульс вызывает торможение границы, величина которого может составлять до 50% скорости.
3. Этот результат не связан с локальным перемагничиванием и не зависит от поляризации импульса накачки, однако его нельзя объяснить локальным нагревом материала, поскольку увеличение температуры приводит к росту подвижности доменной границы.
4. Для объяснения торможения границы под действием оптического импульса была предложена модель, в рамках которой к уменьшению скорости границы приводит изменение ее внутренней структуры.

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

В данной магистерской диссертации исследованы динамические характеристики доменной границы эпитаксиальной пленки  $\text{Vi}$ -содержащего феррита-граната.

Доказано различие влияния равномерного нагревания образца и локального нагревания фемтосекундным лазерным импульсом. Обнаружено устойчивое снижение скорости движения ДГ под воздействием импульса накачки и предложена модель, объясняющая подобное поведение.

Проведенные экспериментальные исследования в магистерской диссертации показали нераскрытый потенциал фундаментальных и прикладных исследований доменных границ в магнетиках, благодаря возможности управления тонкой структурой ДГ при помощи сверхкоротких световых импульсов.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. B. Van De Wiele, J. Leliaert, K. J. A. Franke, and S. Van Dijken, “Electric field-driven dynamics of magnetic domain walls in magnetic nanowires patterned on ferroelectric domains,” *New J. Phys.*, vol. 18, no. 3, 2016.
2. S. van Dijken, S. J. Hämäläinen, K. J. A. Franke, B. Van de Wiele, Y. Shirahata, and T. Taniyama, “Reversible Electric-Field-Driven Magnetic Domain-Wall Motion,” *Phys. Rev. X*, vol. 5, no. 1, pp. 1–9, 2015.
3. J. Shibata, G. Tatara, and H. Kohno, “A brief review of field- and current-driven domain-wall motion,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 44, no. 38, 2011.
4. K. J. Kim, Y. Yoshimura, and T. Ono, “Current-driven magnetic domain wall motion and its real-time detection,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 56, no. 8, pp. 0–10, 2017.
5. F. Nguyen van Dau et al., “Magnetic domain wall motion by spin transfer,” *Comptes Rendus Phys.*, vol. 12, no. 3, pp. 309–317, 2011.
6. E. E. Fullerton et al., “All-optical control of ferromagnetic thin films and nanostructures,” *Science*, vol. 345, no. 6202, pp. 1337–1340, 2014.
7. M. S. El Hadri et al., “Helicity-dependent all-optical domain wall motion in ferromagnetic thin films,” *Phys. Rev. B*, vol. 97, no. 5, pp. 1–8, 2018.
8. R. Medapalli et al., “Multiscale dynamics of helicity-dependent all-optical magnetization reversal in ferromagnetic Co/Pt multilayers,” *Phys. Rev. B*, vol. 96, no. 22, pp. 1–8, 2017.
9. T. Janda et al., “Inertial displacement of a domain wall excited by ultra-short circularly polarized laser pulses,” *Nat. Commun.*, vol. 8, no. 15226, pp. 1–7, 2017.
10. M. L. M. Laliu, R. Lavrijsen, and B. Koopmans, “Integrating all-optical switching with spintronics,” *Nat. Commun.*, vol. 10, no. 1, p. 110, Dec. 2019.
11. A. Stupakiewicz, A. Maziewski, I. Davidenko, and V. Zablotskii, “Light-induced magnetic anisotropy in Co-doped garnet films,” *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 64, no. 6, pp. 1–9, 2001.
12. N. Ogawa et al., “Photodrive of magnetic bubbles via magnetoelastic waves,” *Proc Natl Acad Sci U S A.*, vol. 112, no. 29, pp. 8977–8981, 2015.
13. B. Pfau et al., “Ultrafast optical demagnetization manipulates nanoscale spin structure in domain walls,” *Nat. Commun.*, vol. 3, no. 1, p. 1100, Jan. 2012.
14. М. В. Герасимов, С. В. Ильин, М. В. Логунов, С. А. Никитов, А. В. Спирин, А. Н. Чалдышкин, “Магнитооптическая установка для исследования временной эволюции нанометровых смещений доменных границ при

- импульсном намагничивании,” Приборы и техника эксперимента, № 5, с. 106–111, 2017.
15. Reinsel, D., Gantz, J. & Rydning, J. Data age 2025: the evolution of data to life-critical. An IDC white paper. Seagate <https://www.seagate.com/files/www-content/our-story/trends/files/idc-seagate-dataage-whitepaper.pdf>. 2018.
  16. Kaitsu, Isatake & Inamura, Ryosaku & Toda, Junzo & Morita, Toshihiko. Ultra High Density Perpendicular Magnetic Recording Technologies. Fujitsu Scientific and Technical Journal. 421. 122-130. 2006.
  17. S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, “Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory,” *Science*, vol. 320, no. 5873, pp. 190–194, 2008.
  18. D. Kumar, T. Jin, S. Al Risi, R. Sbiaa, W. S. Lew, and S. N. Piramanayagam, “Domain Wall Motion Control for Racetrack Memory Applications,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 55, pp. 1–8, 3 2019.
  19. Madami, M., Chiuchiù, D., Carlotti, G. & Gammaitoni, L. Fundamental energy limits in the physics of nanomagnetic binary switches. *Nano Energy* 15, 313–320. 2015.
  20. Sander, D. et al. The 2017 magnetism roadmap. *J. Phys. D* 50, 363001. 2017.
  21. Kimel, Alexey & Li, Mo. Writing magnetic memory with ultrashort light pulses. *Nature Reviews Materials*. 4. 1. 10.1038/s41578-019-0086-3. 2019.
  22. Stupakiewicz, A. & Szerenos, Krzysztof & Afanasiev, Dmytro & Kirilyuk, Andrei & Kimel, Alexey. Ultrafast photo-magnetic recording in transparent medium. *Nature*. 542. 10.1038/nature20807. 2016.
  23. Stupakiewicz, A. & Szerenos, Krzysztof & Davydova, Margarita & Zvezdin, K. & Zvezdin, Anatoly & Kirilyuk, Andrei & Kimel, Alexey. Selection rules for all-optical magnetic recording in iron garnet. *Nature Communications*. 10. 10.1038/s41467-019-08458-w. 2019.
  24. Davies, Carl & Prabhakara, K.H & Davydova, Margarita & Zvezdin, K. & Shapaeva, T.B & Wang, Sicong & Zvezdin, Anatoly & Kirilyuk, Andrei & Rasing, Th & Kimel, Alexey. Anomalous Damped Heat-Assisted Route for Precessional Magnetization Reversal in an Iron Garnet. *Physical Review Letters*. 122. 10.1103/PhysRevLett.122.027202. 2019.
  25. Shelukhin, Leonid & Pavlov, V. & Usachev, Pavel & Pisarev, R. & Kalashnikova, Alexandra. Ultrafast laser-induced changes of the magnetic anisotropy in iron garnet films. *Physical Review B*. 97. 10.1103/PhysRevB.97.014422. 2015.
  26. А.К. ЗВЕЗДИН, В.А.КОТОВ. МАГНИТООПТИКА ТОНКИХ ПЛЕНОК. Наука. 1988.

27. В.В. Рандошкин, А.Я.Червоненкис. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат. 1990.
28. А. Эшенфельдер “Физика и техника цилиндрических магнитных доменов”, Москва, Мир, 1983.
29. Четкин М. В., Курбатова Ю. Н., Шапаева Т. Б. Динамика доменных границ в пленках ферритов-гранатов в больших плоскостных магнитных полях. Физика твердого тела. Т. 52, № 9. с. 1795–1797. 2010.
30. Четкин М.В., Парыгина И.В., Савченко Л.Л. Неодномерная динамика вертикальных линий Блоха в доменных границах ферритов-гранатов. ЖЭТФ 110, вып. 5 (11). 1996.
31. Чернов А.И., Кожаев М.А., et al. Локальное зондирование магнитных пленок с помощью оптического возбуждения магнитостатических волн. ФТТ, т.58, №6, с.1093. 2016.
32. А. М. Калашникова, А. В. Кимель, Р. В. Писарев, “Сверхбыстрый оптомагнетизм,” УФН, том 185, № 10, с. 1064 – 1076, 2015
33. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and T. Rasing, “Ultrafast optical manipulation of magnetic order,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 82, pp. 2731–2784, 9 2010.
34. A. V. Chetvertukhin, M. I. Sharipova, A. G. Zhdanov, T. B. Shapaeva, T. V. Dolgova, and A. A. Fedyanin, “Femtosecond time-resolved Faraday rotation in thin magnetic films and magnetophotonic crystals,” *J. Appl. Phys.*, vol. 111, 07A944, 2012.
35. K. H. Prabhakara, “Ultrafast Magnetism of Non-Collinear Spins in Ferrimagnets”, PhD thesis, Nijmegen, The Netherlands 2020.
36. М. А. Кожаев, А. И. Чернов, И. В. Савочкин, А. Н. Кузьмичев, А. К. Звездин, В. И. Белотелов. Особенности обратного эффекта Фарадея, возникающего в пленках феррита-граната при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами, Письма в ЖЭТФ, 104:12, 851–855. 2016.
37. М.А. Шамсутдинов, И.Ю.Ломакина, В.Н.Назаров, А.Т.Харисов. Ферро- и антиферродинамика. Наука. 2009.
38. Волков В. В., Боков В. А. Динамика доменной стенки в ферромагнетиках. Физика твердого тела. Т. 50. Вып. 2. С. 193–221. 2008.
39. М.А. Шамсутдинов, В.Н. Назаров, А.Т. Харисов «Введение в теорию доменных стенок и солитонов в ферромагнетиках. Учебное пособие», Уфа, БашГУ. 2010.
40. Б. А. Иванов, Н. Е. Кулагин. О предельной скорости и вынужденном движении доменной стенки ферромагнетика во внешнем поле,

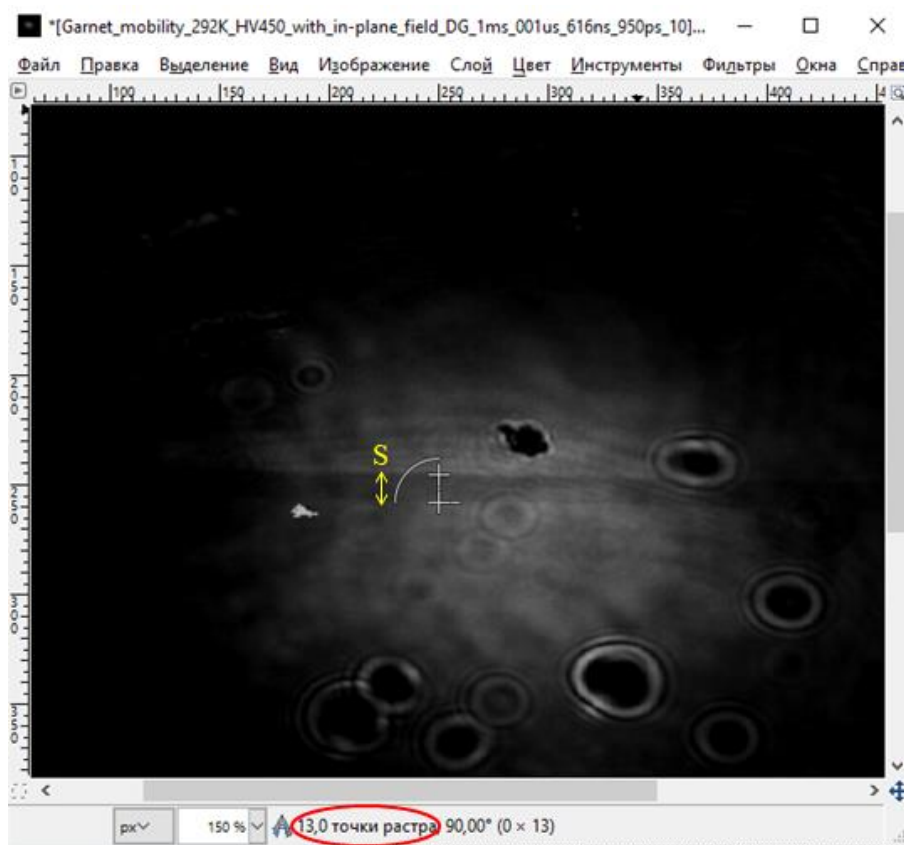


- перпендикулярном оси легкого намагничивания. ЖЭТФ, том 112, вып. 3(9), стр. 953-974. 1997
41. S. Burmistrov, J. Jalishev, V. Pokazan'ev. *J. Magn. Magn. Mater.* 96, 349. 1991.
  42. K. Patek, A. Thiaville, J. Miltat. *Phys. Rev. B* 49, 6678. 1994.
  43. J.C. Slonczewski. *J. Appl. Phys.* 14, 1759. 1973.
  44. Р. М. Вахитов, О. Г. Ряхова. Особенности нелинейной динамики кубических ферромагнетиков в области магнитоупругого резонанса. *Журнал технической физики.* Т. 75, N 8. - С. 59-62. 2005.
  45. Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., Шапаева Т.Б., “Исследование высокоскоростной динамики доменных границ в пленках ферритов-гранатов в больших плоскостных магнитных полях,” *Известия РАН. Серия физическая,* том 74, № 10, с. 1480 – 1482, 2010.
  46. В.А. Боков, В.В. Волков, “Динамика доменной стенки в ферромагнетиках,” *ФТТ,* том 50, № 2, с. 193 – 221, 2008.
  47. А. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. Мир, М. 1982.
  48. V. P. Maslov and V. M. Chetverikov, “Dynamics of a nearly planar domain wall with Bloch lines in a magnetic bubble film,” *Zh. Eksp. Teor. Fiz.,* vol. 94, pp. 270–280, 1988.
  49. E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, “Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel,” *Phys. Rev. Lett.,* vol.76, 4250 – 4253, 1996
  50. T. A. Ostler, J. Barker, R. F. Evans, R. W. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, S. El Moussaoui, L. Le Guyader, E. Mengotti, L. J. Heyderman, F. Nolting, A. Tsukamoto, A. Itoh, D. Afanasiev, B. A. Ivanov, A. M. Kalashnikova, K. Vahaplar, J. Mentink, A. Kirilyuk, T. Rasing, and A. V. Kimel, “Ultrafast heating as a sufficient stimulus for magnetization reversal in a ferrimagnet,” *Nature Communications,* vol. 3, 2012.
  51. Использование метода двукратной высокоскоростной фотографии для исследования оптического перемагничивания пленок ферритов-гранатов [http://magn.ru/diploma/2018/2018\\_bogomolov\\_bak.pdf](http://magn.ru/diploma/2018/2018_bogomolov_bak.pdf). 2018.
  52. M. Deb, P. Molho, B. Barbara, and J.-Y. Bigot, “Controlling laser-induced magnetization reversal dynamics in a rare-earth iron garnet across the magnetization compensation point,” *Phys. Rev. B,* vol. 97, p. 134419, 2018.
  53. J. C. Slonczewski, A. P. Malozemoff, and E. A. Giess, “Temperature dependence of exchange stiffness in garnet bubble films,” *Appl. Phys. Lett.,* vol. 24, no. 8, pp. 396–397, Apr. 1974.

54. W. Wettleing, B. Andlauer, P. Koidl, J. Scheider, and W. Tolksdorf, "Optical Absorption and Faraday Rotation in Yttrium Iron Garnet," vol. 63, no. 1973, pp. 63–70, 2000.
55. V.G. Bar'jakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, S.N. Gadetskiy, Dynamics of Topological Magnetic Solitons. (Springer tracts in modern physics, Berlin), vol. 129, 1994.
56. М. В. Четкин, В. Б. Смирнов, А. Ф. Новиков, И. В. Парыгина, А. К. Звездин и С. В. Гомонов, "Динамика кластеров вертикальных блоховских линий," ЖЭТФ, том. 94, № 11, с. 164–173, 1988.
57. T. M. Morris, G. J. Zimmer, F. B. Humphrey, and F. 8 Humphrey, "Dynamics of hard walls in bubble garnet stripe domains," J. Appl. Phys., vol. 47, p. 721, 1976
58. А. К. Zvezdin, А. F. Popkov, and I. P. Yarema, "Dynamic interaction and collisions of Bloch lines in a ferromagnet," Zh. Eksp. Teor. Fiz., vol. 98, pp. 1070–1080, 1990.
59. A. Hubert, "Interactions between Bloch Lines," AIP Conference Proceedings, vol. 18, no. 1, pp. 178–182, 1974.
60. J. C. Slonczewski, "Theory of Bloch-line and Bloch-wall motion," J. Appl. Phys., vol. 45, no. 6, pp. 2705–2715, Jun. 1974.
61. М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, Т.Б. Шапаева, О.А. Борщеговский. «Генерация и гироскопическая квазирелятивистская динамика антиферромагнитных вихрей в доменных границах ортоферрита иттрия». ЖЭТФ 130, 181. 2006.
62. User's Guide of ANSYS Maxwell 3D Field Simulator v15, edition REV6.0. – 1006 с. (2012).
63. Андреева Е.Г., Семина И.А., Демин А.В. «Моделирование концентратора магнитного поля в комплексе программ ANSYS Maxwell». Электротехнические и информационные комплексы и системы. №4. (2015).

## ПРИЛОЖЕНИЕ

**Приложение 1.** Использование программы GIMP для определения скорости динамической ДГ методом двукратной высокоскоростной фотографии. Точность измерения скорости методом двукратной высокоскоростной фотографии во многом ограничена только разрешающей способностью CCD матрицы используемой камеры, поскольку измерение ширины контрастной полосы возможно с точностью до одного пикселя. В текущем эксперименте пространственное разрешение составило 2.053 мкм на пиксель. Задержка между импульсами составляла 35 нс. Таким образом, в текущем эксперименте скорость можно было измерить с точностью до 58 м/с в стационарном режиме движения ДГ.



$$\Delta t = t_2 - t_1 = 35 \text{ нс}$$

Разрешение:

$$2.053 \text{ мкм/рх}$$

Ширина контрастной  
полосы: 13рх

$$V = \frac{S}{\Delta t}$$

$$V = \frac{13 \cdot 2.053}{35} \cdot 10^3 \approx 763 \frac{\text{м}}{\text{с}}$$

## **Приложение 2. Расчет плоскостной компоненты постоянного магнитного поля, создаваемого градиентными магнитами.**

Для увеличения скорости движения ДГ и преодоления скачка скорости Уокера в эксперименте использовали постоянное магнитное поле, ориентированное в плоскости образца перпендикулярно плоскости ДГ. Это поле можно было менять. Положение единственной ДГ в образце стабилизировали с помощью градиентного магнитного поля, создаваемого двумя магнитами NdFeB (ДДхШШхВВ: 12х6х2 мм), которые находились на расстоянии 3 мм друг от друга. Эти магниты создавали магнитное поле, обладающее несколькими компонентами, одна из которых лежит в плоскости образца ( $H_{pl}$ ), а другая перпендикулярна ей ( $H_z$ ). Вид зависимости величины перпендикулярной компоненты магнитного поля от расстояния между магнитами  $H_z(y)$  была определена экспериментально (Рис. 29). По этим результатам с помощью программного пакета ANSYS Maxwell 16.0.2 вычислили зависимость плоскостной компоненты градиентного магнитного поля от расстояния между магнитами  $H_{pl}(y)$ . Расчеты были выполнены при  $z = 2.02$  мм для разных значений  $x$  (от 4 до 8 мм).

Программа ANSYS Maxwell – программа комплексного моделирования электромагнитного поля при разработке и анализе 3D/2D-систем, таких как двигатели, приводы, трансформаторы и многих других магнитостатических и магнитодинамических систем. Работа Maxwell основана на методе конечных элементов, программа может проводить расчет статических электрических полей, электромагнитных и электрических полей, изменяющихся по частоте и по времени.

При моделировании градиентных магнитов приняты основные допущения:

- в качестве градиентных магнитов используются два постоянных магнита NdFeB;

- намагниченность насыщения каждого магнита постоянна в его объеме;
- величины намагниченности были приняты как 3.7 и 4.4 кЭ для двух магнитов соответственно. Один из которых, таким образом, имел меньшую намагниченность в соответствии с результатом эксперимента;
- с учетом геометрии магнитной системы поле считается трехмерным;
- намагниченность образца не влияет на распределение магнитного поля.

Исходные уравнения магнитоэлектростатического поля – это уравнения Максвелла:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j},$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0,$$

$$\vec{H} = \mu \mu_0 \vec{H},$$

где  $\vec{H}$  – вектор напряженности магнитного поля,  $\vec{B}$  – вектор магнитной индукции,  $\vec{j}$  – вектор плотности тока,  $\mu$  – относительная магнитная проницаемость материала,  $\mu_0$  – магнитная постоянная.

Для линейных и изотропных сред ( $\mu = \text{const}$ ) уравнения с учетом выражений  $\operatorname{rot} \vec{A} = \vec{B}$  и  $\operatorname{div} \vec{A} = 0$  преобразуют к уравнению Лапласа-Пуассона относительно магнитного векторного потенциала  $\vec{A}$ :

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{j}$$

В трехмерной системе координат ( $x, y, z$ ) магнитное поле имеет три составляющих вектора магнитного потенциала  $A = A_x, A = A_y, A = A_z$ , и уравнение Лапласа-Пуассона примет вид системы уравнений. Модель дополняется нулевыми граничными условиями. [62, 63].

Решение системы уравнений получено с помощью пакета в комплексе программ ANSYS Maxwell 3D. В ходе решения построены: распределение магнитного поля (рис. П2.1), зависимость вертикальной ( $H_z$ , рис. П2.2)

компоненты напряженности магнитного поля трехмерной модели от координаты  $y$ .

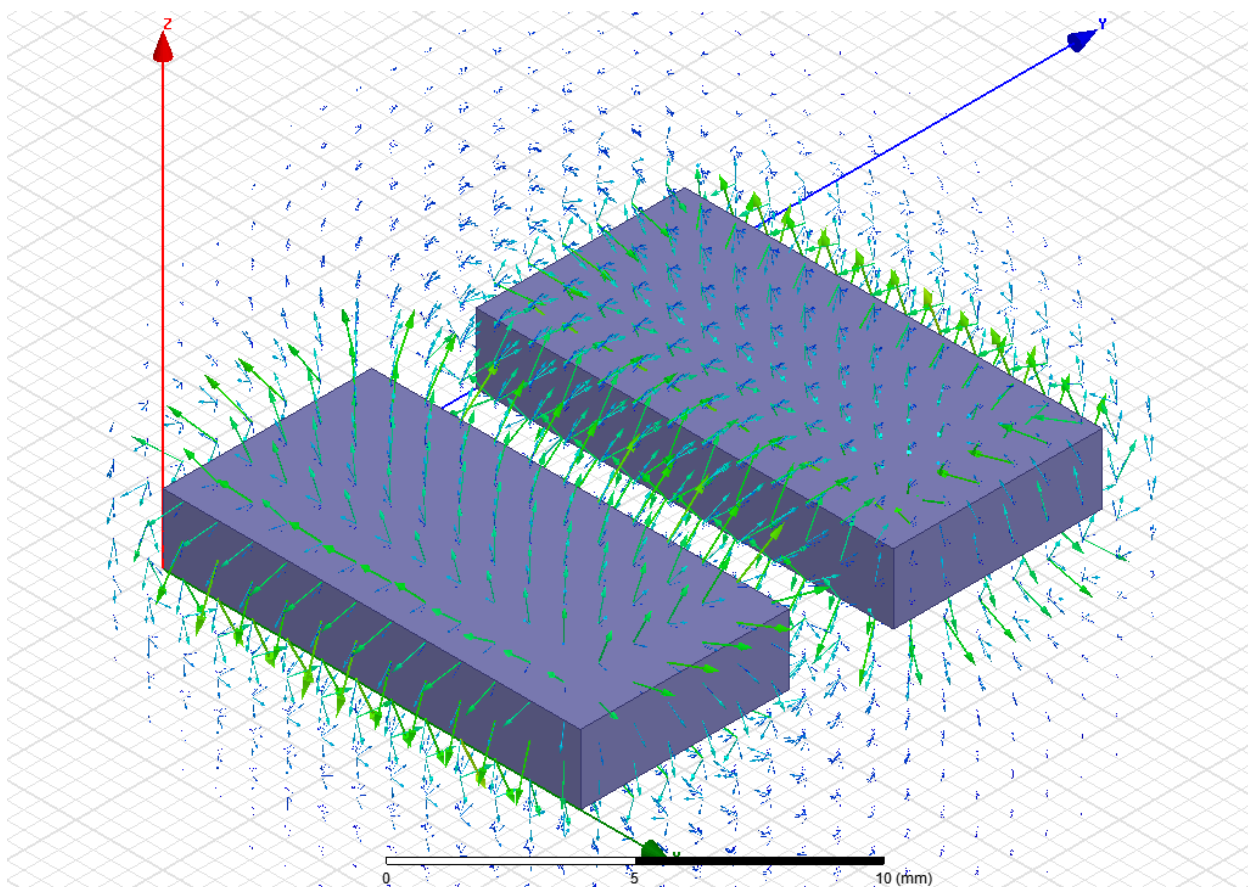


Рисунок П2.1. Распределение магнитного поля, создаваемого градиентными магнитами.

## Spatial distribution of the gradient field 0Z

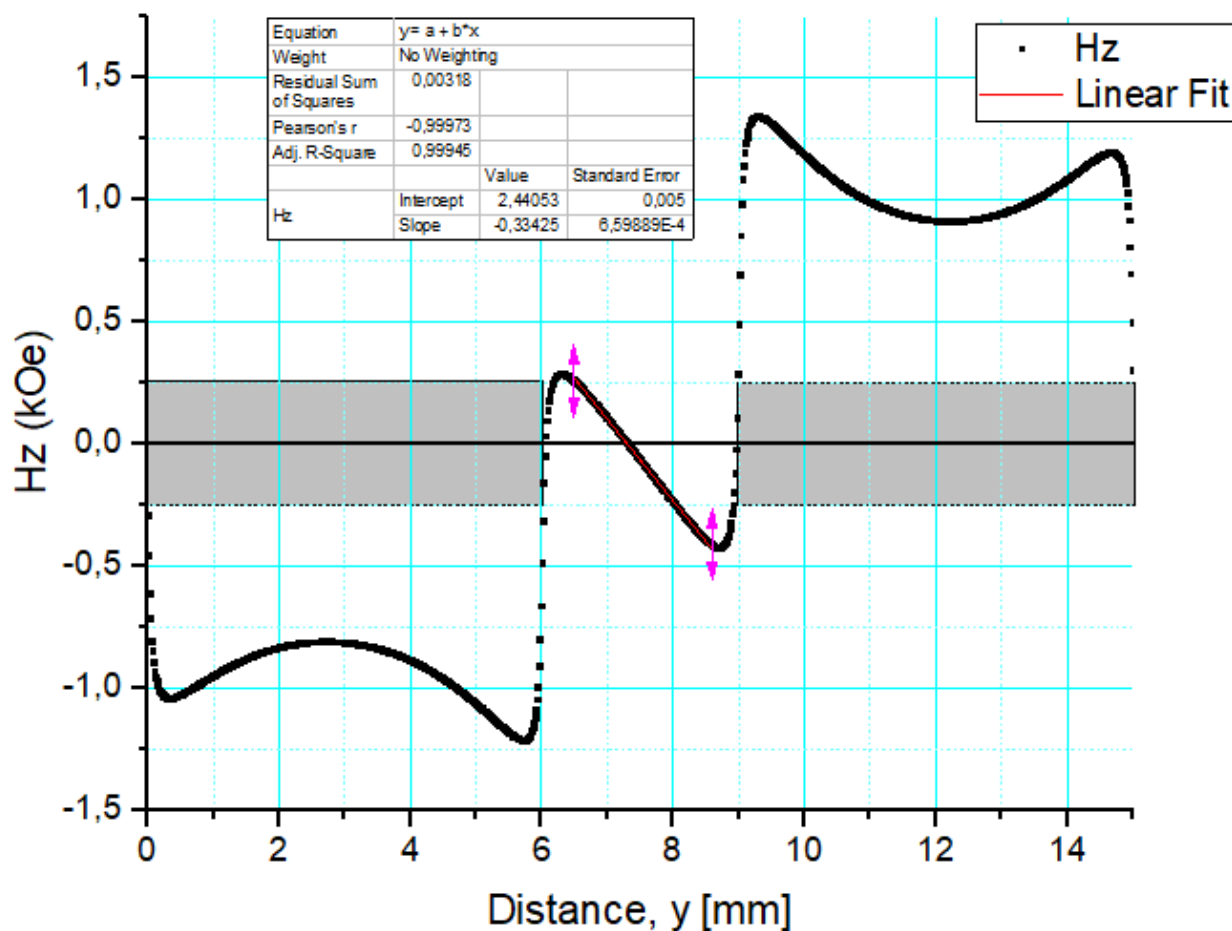


Рисунок П2.2 Зависимость величины вертикальной компоненты постоянного магнитного поля  $H_z$ , создаваемого постоянными магнитами, от координаты  $y$  при  $z = 2.02$  мм (20 мкм над поверхностью магнитов). Угловым коэффициентом линейного участка кривой вблизи  $y=7,5$  мм соответствует величине градиентного магнитного поля 3,3 кЭ/см. На представленном графике схематически показано положение градиентных магнитов по оси  $Y$  (выделенные закрашенные прямоугольные области), масштаб по оси  $Y$  сохранен.

В результате обработки результатов численного эксперимента было установлено, что

- в центре системы распределение магнитного поля не зависит от координаты  $X$ ;
- оценив по экспериментальному значению градиента величины намагниченности магнитов и проведя ряд численных экспериментов, удалось

добиться хорошего совпадения рассчитанной величины градиентного поля с её экспериментальным значением;

- величина плоскостной компоненты магнитного поля градиентных магнитов составляет около 5 кЭ в центре образца.

Численная оценка плоскостной компоненты постоянного магнитного поля, создаваемого градиентными магнитами, необходима, так как ее экспериментальное измерение, в отличие от компоненты перпендикулярной плоскости образца, является достаточно сложной задачей с технической точки зрения. Таким образом, на динамическую ДГ действует плоскостное поле, которое является суперпозицией поля, создаваемого градиентными магнитами, и поля электромагнитов.