Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук Отделение физики твёрдого тела Лаборатория физики ферроиков



На правах рукописи

Геревенков Пётр Игоревич

Лазерно-индуцированная прецессия намагниченности в тонких магнитных плёнках

Научный доклад

Направление: 03.06.01 — Физика и астрономия Специальность: 01.04.07 — Физика конденсированного состояния

Санкт-Петербург — 2022

Научный руководитель:	кандидат физико-математических наук
	Хохлов Николай Евгеньевич
	снс, лаб. Физики ферроиков
	ФТИ им. А. Ф. Иоффе
	Подпись:
Рецензенты:	кандидат физико-математических наук,
	Бессонов Владимир Дмитриевич
	снс, лаб. Магнитных полупроводников,
	ИФМ УрО РАН им. М. Н. Михеева
	Подпись:
	кандидат физико-математических наук
	Кац Владимир Наумович
	и.о. нс, лаб. Оптических явлений
	в сегнетоэлектрических и магнитных кристаллах ФТИ им. А. Ф. Иоффе
	Подпись:

Оглавление

Стр.

Введен	ние	4
Глава	1. Лазерно-индуцированное возбуждение прецессии	
	намагниченности и распространяющихся	
	магнитостатических волн: обзор литературы	7
1.1	Прецессия намагниченности и магнитостатические волны	7
1.2	Релаксационные процессы в магнонике	8
Глава	2. Влияние релаксации магнитной анизотропии на	
	параметры лазерноиндуцированной прецессии	
	намагниченности	10
2.1	Схема эксперимента и образцы	10
2.2	Эволюция намагниченности и параметров анизотропии со	
	временем после сверхбыстрого лазерноиндуцированного нагрева.	13
2.3	Влияние релаксации параметров анизотропии на параметры	
	лазерноиндуцированной прецессии намагниченности	20
Глава	3. Возбуждение распространяющихся	
	магнитостатических волн при сверхбыстром	
	лазерно-индуцированном изменении магнитной	
	анизотропии в тонких металлических плёнках	25
3.1	Схема эксперимента и образцы	25
3.2	Лазерно-индуцированное возбуждение распространяющихся	
	магнитостатических волн	27
3.3	Механизмы возбуждения	28
3.4	Длина распространения поверхностных магнитостатических волн	30
3.5	Теоретический анализ	31
Заклю	чение	35
Публи	кации по теме работы	45

Введение

Актуальность темы. Магноника – направление в современном магнетизме, начавшее формироваться в последние несколько лет. В магнонике перенос спинового момента осуществляется без переноса заряда за счет распространения спиновых волн (магнонов), что позволяет избежать джоулевых потерь. Другим преимуществом магноники, по сравнению с электроникой, является возможность передачи аналоговых сигналов посредством амплитуды и фазы спиновой волны, что позволяет использовать магноны для более эффективной реализации нейроморфных вычислений. Актуальной задачей магноники является реализация структур для управления параметрами распространяющихся спиновых волн (фазовая и групповая скорость, направление распространения и др). В связи с этим критически важными являются материалы и структуры на их основе, демонстрирующие возможность возбуждения магнонов, управления их параметрами и достаточную длину распространения для использования в устройствах магноники. В данной работе использован новый для магноники материал – галфенол и новый метод – возбуждение динамики намагниченности и, в частности, распространяющихся магнитостатических волн посредством лазерно-индуцированного изменения анизотропии, а также продемонстрирована возможность управления параметрами возбуждаемой динамики.

Научная новизна:

- 1. Разработана оригинальная методика определения временной эволюции параметров магнитокристаллической анизотропии после импульсного лазерноиндуцированного нагрева.
- Впервые экспериментально продемонстрировано выполнение степенного закона для отношения намагниченности насыщения и параметров магнитокристаллической анизотропии в процессе релаксации после импульсного лазерноиндуцированного нагрева в тонких плёнках галфенола.
- Впервые продемонстрировано оптическое возбуждение магнитостатических волн за счёт сверхбыстрого лазерноиндуцированного изменения параметров магнитокристаллической анизотропии.

Теоретическая и практическая значимость. Теоретическая значимость полученных результатов заключается в демонстрации применимости степенного закона для отношения намагниченности насыщения и параметров магнитокристаллической анизотропии уже после нескольких пикосекунд после импульсного лазерноиндуцированного нагрева.

Практическая значимость заключается в применимости результатов работы для создания новых устройств обработки и записи информации оптическими методами.

Объект исследования. В качестве объекта исследования использовались тонкие плёнки ферромагнитного сплава галфенола ($Fe_{0.81}Ga_{0.19}$) различной толщины в диапазоне 5 — 20 нм, эпитаксиально выращенные на подложках GaAs(001). Образцы обладают ярко выраженными магнитокристаллической кубической и ростовой одноосной анизотропиями, что позволяет эффективно возбуждать динамику намагниченности при помощи сверхбыстрого изменения анизотропии. Как показано в тексте доклада, этот факт, а также низкие значения гильбертового затухания исследуемых плёнок делают их перспективным объектом для использования в устройствах магноники.

Предмет исследования. Предметом исследования является лазерноиндуцированные прецессия намагниченности и распространяющиеся магнитостатические волны.

Целью данной работы является изучение сверхбыстрых процессов, возникающих в тонких анизотропных магнитных плёнках под действием фемтосекундных лазерных импульсов.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

- 1. разработать и применить экспериментальную методику для определения временной эволюции параметров магнитокристаллической анизотропии после импульсного лазерноиндуцированного нагрева;
- 2. провести эксперименты по оптическому возбуждению магнитостатических волн в тонких плёнках галфенола.

Методология и методы исследования. Измерения в работе выполнены по методике двухцветной накачки-зондирования в геометриях меридионального и полярного магнитооптических эффектов Керра. Для детектирования распространяющихся магнитостатических волн дополнительно реализовано пространственное сканирование. Для описания результатов экспериментов применены теоретические подходы, подробно описанные в тексте доклада. **Апробация работы.** Результаты работы докладывались лично автором на семинарах лаборатории «Физики ферроиков», а также в 5 докладах на научных конференциях в России и за рубежом:

- Геревенков П.И., Кунту Д.В., Филатов Я.А., Калашникова А.М., Хохлов Н.Е. Эволюция магнитных параметров материала со временем при сверхбыстром лазерном нагреве, устный доклад, XXIV Международная научная конференция Новое в магнетизме и магнитных материалах НМММ-2021, Москва 1 8 июля, 2021, Докладчик.
- P. I. Gerevenkov, D. V. Kuntu, Ia. A. Filatov, L. A. Shelukhin, A. W. Rushforth, A. M. Kalashnikova, N. E. Khokhlov, Features of laser-induced magnetization precession in ferromagnetic films with time-dependent magnetic anisotropy, Стендовый доклад, JEMS2020, Лиссабон (онлайн) 7-11 декабря, 2020, Докладчик.
- 3. P.I. Gerevenkov, A.W. Rushforth, A.M. Kalashnikova and N.E. Khokhlov, The Effect of Temporal Evolution of Magnetic Anisotropy Parameters on the Magnetization Precession in Ferromagnetic Films. Oral. 2020 Magnetism and Magnetic Materials Conference, 2 — 6 November 2020. Online. Speaker.
- 4. P.I. Gerevenkov, D.V. Kuntu, Ia.A. Filatov, L.A. Shelukhin, A.W. Rushforth, A.M. Kalashnikova, N.E. Khokhlov. Features of magnetization precession at temporal evolution of magnetic anisotropy parameters. Oral. V International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO 2020, 14 18 September 2020. Online. Speaker.
- 5. Геревенков П. И., Хохлов Н. Е., Шелухин Л. А., Щербаков А. В., Rushforth A. W., Калашникова А. М. Экспериментальное и теоретическое описание зависимостей параметров сверхбыстрой лазерноиндуцированной прецессии намагниченности в сильно анизотропных тонких ферромагнитных пленках, стендовый доклад, Международная молодежная конференция ФизикА. СПб 2019, Санкт-Петербург 22-24 октября, 2019, Докладчик.

Глава 1. Лазерно-индуцированное возбуждение прецессии намагниченности и распространяющихся магнитостатических волн: обзор литературы

1.1 Прецессия намагниченности и магнитостатические волны

Спиновые волны вызывают интерес с точки зрения использования в устройствах магноники для кодирования, передачи и обработки информации [1-3]. Использование спиновых волн позволяет уменьшить размер вычислительных элементов до нанометровых размеров благодаря нанометровым длинам волн и избавиться от паразитного нагрева, связанного с переносом заряда. Кроме того, при использовании спиновых волн возможно кодирование информации не только посредством амплитуды, но и частоты и фазы волны. Дальнейшее развитие магноники зависит от разработки подходов к возбуждению и управлению параметрами спиновых волн. Для интеграции элементов магноники с устройствами электроники и фотоники необходимы эффективные механизмы возбуждения магнитной динамики при помощи электрических и оптических импульсов [4-6]. Другим требованием для реализации магнонных устройств является поиск материалов и структур на их основе, демонстрирующих достаточную длину распространения спиновых волн [7-11].

Оптическое возбуждение позволяет управлять магнитными параметрами на различных временных масштабах вплоть до фемтосекунд [12; 13]. Данный факт привёл к формированию области оптомагноники [14—20], где лазерные импульсы используются как для возбуждения спиновой динамики, так и для управления её параметрами. В [16; 21—23] продемонстрировано возбуждение спиновых волн с заданными волновыми числом и направлением распространения. На данный момент продемонстрировано возбуждение спиновых волн при помощи сверхбыстрых опто-магнитных эффектов [16; 21—25], сверхбыстрого размагничивания [15; 26—29] и магнитострикционной связи с упругой волной [24; 30—33]. Все перечисленные механизмы накладывают ограничения на параметры материала и лазерного импульса и/или на геометрию возбуждения. Кроме перечисленных, продемонстрированы и другие сверхбыстрые механизмы возбуждения магнитных сред [13], однако возможность их использования для запуска спиновых волн на данный момент не изучена. Диапазон материалов для наблюдения магнитостатических спиновых волн в настоящий момент также сильно ограничен [1].

1.2 Релаксационные процессы в магнонике

Для работы устройств спинтроники и магноники различные релаксационные процессы, следующие за возмущением магнитного состояния внешним стимулом, играют такую же важную роль, как и сами процессы возбуждения. Например, прецессионное переключение намагниченности в спиновых клапанах, приводимых в действие импульсами магнитного поля или электрического тока, требует существенного демпфирования прецессии [34], в то время как низкое демпфирование нежелательно для наноосцилляторов [35; 36] и спинволновых логических устройств [37]. С другой стороны, процессы рассеивания тепла создают ограничения для высоких скоростей работы устройств, таких как магнитная память STT-MRAM [38; 39] и HAMR [40].

Недавний прогресс в сверхбыстром управлении магнитными средами с помощью фемто- и пикосекундных лазерных импульсов сделал дополнительный акцент на изучении и управлении релаксационными процессами после оптического возбуждения. Скорость охлаждения электронной, фононной и спиновой систем определяет плотности энергии и длительности лазерного излучения, подходящие для полностью оптического переключения намагниченности одиночным импульсом [41—43] и серией импульсов [44—46] в металлах. Управляемое лазером прецессионное переключение нетеплового [47] и теплового [48; 49] происхождения, по-видимому, возможно благодаря тонкому балансу между магнитным затуханием и временем жизни измененного состояния магнитной анизотропии. Последние работы подчеркнули важность понимания не только как магнитная анизотропия реагирует на лазерный нагрев в субпикосекундном масштабе времени [50—54], но также и то, как быстро она релаксирует до равновесного значения.

Параметры магнитной анизотропии в состоянии равновесия могут быть получены с высокой точностью с помощью ферромагнитного резонанса [55] или измерений углового момента [56]. Поскольку эти методы несовместимы с измерениями с временным разрешением, эволюция магнитной анизотропии после сверхбыстрого лазерного возбуждения обычно оценивается косвенно, отслеживая лазерно-индуцированную прецессию. Однако это позволяет надежно отслеживать только большие величины изменения магнитной анизотропии [47; 57—59]. В случае незначительных изменений часто приходится делать предположения относительно временной эволюции магнитной анизотропии.

Глава 2. Влияние релаксации магнитной анизотропии на параметры лазерноиндуцированной прецессии намагниченности

Скорость и механизмы релаксации параметров магнитной среды к равновесному значению после возбуждения субпикосекундным лазерным импульсом во многих случаях являются определяющими параметрами для сверхбыстрого оптического управления намагниченностью. В данной главе экспериментально рассмотрена эволюция намагниченности насыщения и параметров магнитной анизотропии тонких металлических плёнок галфенола ($Fe_{0.81}Ga_{0.19}$) после сверхбыстрого лазерноиндуцированного нагрева. Для этого использовались магнитооптические петли гистерезиса в различные моменты времени после возбуждения. Определено, что намагниченность насыщения M_S и параметры анизотропии K частично восстанавливаются за время ~ 1 нс. Показано, что соотношение между M_S и параметром кубической анизотропии удовлетворяет степенному закону, продемонстрированному для случая термодинамического равновесия. Полученные результаты применены для описания параметров лазерноиндуцированной прецессии намагниченности.

2.1 Схема эксперимента и образцы

Эксперименты проведены на плёнках галфенола толщиной d = 5 и 10 нм, эпитаксиально выращенных на подложках (001)-GaAs методом магнетронного распыления [60]. Все образцы покрыты защитными слоями Cr и SiO₂ толщиной 2.5 и 120 нм, соответственно. На основе рентгеновской дифрактометрии подобных образцов показано, что плёнки являются поликристаллическими с линейными размерами кристаллитов ≈ 12 нм и разориентацией кристаллических осей порядка 1° [61]. Так как размеры области фокусировки лазерных импульсов во всех экспериментах значительно больше размеров отдельных кристаллитов, а разориентация мала, параметры образца определялись в приближении монокристаллической плёнки. Плёнки галфенола, выращенные на подложках GaAs характеризуются магнитокристаллической кубической анизотропией с осями лёгкого намагничивания вдоль кристаллографических направлений <100> и дополнительной одноосной ростовой анизотропией с ОЛН вдоль [110] [60; 62; 63]. Равновесное направление намагниченности лежит в плоскости плёнок. Ранее было показано, что в подобных образцах реализуются полностью оптические возбуждения долгоживущей прецессии намагниченности и распространяющихся спиновых волн за счёт сверхбыстрого лазерноиндуцированного изменения анизотропии [64—66].

В экспериментах использовались две геометрии: меридионального и полярного эффектов Керра. Установка накачки-зондирования в геометрии меридионального эффекта Керра (ММЭК) использовалась для измерения магнитооптических петель гистерезиса в различные моменты времени после лазерного возбуждения [67; 68]. Далее по полученным экспериментальным петлям восстанавливалась эволюция во времени намагниченности M_S , параметров одноосной K_U и кубической K_C анизотропии. Установка накачки-зондирования в геометрии полярного магнитооптического эффекта Керра (ПМЭК) использовалась для детектирования лазерноиндуцированной прецессии намагниченности.



Рисунок 2.1 — Геометрии (a) ММЭК, (b) ПМЭК экспериментов и (c) схема осей и углов, используемых при расчётах.

Схема измерения ММЭК показана на рисунке 2.1 (а). Лазерные импульсы длительностью 170 фс с центральной длиной волны 1030 нм и частотой повто-

рения 100 кГц генерировались при помощи фемтосекундного регенеративного усилителя и расщеплялись для использования в качестве накачки и зондирования. Центральная длина волны импульсов зондирования 515 нм достигалась при помощи генерации второй гармоники в кристалле β-BaB₂O₄. Линейно поляризованные импульсы накачки фокусировались по нормали к плоскости плёнки в область диаметром 60 мкм. S-поляризованные импульсы зондирования фокусировались под углом падения 45° в область с наибольшим диаметром 40 мкм. Эксперименты проведены при плотностях энергии накачки J = 7 и $14 \,\mathrm{m}\mathrm{J}\mathrm{m}/\mathrm{cm}^2$ и примерно в 20 раз меньшей плотности энергии зондирования. Амплитуда импульсов зондирования периодически модулировалась на частоте 997 Гц при помощи оптомеханического модулятора. Детектируемый угол поворота β_L плоскости поляризации отражённых импульсов зондирования детектировался при помощи оптической балансной схемы, содержащей призму Валластона и балансный детектор, через синхронный усилитель на частоте модуляции. Внешнее постоянное магнитное поле прикладывалось параллельно плоскости плёнки и плоскости падения импульсов зондирования, как показано на рисунке 2.1 (a). Детектируемый в эксперименте поворот плоскости поляризации β_L пропорционален компоненте намагниченности М, сонаправленной с внешним магнитным полем **H**_{ext}. Задержка между импульсами накачки и зондирования контролировалась при помощи оптомеханической линии задержки. Магнитооптические петли гистерезиса измерялись как функция величины внешнего магнитного поля *H_{ext}* при различных значениях задержки между импульсами накачки и зондирования в диапазоне -0.5..3 нс, где 0 соответствует одновременному воздействию импульсов накачки и зондирования.

Геометрия измерения ПМЭК показана на рисунке 2.1 (b). Импульсы накачки и зондирования длительностью 120 фс с частотой повторения 70 МГц и центральными длинами волн 750 и 1050 нм, соответственно, генерировались фемтосекундной лазерной системой с перестраиваемой длиной волны. Линейно поляризованные импульсы фокусировались по нормали к плоскости образца со стороны плёнки (накачка) и сквозь подложку (зондирование) с помощью микрообъективов в области диаметром 3 мкм. Эксперименты проведены при плотности энергии накачки 2 мДж/см² и примерно в 20 раз меньшей плотности энергии зондирования. Амплитуда импульсов накачки периодически модулировалась на частоте 997 кГц при помощи акустооптического модулятора. Измерение зависимости поворота плоскости поляризации β_P от времени после накачки осуществлялась аналогично случаю ММЭК. В геометрии ПМЭК детектируемый поворот плоскости поляризации β_P пропорционален внеплоскостной компоненте намагниченности M_Z. ПМЭК эксперименты проведены во внешнем магнитном поле $\mu_0 H_{ext} = 100$ мTл, приложенном параллельно плоскости плёнки, где μ_0 – магнитная постоянная.

Сверхбыстрое изменение намагниченности **M** и параметров анизотропии K_U и K_C в исследуемых образцах происходит вследствие лазерноиндуцированного нагрева. В ряде недавних работ [50; 65; 66] продемонстрировано, что данный эффект не зависит от поляризации импульсов накачки. По этой причине все эксперименты проведены без изменения поляризации импульсов накачки при комнатной температуре.

2.2 Эволюция намагниченности и параметров анизотропии со временем после сверхбыстрого лазерноиндуцированного нагрева

На рисунке 2.2 показаны типичные полевые зависимости ММЭК β_L во внешнем магнитном поле \mathbf{H}_{ext} , направленном вдоль оси трудного намагничивания [110] для плёнок толщиной 5 и 10 нм. Зависимости приведены для случая, когда накачка отсутствует, и для времени задержки $\Delta t = -50$ и 250 пс. Все полевые зависимости демонстрируют типичный вид петель гистерезиса ферромагнетика с кубической анизотропией, намагничиваемого вдоль ОТН. Угол вращения плоскости поляризации ММЭК сигнала демонстрирует насыщение $\beta_L^{sat} \sim M_S$ при превышении внешним магнитным полем значения эффективного поля анизотропии H_A (показано стрелками на рисунке 2.2). При меньших значениях H_{ext} детектируемый сигнал монотонно растёт с полем и резко меняет знак вблизи $H_{ext} = 0$. Простейшее выражение, описывающее все основные особенности полевых зависимостей на рисунке 2.2 можно записать в виде:

$$\beta_{L}(H_{ext}) = \begin{cases} F(H_{ext}^{max} - H_{ext}), & \text{если } H_{ext} > 0, \\ -F(H_{ext}^{max} + H_{ext}), & \text{если } H_{ext} < 0, \end{cases}$$
ГДе
$$F(x) = \beta_{L}^{sat} - \Theta (x - \xi) \left[a_{1}(x - \xi) + a_{2}(x - \xi)^{2} \right]$$
(2.1)

где H_{ext}^{max} – максимальное значение внешнего поля петли, $\xi = H_{ext}^{max} - H_A$, $\Theta(x)$ – функция Хевисайда, a_1 и a_2 – коэффициенты полинома, при которых достигается наилучшее описание экспериментальных данных. Первый член выражения F(x) в формуле (2.1) описывает насыщение сигнала выше поля H_A , второй член описывает монотонную зависимость ниже H_A . В случае использования полинома первого порядка не достигается наилучшее описание эксперимента в случае плёнки толщиной 10 нм. Использование полинома третьего порядка во всех случаях не приводит к лучшему описанию. Нелинейный характер полевой зависимости при $|H_{ext} < H_A|$, наблюдающийся для плёнки толщиной 10 нм, может быть объяснён неболышим отклонением внешнего поля от ОТН образца. Значения коэффициентов полинома $\{a_1, a_2\}$, используемых в уравнении (2.1) для намагничивания вдоль [110] и [110]: $\{6.54 \cdot 10^{-3}, 8.60 \cdot 10^{-6}\}_{10 nm}$ вдоль [110] и $\{-1.35 \cdot 10^{-9}, 5.37 \cdot 10^{-5}\}_{10 nm}$ вдоль [110], $\{-1.50 \cdot 10^{-9}, 5.95 \cdot 10^{-5}\}_{10 nm}$ вдоль [110] для плёнки толщиной 5 и 10 нм, соответственно.

На рисунке 2.2 видно, что воздействие лазерного импульса приводит к изменению магнитооптических петель гистерезиса. Как для отрицательных, так и для положительных значений времени задержки наблюдается уменьшение амплитуды β_L^{sat} сигнала и поля H_A . Изменение сигнала при отрицательных значениях времени задержки связано со статическим нагревом образца вследствие высокой частоты повторения импульсов накачки. Для выделения только динамической части воздействия лазерного импульса, далее мы будем нормировать параметры образца на соответствующие параметры, полученные из петель гистерезиса при отрицательных значениях времени задержки. Таким образом приводимые временные зависимости соответствуют увеличенной (относительно случая без возбуждения), но стабильной начальной температуре.

При положительных значениях времени задержки наблюдается уменьшение H_A и M_S с увеличением Δt . Зависимости $H_A(\Delta t)$ и $M_S(\Delta t)$ при различных ориентациях \mathbf{H}_{ext} позволяют определить временную зависимость параметров анизотропии K_C и K_U . С учётом двух вкладов анизотропии (одноосной и кубической) суммарное поле анизотропии при намагничивании вдоль [110] и [110] имеет вид:

$$H_{A[1\overline{1}0]}(\Delta t) = H_C(\Delta t) + H_U(\Delta t),$$

$$H_{A[110]}(\Delta t) = H_C(\Delta t) - H_U(\Delta t),$$
(2.2)



Рисунок 2.2 — Экспериментальные полевые зависимости (точками) поворота β_L ММЭК сигнала в плёнках толщиной 5 и 10 нм в отсутствие накачки [(a), (d)] и при накачке для двух значений задержки Δt : (b), (e) до возбуждения (-50 пс) и (c), (f) через 250 пс после импульса накачки. Внешнее поле параллельно [110]. Линиями показано наилучшее описание уравнением (2.1). Стрелками указаны значения поля анизотропии H_A .

где H_C и H_U – эффективное поле кубической и одноосной анизотропии, со-ответственно.

Уравнения (2.2) позволяют разделить зависимости $K_C(\Delta t)$ и $K_U(\Delta t)$ используя вид поля анизотропии:

$$K_U(\Delta t) = \frac{1}{4} \mu_0 M_S(\Delta t) [H_{A[1\bar{1}0]}(\Delta t) - H_{A[110]}(\Delta t)],$$

$$K_C(\Delta t) = \frac{1}{2} \mu_0 M_S(\Delta t) [H_{A[1\bar{1}0]}(\Delta t) + H_{A[110]}(\Delta t)].$$
(2.3)

На рисунке 2.3 (а-е) показаны зависимости $M_S(\Delta t)$, $K_C(\Delta t)$ и $K_U(\Delta t)$, полученные из параметров петель гистерезиса используя уравнение (2.3).

Только зависимости поля анизотропии $H_A(\Delta t)$ демонстрируют различные значения для двух направлений намагничивания, поэтому в качестве $M_S(\Delta t)$ использовались усреднённые между [110] и [110] значения. Экспериментальная зависимость $K_U(\Delta t)$ получена только для случая плёнки толщиной 5 нм (см. рисунок 2.3 (с)). В плёнках галфенола на подложках GaAs одноосная анизотропия индуцирована интерфейсом плёнка-подложка и более выражена в случае малых толщин [55]. С другой стороны, кубическая анизотропия определяется из экспериментальных данных для плёнок толщиной 5 и 10 нм, тогда как зависимость $K_U(\Delta t)$ детектируема только в случае более тонкой плёнки.

Для всех параметров наблюдается быстрое уменьшение абсолютного значения с последующей медленной релаксацией. Процесс восстановления описывался экспоненциальным законом:

$$X(\Delta t) = X_0 - \Delta X e^{-\Delta t/\tau}, \qquad (2.4)$$

где X – M_S , K_C или K_U , ΔX – лазерноиндуцированное изменение соответствующего параметр, τ – время релаксации. Наилучшее описание экспериментальных данных уравнением (2.4) показано линиями на рисунке 2.3.

Резкое уменьшение M_S объясняется сверхбыстрым размагничиванием [69], что подтверждается прямым измерением $M_S(\Delta t)$ в геометрии ММЭК по стандартной методике накачки-зондирования (см. рисунок 2.3 (f)). В результате лазерного возбуждения, намагниченность насыщения уменьшается от начального значения до минимума за характерное время, меньшее 1 пс. В соответствии с литературными данными [70; 71] начальное частичное восстановление M_S происходит за несколько пс с последующей медленной релаксацией, показанной на рисунках 2.3 (а и d). Известно, что после начальной релаксации электронная, спиновая и решёточная подсистемы находятся в термическом равновесии между собой [71]. В данной работе рассматривается релаксация параметров в равновесном случае.

Значения времени релаксации τ для M_S , K_C и K_U для исследуемых толщин и плотностей энергии накачки представлены в таблице 1. Для всех параметров наблюдается частичное или полное восстановление за характерное время в несколько сотен пс (см. рисунок 2.3 (a-e)). На временах, больших 1 нс наблюдается замедление релаксации и значения M_S , K_C и K_U могут рассматриваться как постоянные на данном временном масштабе. При $J = 14 \text{ мДж/см}^2$



Рисунок 2.3 — (а)-(е) Зависимости магнитных параметров от времени задержки Δt , полученные из петель гистерезиса с использованием уравнения (2.3). Линиями показано описание уравнением (2.4). Погрешность описания показана заливкой цветом. (f) Измерение лазерноиндуцированного сверхбыстрого размагничивания плёнки галфенола толщиной 5 нм по стандартной методике накачки-зондирования.

магнитные параметры не восстанавливаются до начальных значений в пределах исследуемого временного диапазона 3 нс. При $J = 7 \text{ мДж/см}^2$ параметры при $\Delta t = 3$ нс близки к значениям до возбуждения. Использование релаксационных процессов дольше 3 нс возможно для локального управления параметрами распространяющихся спиновых волн в будущих опто-магнонных устройствах [14; 72; 73]. С другой стороны полная релаксация магнитных параметров за вре-

Таблица 1 — Времена релаксации τ (пс) намагниченности насыщения M_S и параметров анизотропии K_C и K_U , полученные из описания экспериментальных данных (рисунок 2.3) уравнением 2.4 для плёнок толщиной 5 и 10 нм и мощностей накачки 7 и 14 мДж/см².

J	K_C	K_U	M_S	K_C	M_S
$(мДж/см^2)$	τ (1	пс) при <i>d</i> =	τ (пс) при $d=10$ нм		
7	300 ± 50	210 ± 80	560 ± 150	400 ± 120	340 ± 140
14	270 ± 40	40 ± 40	230 ± 110	640 ± 330	740 ± 290

мя меньшее 1 нс необходима для процессов переключения намагниченности в устройствах хранения информации [41; 48].

Необходимо отметить, что полученные в данной работе временные зависимости параметров анизотропии при термическом равновесии между электронной, спиновой и решёточной подсистемами имеют вид, схожий с результатами для тонких плёнок железа, полученными из анализа прецессии намагниченности [74].

Разделение динамики $M_S(\Delta t)$ и $K_C(\Delta t)$ позволяет проверить применимость степенного закона, установленного для статического нагрева [75], между намагниченностью и параметром магнитокристаллической анизотропии:

$$K_C(\Delta t)/K_{C0} = [M_S(\Delta t)/M_{S0}]^a,$$
 (2.5)

где K_{C0} и M_{S0} значения параметра кубической анизотропии и намагниченности насыщения до возбуждения, соответственно. Показатель *a* определяется природой анизотропии и для случая одноионной кубической ожидается равным 10.

На рисунках 2.4 (a) и 2.4 (b) показаны зависимости K_C/K_{C0} от M_S/M_{S0} для всех значений Δt . Линией показано наилучшее описание уравнением (2.5). Значения $a = 4.7 \pm 0.2$ и 8.7 ± 1.0 для толщин 5 и 10 нм, соответственно. В случае плёнки 10 нм изменение M_S мало, что приводит к увеличению относительной погрешности при оценке изменения параметра кубической анизотропии и показателя степенного закона. Однако, как видно на рисунке 2.4 (a) для случая плёнки толщиной 5 нм степенной закон хорошо описывает изменение параметров материала при всех исследуемых значениях J и Δt , кроме случая максимального изменения ΔK_C и ΔM_S , соответствующего малым временам



Рисунок 2.4 — (а), (b) Зависимости параметра кубической анизотропии от намагниченности насыщения в логарифмическом масштабе. Линией показано описание степенным законом. Наилучшее описание соответствует a = 4.7 и 8.7 для плёнок толщиной d = 5 и 10 нм, соответственно. (c) Иллюстрация применимости степенного закона в случае релаксации параметров со временем при плотности накачки 7 мДж/см². Толщина плёнки d = 5 нм, $\mu_0 H_{ext} = 100$ мТл. Красными звёздочками на рисунках (а) и (b) отмечены значения K_C и M_S , полученные из анализа прецессии (смотри таблицу 2) при $K_{C0} = K_C^c$ и $M_{S0} = M_S^c$.

задержки. Для демонстрации этого факта на рисунке 2.4 (с) показаны зависимости $K_C(\Delta t)/K_{C0}$ и $[M_S(\Delta t)/M_{S0}]^{4.7}$ для 5 нм плёнки. Отклонение показателя *а* степенного закона от 10 больше для более тонкой плёнки. Данный факт объясняется дополнительным двухионным вкладом в анизотропию, присутствующим наряду с одноионным [76]. Таким образом, в работе показано, что во временном диапазоне Δt от нескольких пикосекунд до 3 нс релаксация намагниченности насыщения и параметра кубической анизотропии подчиняются соотношению степенного закона, известного для случая термического равновесия. Необходимо отметить, что эволюция во времени $M_S(\Delta t)$ может быть легко получена экспериментально с использованием стандартной методики накачки-зондирования (см. рисунок 2.3 (f)). С другой стороны эволюция во времени параметров анизотропии не может быть получена с той же точностью, так как требует анализа большого количества петель магнитного гистерезиса. Применимость степенного закона позволяет получить информацию об эволюции магнитных параметров с высокой точностью и разрешением по времени. В следующем разделе продемонстрирована важность данной информации для анализа лозерноиндуцированной прецессии намагниченности в рассматриваемом диапазоне времён задержки Δt .

2.3 Влияние релаксации параметров анизотропии на параметры лазерноиндуцированной прецессии намагниченности

Лазерноиндуцированная прецессия намагниченности измерялась по методике накачка-зондирование в геометрии ПМЭК (см. рисунок 2.1 (b)). Плотность энергии накачки составляла 2 мДж/см^2 , что обеспечивало полную релаксацию M_S , K_C и K_U за $\approx 1 \text{ нс}$ (см. рисунок 2.3). На рисунке (a) показан типичный вид измеряемого сигнала при d = 5 нм, $\mathbf{H}_{ext} \parallel [1\overline{10}]$. Быстрое преобразование Фурье (БПФ) экспериментального сигнала (квадратными маркерами на рисунке 2.5 (b)) демонстрирует асимметричный пик в частотной области. Для интерпретации частотного состава прецессии необходимо моделирование динамики намагниченности в изменяющемся во времени внешнем магнитном поле. Вместо этого можно воспользоваться данными о времени релаксации магнитных параметров (рисунок 2.4 (c) и таблица 1), что позволит выделить два диапазона величины задержки Δt :

(I) изменяющиеся после возбуждения параметры,

(II) параметры после полной релаксации.

Частоты прецессии в двух диапазонах определялись при помощи оконного БП Φ с окном Ханна [77] шириной 1 нс и центром при $\Delta t = 0$ (диапазон I) и $\Delta t = 1$ нс

(диапазон II), как показано на рисунке 2.5 (а) линиями. Результатом данного преобразования являются два симметричных пика (показаны круглями и ромбовидными маркерами на рисунке 2.5 (b)), хорошо описывающихся функцией Гаусса (линии на рисунке 2.5 (b)). Центральные частоты пиков 8.88 ± 0.03 ГГц и 7.99 ± 0.02 ГГц для I и II диапазонов, соответственно.



Рисунок 2.5 — (а) Экспериментальный ПМЭК сигнал (красная линия). Линии I и II иллюстрируют применяемые окна Ханна. (b) Полное преобразование Фурье (красные маркеры) и оконное БПФ (зелёными и синими маркерами) экспериментального сигнала из (а). Линиями показано описание функцией Гаусса.

На рисунках 2.6 (а) и (b) показаны азимутальные зависимости центральных частот для двух диапазонов Δt при различных направлениях \mathbf{H}_{ext} в диапазоне от [110] до [110]. Данные азимутальные зависимости позволяют определить величины параметров кубической и одноосной анизотропии в каждом диапазоне. Разница между частотами прецессии вдоль направлений [110] и [110] пропорциональна K_U и увеличивается с уменьшением толщины плёнки.

Для определения M_S , K_C и K_U по имеющимся азимутальным зависимостям использовался подход Смита-Сула [78]. В приближении малых отклонений



Рисунок 2.6 — (a), (b) Азимутальные зависимости БПФ экспериментальных сигналов прецессии намагниченности во всём исследуемом диапазоне времени задержки. Линиями показаны результаты описания центральных частот оконного БПФ (диапазоны I и II на рисунке 2.5) при помощи уравнения (2.6). (c), (d) Азимутальные зависимости начальной амплитуды лазерноиндуцированной прецессии. Линиями показано наилучшее описание уравнением (2.10).

намагниченности от положения равновесия выражения для частоты и эллиптичности прецессии имеют вид [79]:

$$\omega_0 = \frac{\gamma}{M_S \sin \theta_0} \sqrt{U_{\theta \theta} U_{\varphi \varphi} - U_{\theta \varphi}^2}, \qquad (2.6)$$

$$N = \frac{\sqrt{U_{\theta\theta}U_{\phi\phi} - U_{\theta\phi}^2}}{U_{\theta\theta} - \alpha U_{\theta\phi} \operatorname{cosec} \theta_0}$$
(2.7)

где γ – гиромагнитное отношение, $U_{ij} = \frac{\partial^2 U}{\partial i \partial j}$, $\{i, j\} = \{\theta, \theta\}$, $\{\varphi, \varphi\}$ или $\{\theta, \varphi\}$ при **М** вдоль равновесного направления. Свободная энергия U имеет вид:

22

Таблица 2 — Магнитные параметры исследуемых плёнок сразу после лазерноиндуцированного нагрева (M_S^h, K_C^h, K_U^h) и после полной релаксации (M_S^c, K_C^c, K_U^c) .

d (nm)	$\left \begin{array}{c} \mu_0 M_S^h \\ (1) \end{array}\right $	$\mu_0 M_S^c$ ()	$\left \begin{array}{c} K_C^h\\ (10^4. \end{array}\right.$	K_C^c $J/m^3)$	$\left \begin{array}{c} K_U^h\\ (10^4.)\end{array}\right $	K_U^c $I/m^3)$
5 10	1.69 1.69	$1.7 \\ 1.7$	$\begin{vmatrix} 2.4 \\ 3 \end{vmatrix}$	$2.7 \\ 3.4$	-1.4 -0.7	-1.5 -0.8

$$U = -\mu_0 H_{ext} M_S \sin \theta \cos \left(\varphi - \varphi_H\right) + \frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 \cos^2 \theta - \frac{K_U}{2} \sin 2\varphi \sin^2 \theta + \frac{K_C}{4} \left[\sin^4 \theta \sin^2 2\varphi + \sin^2 2\theta\right]. \quad (2.8)$$

В экспериментах для всех направлений \mathbf{H}_{ext} . полярный угол $\theta_H = \pi/2$. Таким образом, принимая во внимание выраженную для всех образцов анизотропию формы, θ_0 также равен $\pi/2$. Азимутальный угол φ_0 определяется условием равновесного направления **M**:

$$\frac{\partial U}{\partial \varphi}\Big|_{\theta=\frac{\pi}{2}, \varphi=\varphi_0} = 0.$$
(2.9)

Аналитическое решение для φ_0 может быть получено в случае $H_{ext} \gg H_A$. Однако увеличение H_{ext} приводит к уменьшению амплитуды прецессии и, как следствие, затрудняет её детектирование в эксперименте. По этой причине эксперименты проведены при $H_{ext} \sim H_A$, а угол φ_0 определялся из уравнения (2.9) численно для каждого направления \mathbf{H}_{ext} .

Наилучшее описание азимутальных зависимостей ω_0 по формуле (2.6) для двух диапазонов Δt показано линиями на рисунках 2.6 (a) и (b). Соответствующие значения магнитных параметров плёнок сразу после возбуждения, т.е. в окне I БПФ (M_S^h, K_C^h, K_U^h), и после релаксации, т.е. в окне II БПФ (M_S^c, K_C^c, K_U^c), приведены в таблице 2. Значения K_C^h/K_C^c и M_S^h/M_S^c также добавлены на графики K_C/K_{C0} от M_S/M_{S0} на рисунках 2.4 (a) и (b) и близки к соответствующим степенным законам.

На рисунках 2.6 (c) и (d) показаны азимутальные зависимости внеплоскостной компоненты намагниченности M_{z0} , характеризующей начальную амплитуду прецессии. Точками показаны значения площади под пиком для I диапазона Δt . По данным зависимостям видно, что начальная амплитуда сильно зависит от направления внешнего поля. Максимум амплитуды не совпадает ни с намагничиванием вдоль ОЛН, ни вдоль ОТН. Необходимо отметить, что вид зависимости различается для плёнок разной толщины.

Успешное определение магнитных параметров образцов сразу после возбуждения и после релаксации позволяет описать азимутальные зависимости амплитуды возбуждаемой прецессии (см. рисунки 2.6 (с) и (d)). Лазерноиндуцированный нагрев изменяет равновесное направление М, описываемое углом φ_0 , за время, много меньшее периода прецессии. Таким образом, амплитуда прецессии пропорциональна индуцированному накачкой изменению ϕ_0 (см. детали в [66]). Как отмечалось выше, магнитные параметры полностью релаксируют к начальным значениям за время порядка 1 нс при $J < 7 \,\mathrm{M}\mathrm{J}\mathrm{K}/\mathrm{cm}^2$ (см. рисунок 2.3). Следовательно, значения параметров при $\Delta t = 0$ и $\Delta t = 1$ нс позволяют определить значения φ_0 для плёнки после импульсного нагрева (φ_0^h) и плёнки после полной релаксации (φ_0^c), соответственно. Данные величины хорошо описывают направление эффективного поля до (ϕ_0^{c}) и сразу после (ϕ_0^{h}) возбуждения. Разность $\varphi_0{}^h - \varphi_0{}^h$ соответствует изменению направления M в плоскости плёнки, тогда как в эксперименте получена M_z составляющая. С учётом эллиптичности N^h для значений параметров из диапазона I, начальное отклонение M_{z0} запишется в виде:

$$M_{z0} = M_S \sin \left[N^h (\varphi_0{}^h - \varphi_0{}^c) \right].$$
(2.10)

Описание азимутальных зависимостей амплитуды прецессии используя уравнение (2.10) показано линиями на рисунках 2.6 (с) и (d). Описание проведено с точностью до масштабирующего коэффициента и хорошо согласуется с экспериментальными данными. Разница между видом азимутальных зависимостей амплитуды прецессии для толщин плёнки 5 и 10 нм объясняется различным соотношением одноосной и кубической анизотропии. Асимметричность азимутальных зависимостей ω_0 и M_{z0} в исследуемом диапазоне φ_H определяется ростовой одноосной анизотропией и более выражена в случае 5 нм плёнки.

Глава 3. Возбуждение распространяющихся магнитостатических волн при сверхбыстром лазерно-индуцированном изменении магнитной анизотропии в тонких металлических плёнках

В данной главе обсуждаются распространяющиеся магнитостатические волны, возбуждаемые сильно сфокусированным лазерным импульсом фемтосекундной длительности, в тонких металлических плёнках галфенола Fe_{0.81}Ga_{0.19}. Полностью оптическое возбуждение и детектирование с временным и пространственным разрешением по методике накачка-зондирование позволило зафиксировать распространение волновых пакетов из области возбуждения. Экспериментально зафиксированная длина распространения составляет 3.4 мкм, что сравнимо с лучшими результатами для металлических плёнок.

3.1 Схема эксперимента и образцы

Эксперименты проведены на образце эпитаксиальной плёнки FeGa толщиной d = 20 нм на подложке (001)-GaAs, выращенной методом магнетронного распыления [80]. Как отмечалось ранее в работах [81—84], плёнки сплавов на основе железа, эпитаксиально выращенные на подложках GaAs характеризуются магнитокристаллической кубической и дополнительной ростовой одноосной анизотропией. В частности для плёнок галфенола на подложках (001)-GaAs ось ростовой анизотропии совпадает с осью [110] кристалла [63; 80].

Схема измерения показана на рисунке 3.1. Информация о пространственно-временной эволюции внеплоскостной компоненты намагниченности M_Z детектировалась при помощи полярного магнитооптического эффекта Керра. Внешнее постоянное магнитное поле прикладывалось в плоскости плёнки (вдоль оси X на рисунке 3.1). Лазерные импульсы длительностью 70 фс и частотой повторения 70 МГц фокусировались по нормали к плоскости образца при помощи микрообъективов. Импульсы накачки с центральной длиной волны 525 нм фокусировались на поверхность плёнки галфенола. Фокусировка импульсов зондирования с центральной длиной волны 1050 нм производилась сквозь подложку. Соответствующий размер областей фокусировки импульсов



Рисунок 3.1 — Геометрия эксперимента. Внешнее постоянное магнитное поле приложено вдоль оси x. Угол φ – азимутальная ориентация образца. Положение области накачки относительно области зондирования изменялось вдоль осей xили y для детектирования обратных объёмных и поверхностных магнитостатических волн, соответственно. На вставке показана схема углов, используемых при теоретическом анализе.

накачки и зондирования (полная ширина на полувысоте) составлял 0.8 мкм. Плотность энергии импульсов накачки составляла $3.5 \,\mathrm{MJm/cm^2}$ и примерно в 20 раз меньше для импульсов зондирования. Разрешение во времени достигалось контролируемой задержкой импульсов накачки относительно импульсов зондирования при помощи механической линии задержки в оптическом пути импульсов накачки. Пространственное разрешение достигалось размешением микрообъектива фокусировки импульсов накачки на пьезотрансляторе. Для увеличения соотношения сигнал/шум амплитуда импульсов накачки периодически модулировалась при помощи фотоэластического модулятора на частоте 84 кГц. Детектирование производилось оптической балансной схемой при помощи синхронного усилителя на частоте модуляции накачки. Измерения проведены при комнатной температуре во внешнем магнитном поле $\mu_0 H = 100 \,\mathrm{mTn}$.

26

3.2 Лазерно-индуцированное возбуждение распространяющихся магнитостатических волн

На рисунках 3.2 (а и b) представлены пространственно-временные карты детектируемого сигнала керровского вращения $\Delta \theta_K$, полученные при сканировании в направлении, перпендикулярном полю, в диапазоне $0 \leq \Delta y \leq 12$ мкм. Соответствующие ориентации внешнего поля $[001]^{\wedge}\mathbf{H} = \boldsymbol{\varphi} = 45^{\circ}$ и 60° на подрисунках а и b, соответственно.

При пространственном перекрытии ($\Delta y = 0$) наблюдаются затухающие осцилляции [см. рисунок 3.2 (с)]. Зависимость частоты осцилляций от величины внешнего магнитного поля [рисунок 3.2 (е)] указывает на магнитную природу наблюдаемого эффекта – лазерно-индуцированной прецессии намагниченности. Вне пространственного перекрытия ($\Delta y \neq 0$ на рисунке 3.2 (с)) сигнал имеет вид волнового пакета. Распространение перпендикулярно внешнему полю позволяет идентифицировать волны, наблюдаемые в эксперименте на рисунках 3.2 (а и b), как поверхностные магнитостатические.

При сканировании в направлении внешнего поля $\Delta y = 0, -2 \leq \Delta x \leq 6$ мкм [рисунок 3.2 (d)] наблюдаются быстро затухающие обратные объёмные магнитостатические волны с отрицательным значением фазовой скорости. Дальнейшее обсуждение сосредоточено только на поверхностных магнитостатических волнах в связи со значительной длиной распространения последних.

Как видно на рисунках 3.2 (а и b), параметры наблюдаемой прецессии и распространяющихся поверхностных магнитостатических волн зависят от угла φ . Для определения характера зависимости от азимутального угла проведено описание экспериментальных сигналов $\Delta \theta_K(t)$ при различных значениях Δy и φ при помощи функций:

$$\Delta \theta_K (\Delta y = 0, t) = A_{\rm SW}^0 \sin(2\pi f_0 t - \beta_0) e^{-t/\tau}, \qquad (3.1)$$

$$\Delta \theta_K(\Delta y, t) = A_{\rm SW}(\Delta y) \sin(2\pi f t - \beta) e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2w^2}}$$
(3.2)

где A_{SW}^0 и $A_{SW}(\Delta y)$ – амплитуды сигнала при $\Delta y = 0$ и $\Delta y > 0$, соответственно; τ , f_0 и f, β_0 и β – время затухания, частоты и начальные фазы, соответственно; w и t_0 – ширина и положение центра гауссового пакета, соответственно.



Рисунок 3.2 — (a,b) Экспериментальные карты магнитооптического сигнала $\Delta \theta_K$ в координатах расстояние-время задержки $\Delta y - t$ при $\varphi = 45^\circ$ (a) и $\varphi = 60^\circ$ (b), $\Delta x = 0$, что соответствует геометрии распространения поверхностных магнитостатических волн. Стрелками показано распространение центров пакетов спиновой волны. (c) Экспериментальная зависимость $\Delta \theta_K$ (точки) при различных значениях Δy , $\varphi = 45^\circ$ и $\Delta x = 0$. Сплошной линией показано описание функциями (3.2, 3.2). (d) Экспериментальная карта магнитооптического сигнала $\Delta \theta_K(\Delta x,t)$ при $\varphi = -30^\circ$ и $\Delta y = 0$, что соответствует геометрии распространения обратных объёмных магнитостатических волн. (e) Экспериментальная (точки) и полученная по формуле (3.5) (линия) зависимость частоты прецессии f_0 от величины внешнего магнитого поля при $\varphi = -30^\circ$. (f) Результаты численного моделирования распространения волнового пакета при различных значениях Δy , $\varphi = 45^\circ$ и $\Delta x = 0$. Сплошными линиями показано описание формулами (3.2, 3.2).

3.3 Механизмы возбуждения

На рисунках 3.3 (а и b) показаны азимутальные зависимости $f_0(\varphi)$ и $A_{SW}^0(\varphi)$ при $\Delta y = 0$. Зависимости демонстрируют ярко выраженную симметрию четвёртого порядка с дополнительным вкладом второго порядка, что соответствует вкладам кубической и одноосной анизотропии, соответственно. Вид азимутальной зависимости амплитуды прецессии указывает на возбужде-

ние за счёт сверхбыстрого лазерно-индуцированного термического изменения эффективного поля анизотропии, демонстрировавшийся ранее для плёнок галфенола различной толщины [64; 65]. Данное изменение вызвано резким уменьшением абсолютных значений параметров анизотропии K_C и K_U [50; 74; 85] и намагниченности насыщения M_S [69] в связи с лазерно-индуцированным увеличением температуры электронной и решёточной подсистем. Термический механизм возбуждения дополнительно подтверждается отсутствием зависимости наблюдаемого сигнала от поляризации импульсов накачки.



Рисунок 3.3 — (a,b) Азимутальные зависимости частоты f_0 (a) и начальной амплитуды A_{SW}^0 прецессии (b) при $\Delta y = \Delta x = 0$. Точками показаны экспериметальные данные, сплошными линиями – теоретическое описание. (c) Зависимость нормированной амплитуды $A_{SW}(\Delta y)/A_{SW}(\Delta y = 0.5 \text{ мкм})$ при различных значениях φ . Линиями показано описание по формуле (3.3). (d) Зависимость длины распространения L_{prop} поверхностных магнитостатических

волн от φ . Сплошной линией показано описание формулой (3.9).

Для подтверждения термического механизма возбуждения распространяющихся магнитостатических волн рассмотрим все механизмы, которые могут давать вклад в наблюдаемые эффекты:

- Изменение анизотропии формы, связанное с лазерно-индуцированным размагничиванием [15; 26—29; 51]. Так как равновесное направление намагниченности исследуемой плёнки в отсутствии внешнего поля лежит в плоскости образца, как и прикладываемое внешнее магнитное поле, изменение анизотропии формы не приводит к отклонению намагниченности и, следовательно, не вносит вклад в наблюдаемые эффекты.
- Возбуждение магнитной динамики при помощи обратных магнитооптических эффектов продемонстрировано в [16; 21—25]. Как известно [86], данные эффекты зависят от состояния поляризации возбуждающих импульсов. Отмеченное ранее отсутствие зависимости от поляризации накачки позволяет исключить вклад данных механизмов.
- В [24; 30—33] продемонстрировано возбуждение спиновых волн за счёт магнитострикционной связи с упругой волной при лазерно-индуцированном возбуждении последней. Хотя галфенол обладает достаточными для реализации данного механизма магнитострикционными свойствами, описываемый выше механизм реализуется только вблизи условий пересечения дисперсий спиновых и упругих волн [87]. Данное условие не выполняется в случае исследуемой плёнки в возбуждаемом диапазоне частот и волновых векторов.

Таким образом лазерно-индуцированное изменение анизотропии является единственным механизмом возбуждения наблюдаемых в эксперименте (рисунок 3.2) распространяющихся магнитостатических волн.

3.4 Длина распространения поверхностных магнитостатических волн

Азимутальная зависимость амплитуды магнитостатической волны за пределами области возбуждения отличается от случая $\Delta y = 0$ [рисунок 3.3 (b)]. Это объясняется тем, что $A_{SW}(\Delta y, \varphi)$ зависит окак от эффективности возбуждения при заданном направлении внешнего поля, так и от пространственного затухания в данном направлении. На рисунке 3.3 (с) показана зависимость амплитуды $A_{\rm SW}(\Delta y)/A_{\rm SW}(\Delta y = 0.5 \text{ мкм})$ волновых пакетов поверхностных магнитостатических волн от Δy . Пространственное затухание минимально при $\varphi = \pm 45^{\circ}$, когда равновесное направление намагниченности и волновой вектор волны направлены вдоль двух ортогональных направлений трудного намагничивания. Таким образом, волновые пакеты распространяются дальше вдоль трудных направлений намагничивания, несмотря на минимум начальной амплитуды в данном направлении. Вдоль направлений лёгкого намагничивания наблюдается как минимум начальной амплитуды, так и минимум длины распространения.

Пространственное затухание волновых пакетов $A_{\rm SW}(\Delta y)$ хорошо описывается экспоненциальным законом:

$$A_{\rm SW}(\Delta y) \sim e^{-\Delta y/L_{\rm prop}},$$
(3.3)

где $L_{\rm prop}$ – длина распространения.

Данный параметр важен для оценки применимости наблюдаемых эффектов в устройствах магноники. Как видно на рисунке 3.3 (d), L_{prop} имеет ярко выраженную азимутальную зависимость с максимумами вдоль направлений трудного намагничивания. Максимальное значение $L_{\text{prop}} = 3.4$ мкм достигается при направлении внешнего поля **H** вдоль трудного направления как кубической, так и одноосной анизотропии [110]. Данное значение близко к длине распространения оптически индуцированных поверхностных магнитостатических волн в плёнках пермаллоя толщиной d = 20 нм [26].

3.5 Теоретический анализ

Для получения выражения для дисперсии поверхностных магнитостатических волн использовался метод, предложенный в [88] с учётом конкретного вида анизотропии исследуемой плёнки. Свободная энергия использовалась в виде:

$$\Delta F = K_1 (m_1^2 m_2^2 + m_1^2 m_3^2 + m_2^2 m_3^2) + K_u m_1 m_2 - \mu_0 M_s \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}, \qquad (3.4)$$

где **m** – единичный вектор намагниченности, m_i – его проекция на кристаллографическую ось x_i (см. вставку на рисунке 3.1). Форма одноосной анизотропии $K_u m_1 m_2$ предложена в [83] для описания ростовой анизотропии сплавов на основе железа на подложках GaAs(001). Необходимо отметить, что в формулу (3.4) не включён магнитостатический вклад. Используя свободную энергию в виде (3.4), дополненную магнитостатическим вкладом, полученным из решения уравнения Максвелла и используя подход [88] с приближением $kd \ll 1$ [89] получаем выражение для дисперсии поверхностных магнитостатических волн в виде:

$$\boldsymbol{\omega}(\mathbf{k}) = 2\pi f(\mathbf{k}) = \gamma \sqrt{\left(B_{\alpha} + \mu_0 M_s (1 - \frac{kd}{2})\right) \left(B_{\beta} + \mu_0 M_s \frac{kd}{2} \sin^2 \psi\right)}, \quad (3.5)$$

С Ва и Вв виде:

$$B_{\alpha} = \mu_0 H \cos(\varphi - \varphi_m) - \frac{K_u}{M_s} \sin(2\varphi_m) + \frac{2K_1}{M_s} \left[1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\varphi_m) \right];$$
$$B_{\beta} = \mu_0 H \cos(\varphi - \varphi_m) - \frac{2K_u}{M_s} \sin(2\varphi_m) + \frac{2K_1}{M_s} \cos(4\varphi_m),$$

где ψ – угол между равновесным направлением намагниченности и **k** (см. вставку на рисунке 3.1), $\gamma = 1.76 \times 10^{11} \text{ рад} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Тл}^{-1}$ – гиромагнитное соотношение, φ_m – угол между **M** и осью [100], полученный из уравнения:

$$\mu_0 H \sin(\varphi - \varphi_m) - \frac{K_1}{2M_s} \sin(4\varphi_m) - \frac{K_u}{M_s} \cos(2\varphi_m) = 0.$$
 (3.6)

Необходимо отметить, что при k = 0 формула (3.5) переходит в аналитическое выражение для частоты ферромагнитного резонанса в тонких анизотропных плёнках [90].

Используя выражение длядисперсии мы можем получить формулу для эллиптичности прецессии:

$$\varepsilon = \frac{|\Delta M_{xy}|}{|M_z|} = \sqrt{\frac{|B_{\alpha} + \mu_0 M_s (1 - kd/2)|}{|B_{\beta} + \mu_0 M_s (kd/2) \sin^2 \psi|}},$$
(3.7)

где ΔM_{xy} и M_z – изменение проекции намагниченности в плоскости плёнки и вдоль нормали, соответственно. Зависимость параметра затухания от φ и **k** может быть записана в виде [91]:

$$\boldsymbol{\alpha} = \boldsymbol{\alpha}_0 \frac{\partial \boldsymbol{\omega}(\mathbf{k})}{\partial \boldsymbol{\omega}_H},\tag{3.8}$$

где α_0 – параметр затухания Гильберта прецессии с частотой $\omega_H = \gamma \mu_0 H$ во внешнем магнитном поле **H** в отсутствие анизотропии. Таким образом для длины распространения имеем:

$$L_{\rm prop} = \tau v_{\rm gr} = \frac{1}{\alpha \omega(\mathbf{k})} \frac{\partial \omega(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}}, \qquad (3.9)$$

где τ – время релаксации и $v_{\rm gr}$ – групповая скорость волнового пакета распространяющейся магнитостатической волны.

Для описания экспериментальных результатов измерения динамики намагниченности необходимы данные о временной зависимости лазерно-индуцированного изменения намагниченности насыщения и параметров анизотропии. Мы ограничимся предельным случаем, когда релаксация пренебрежимо мала, а лазерно-индуцированное изменение параметров K_C/M_S и K_U/M_S описывается θ -функцией Хевисайда.

Наилучшее описание азимутальной зависимости частоты прецессии $f_0(\boldsymbol{\varphi})$ формулой (3.5) [сплошная линия на рисунке 3.3 (a)] достигается при $\mu_0 M_S =$ 1.56 Тл, $K_C = 2.8 \times 10^4 \, \text{Дж/м}^3$ and $K_U = -1 \times 10^4 \, \text{Дж/м}^3$. Данные значения параметров относятся к плёнке после сверхбыстрого лазерноиндуцированного нагрева. С другой стороны, начальное отклонение намагниченности в плоскости плёнки при возбуждении лазерно-индуцированным изменением анизотропии определяется углом между равновесными направлениями намагниченности до и после нагрева. Таким образом, используя параметры плёнки после возбуждения, азимутальную зависимость начальной амплитуды прецессии для внеплоскостной компоненты намагниченности [рисунок 3.3 (b)] и принимая во внимание выражение для эллиптичности (3.7), мы получаем значения параметров \tilde{K}_C/\tilde{M}_S and \tilde{K}_U/\tilde{M}_S до возбуждения. Описание азимутальной зависимости $A^0_{SW}(\varphi) \sim \Delta M^0_Z$ с точностью до масштабирующего коэффициента показано линией на рисунке 3.3 (b). Используя известные значения намагниченности насыщения образца при комнатной температуре $\mu_0 \tilde{M}_S = 1.7 \,\mathrm{Tr}$ [60; 92], мы получаем значения параметров анизотропии до возбуждения $\tilde{K_C}$ = $3.33 imes 10^4\,{
m Д}{
m m}/{
m m}^3$ и $ilde{K_U}=-1.03 imes 10^4\,{
m Д}{
m m}/{
m m}^3.$ Полученные значения находятся в хорошем согласии с полученными ранее для плёнки галфенола толщиной 22 нм на подложке GaAs(001) [60].

Для объяснения наблюдаемой азимутальной зависимости длины распространения $L_{prop}(\varphi)$ [рисунок 3.3 (d)] использовалось уравнение (3.9). Наилучшее описание при k = 1 рад/мкм достигается при значении $\alpha_0 = 0.017$. Описание экспериментальных данных с использованием выражений (3.8) и (3.9) показано на рисунке 3.3 (d) сплошной линией. Как можно видеть, длина распространения при различных направлениях внешнего поля **H** определяется анизотропией исследуемой плёнки и максимальна, когда внешнее поле и волновой вектор волны параллельны направлениям трудного намагничивания образца. Характер зависимости $L_{prop}(\varphi)$ находится в хорошем согласии с результатами, полученными для анизотропных плёнок железа [93]. В случае возбуждения распространяющихся магнитостатических волн при помощи сильно сфокусированных лазерных импульсов волна дополнительно размывается со временем в направлении, перпендикулярном **k**. В противоположность этому, при возбуждении микрополосковой антенной [93] фронт волны близок к плоскому и волна распространяется квазиодномерно. Однако, полученные данные показывают, что при описанных выше различиях в характере распространения вид азимутальной зависимости $L_{prop}(\varphi)$ сохраняется.

Значения групповой скорости $v_{\rm gr}$, полученные теоретически – 5–9 км/с находятся в хорошем согласии с экспериментальными значениями 4.5 – 13 км/с. Данные величины являются типичными для поверхностных магнитостатических волн в тонких металлических плёнках [1].

В заключении, используя полученные выше параметры распространяющихся магнитостатических волн и выражение для их дисперсии (3.5) проведено численное моделирование распространения волновых пакетов по методике, описанной в [16; 23; 24; 28]. Возбуждение моделировалось дополнительным вкладом эффективного поля, имеющим вид θ -функции Хевисайда во временной области и гауссов профиль в пространственной. На рисунке 3.2 (f) приведены результаты вычислений для двух значений Δy . Расчёты демонстрируют хорошее согласие с экспериментом, как видно из сравнения зависимостей на рисунках 3.2 (с и f). Необходимо отметить, что результаты моделирования демонстрируют те же отклонения формы пакетов от гауссовой, что наблюдаются в эксперименте. Наиболее явно данные отклонения заметны на временах $t > t_0$, т.е. после прохождения центра волнового пакета, и отмечались ранее в ряде работ [26; 28; 94]. Результаты моделирования показывают, что данные отклонения связаны с резким изменением дисперсии спиновых волн в области накачки.

Заключение

В работе проведено исследование лазерно-индуцированного возбуждения прецессии намагниченности и распространяющихся магнитостатических волн в тонких плёнках галфенола различной толщины. Продемонстрировано, что механизмом возбуждения является сверхбыстрое термическое изменение анизотропии. Применены теоретические подходы для описания параметров лазерно-индуцированной прецессии намагниченности и распространяющихся магнитостатических волн при различных ориентациях внешнего магнитного поля в плоскости плёнки.

Основные результаты работы заключаются в следующем.

- Время релаксации параметров магнитокристаллической анизотропии после импульсного лазерноиндуцированного нагрева в тонких плёнках галфенола составляет 400 — 800 пс в зависимости от толщины плёнки. При этом наблюдается изменение частоты возбуждаемой прецессии с течением времени до 10 %.
- 2. После возбуждения фемтосекунднным лазерным импульсом тонкой плёнки галфенола в процессе релаксации выполняется степенной закон для отношения намагниченности насыщения и параметров магнитокристаллической анизотропии. Для плёнок с толщинами 5 и 10 нм показатель степени составляет 4.7 и 8.7, соответственно, что меньше величины для объёмного материала.
- Сверхбыстрое лазерно-индуцированное изменение параметров магнитокристаллической анизотропии приводит к возбуждению магнитостатических волн в тонких плёнках галфенола.

Таким образом цели и задачи исследования выполнены в полном объёме.

Список литературы

- Chumak, A. V. Magnonic crystals for data processing [Текст] / А. V. Chumak,
 A. Serga, B. Hillebrands // Journal of Physics D: Applied Physics. –
 2017. Т. 50, № 24. С. 244001.
- 2. The building blocks of magnonics [Текст] / В. Lenk [и др.] // Physics Reports. 2011. Т. 507, № 4. С. 107—136.
- Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics [Текст] / S. A. Nikitov [и др.] // Phys. Usp. — 2015. — Т. 58, № 10. — C. 1002—1028.
- Excitation of coherent propagating spin waves by pure spin currents [Текст] / V. E. Demidov [и др.] // Nature Communications. — 2016. — Т. 7, № 1. — C. 10446.
- Ralph, D. C. Spin transfer torques [Текст] / D. C. Ralph, M. D. Stiles // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2008. — Т. 320, № 7. — C. 1190—1216.
- 6. Interface-induced phenomena in magnetism [Текст] / F. Hellman [и др.] // Rev. Mod. Phys. — 2017. — Июнь. — Т. 89, вып. 2. — С. 025006.
- 7. *Grundler*, *D.* Reconfigurable magnonics heats up [Текст] / D. Grundler // Nature Physics. 2015. Т. 11, № 6. С. 438—441.
- 8. Davies, C. S. Graded-index magnonics [Текст] / C. S. Davies, V. Kruglyak // Low Temperature Physics. — 2015. — Т. 41, № 10. — С. 760—766.
- 9. Magnon spintronics [Текст] / А. V. Chumak [и др.] // Nature Physics. 2015. Т. 11, № 6. С. 453—461.
- Control of spin-wave transmission by a programmable domain wall [Текст] / S. J. Hämäläinen [и др.] // Nature communications. — 2018. — Т. 9, № 1. — C. 1—8.
- Magnon Straintronics: Reconfigurable Spin-Wave Routing in Strain-Controlled Bilateral Magnetic Stripes [Текст] / А. V. Sadovnikov [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Июнь. — Т. 120, вып. 25. — С. 257203.

- Kovalenko, V. Photoinduced magnetism [Текст] / V. Kovalenko,
 É. L. Nagaev // Soviet Physics Uspekhi. 1986. Т. 29, № 4. С. 297.
- Kirilyuk, A. Ultrafast optical manipulation of magnetic order [Текст] / A. Kirilyuk, A. V. Kimel, T. Rasing // Rev. Mod. Phys. — 2010. — Сент. — T. 82, вып. 3. — С. 2731—2784.
- Optically reconfigurable magnetic materials [Текст] / M. Vogel [et al.] // Nat. Phys. — 2015. — Vol. 11, no. 6. — P. 487—491.
- Direct Excitation of Propagating Spin Waves by Focused Ultrashort Optical Pulses [Текст] / Y. Au [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Февр. — Т. 110, вып. 9. — С. 097201.
- 16. Directional control of spin-wave emission by spatially shaped light [Текст] / T. Satoh [и др.] // Nature Photonics. — 2012. — Т. 6, № 10. — С. 662—666.
- 17. Photo-magnonics [Текст] / В. Lenk [и др.] // Magnonics. Springer, 2013. С. 71—81.
- Control of Spin-Wave Propagation using Magnetisation Gradients [Текст] / M. Vogel [и др.] // Scientific Reports. — 2018. — Т. 8. — С. 11099.
- Macrospin dynamics in antiferromagnets triggered by sub-20 femtosecond injection of nanomagnons [Текст] / D. Bossini [и др.] // Nature communications. — 2016. — Т. 7, № 1. — С. 1—8.
- Driving Magnetization Dynamics in an On-Demand Magnonic Crystal via the Magnetoelastic Interactions [Текст] / С. L. Chang [и др.] // Phys. Rev. Applied. — 2018. — Дек. — Т. 10, вып. 6. — С. 064051.
- Magnon Accumulation by Clocked Laser Excitation as Source of Long-Range Spin Waves in Transparent Magnetic Films [Текст] / М. Jäckl [и др.] // Phys. Rev. X. - 2017. - Апр. - Т. 7, вып. 2. - С. 021009.
- 22. Optical excitation of spin waves in epitaxial iron garnet films: MSSW vs BVMSW [Текст] / А. І. Chernov [и др.] // Opt. Lett. 2017. Янв. Т. 42, № 2. С. 279—282.
- Generation of spin waves by a train of fs-laser pulses: a novel approach for tuning magnon wavelength [Текст] / I. V. Savochkin [и др.] // Scientific Reports. — 2017. — Т. 7, вып. 1. — С. 5668.

- 24. All-optical observation and reconstruction of spin wave dispersion [Текст] / Y. Hashimoto [и др.] // Nature Communications. 2017. Янв. Т. 8, № 1. С. 15859.
- Phase-controllable spin wave generation in iron garnet by linearly polarized light pulses [Текст] / I. Yoshimine [и др.] // Journal of applied physics. — 2014. — Т. 116, № 4. — С. 043907.
- 26. Quantification of a propagating spin-wave packet created by an ultrashort laser pulse in a thin film of a magnetic metal [Текст] / S. Iihama [и др.] // Phys. Rev. B. - 2016. – Июль. – Т. 94, вып. 2. – С. 020401.
- Yun, S.-J. Simultaneous excitation of two different spinwave modes by optical ultrafast demagnetization [Текст] / S.-J. Yun, C.-G. Cho, S.-B. Choe // Applied Physics Express. — 2015. — Т. 8, № 6. — С. 063009.
- 28. Reciprocal excitation of propagating spin waves by a laser pulse and their reciprocal mapping in magnetic metal films [Текст] / А. Kamimaki [и др.] // Phys. Rev. B. 2017. Июль. Т. 96, вып. 1. С. 014438.
- Simultaneous laser excitation of backward volume and perpendicular standing spin waves in full-Heusler Co₂FeAl_{0.5}Si_{0.5} films [Текст] / Z. Chen [и др.] // Scientific Reports. — 2017. — Дек. — Т. 7, № 1. — С. 42513.
- 30. Frequency and wavenumber selective excitation of spin waves through coherent energy transfer from elastic waves [Текст] / Y. Hashimoto [и др.] // Phys. Rev. B. - 2018. - Апр. - Т. 97, вып. 14. - С. 140404.
- 31. Photodrive of magnetic bubbles via magnetoelastic waves [Текст] / N. Ogawa [и др.] // Proceedings of the National Academy of Sciences. 2015. Т. 112, № 29. С. 8977—8981.
- 32. Hashimoto, Y. 180°-phase shift of magnetoelastic waves observed by phase-resolved spin-wave tomography [Tekct] / Y. Hashimoto, T. H. Johansen,
 E. Saitoh // Applied Physics Letters. 2018. T. 112, № 23. C. 232403.
- 33. Time-Resolved Imaging of Magnetoelastic Waves by the Cotton-Mouton Effect [Текст] / Т. Hioki [и др.] // Phys. Rev. Applied. 2019. Июнь. Т. 11, вып. 6. С. 061007.
- 34. Slonczewski, J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers [Текст] / J. C. Slonczewski // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Т. 159, № 1/2. С. L1—L7.

- 35. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current [Текст] / S. I. Kiselev [и др.] // Nature. 2003. Т. 425, № 6956. С. 380—383.
- 36. Magnetic nano-oscillator driven by pure spin current [Текст] / V. E. Demidov [и др.] // Nat. Mater. 2012. Т. 11, № 12. С. 1028—1031.
- 37. Ney, A. Reconfigurable magnetologic computing using the spin flop switching of a magnetic random access memory cell [Tekct] / A. Ney, J. Harris Jr // Appl. Phys. Lett. - 2005. - T. 86, № 1. - C. 013502.
- 38. Spintronics based random access memory: a review [Текст] / S. Bhatti [и др.] // Mater. Today. 2017. Т. 20, № 9. С. 530—548.
- Addressing the thermal issues of STT-MRAM from compact modeling to design techniques [Текст] / L. Zhang [и др.] // IEEE Transactions on Nanotechnology. — 2018. — Т. 17, № 2. — С. 345—352.
- 40. Thermal issues and their effects on heat-assisted magnetic recording system [Текст] / В. Xu [et al.] // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 111, no. 7. 07В701.
- Pathways for Single-Shot All-Optical Switching of Magnetization in Ferrimagnets [Tekct] / C. S. Davies [et al.] // Phys. Rev. Appl. 2020. Vol. 13, issue 2. P. 024064.
- 42. All-optical magnetization reversal by circularly polarized laser pulses: Experiment and multiscale modeling [Текст] / K. Vahaplar [и др.] // Phys. Rev. B. - 2012. - Т. 85, вып. 10. - С. 104402.
- 43. Role of electron and phonon temperatures in the helicity-independent alloptical switching of GdFeCo [Текст] / J. Gorchon [и др.] // Phys. Rev. B. — 2016. — Т. 94, вып. 18. — С. 184406.
- 44. From Multiple- to Single-Pulse All-Optical Helicity-Dependent Switching in Ferromagnetic Co/Pt Multilayers [Текст] / G. Kichin [и др.] // Phys. Rev. Appl. — 2019. — Т. 12, вып. 2. — С. 024019.
- 45. Multiscale dynamics of helicity-dependent all-optical magnetization reversal in ferromagnetic Co/Pt multilayers [Текст] / R. Medapalli [и др.] // Phys. Rev. B. - 2017. - Дек. - Т. 96, вып. 22. - С. 224421.

- 46. Magnetisation switching of FePt nanoparticle recording medium by femtosecond laser pulses [Текст] / R. John [и др.] // Sci. Rep. 2017. Т. 7, № 1. С. 1—8.
- 47. Ultrafast nonthermal photo-magnetic recording in a transparent medium [Текст] / А. Stupakiewicz [и др.] // Nature. 2017. Т. 542, № 7639. С. 71.
- 48. Anomalously damped heat-assisted route for precessional magnetization reversal in an iron garnet [Tekct] / C. S. Davies [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2019. Vol. 122, no. 2. P. 027202.
- 49. Laser-Induced Magnetization Precession in Individual Magnetoelastic Domains of a Multiferroic Co₄₀Fe₄₀B₂₀/BaTiO₃ Composite [Текст] / L. A. Shelukhin [и др.] // Phys. Rev. Appl. — 2020. — Т. 14, вып. 3. — C. 034061.
- 50. Ultrafast laser-induced changes of the magnetic anisotropy in a low-symmetry iron garnet film [Текст] / L. A. Shelukhin [et al.] // Phys. Rev. B. — 2018. — Jan. — Vol. 97, issue 1. — P. 014422.
- 51. All-Optical Probe of Coherent Spin Waves [Текст] / M. van Kampen [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Май. — Т. 88, вып. 22. — С. 227201.
- 52. Laser-induced ultrafast spin reorientation in the antiferromagnet TmFeO₃ [Текст] / A. V. Kimel [и др.] // Nature. — 2004. — Т. 429, № 6994. — С. 850.
- 53. Dynamics of electron-magnon interaction and ultrafast demagnetization in thin iron films [Текст] / E. Carpene [и др.] // Phys. Rev. B. 2008. Т. 78, вып. 17. С. 174422.
- 54. *Guidoni, L.* Magneto-optics in the Ultrafast Regime: Thermalization of Spin Populations in Ferromagnetic Films [Текст] / L. Guidoni, E. Beaurepaire, J.-Y. Bigot // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Т. 89, вып. 1. — С. 017401.
- 55. Farle, M. Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers [Текст] / M. Farle // Rep. Prog. Phys. — 1998. — Vol. 61, no. 7. — P. 755.
- 56. Miyajima, H. Simple analysis of torque measurement of magnetic thin films
 [Текст] / Н. Miyajima, K. Sato, T. Mizoguchi // J. Appl. Phys. 1976. —
 T. 47, № 10. С. 4669—4671.

- 57. Large ultrafast photoinduced magnetic anisotropy in a cobalt-substituted yttrium iron garnet [Текст] / F. Atoneche [и др.] // Phys. Rev. B. 2010. Т. 81, вып. 21. С. 214440.
- 58. *Hashimoto*, *Y.* Photoinduced Precession of Magnetization in Ferromagnetic (Ga,Mn)As [Текст] / Y. Hashimoto, S. Kobayashi, H. Munekata // Phys. Rev. Lett. 2008. Т. 100, вып. 6. С. 067202.
- 59. Ultrafast control of magnetic interactions via light-driven phonons [Текст] / D. Afanasiev [и др.] // Nat. Mater. 2021. Т. 20. С. 607—611.
- 60. Magnetostrictive thin films for microwave spintronics [Текст] / D. Parkes [et al.] // Sci. rep. 2013. Vol. 3. P. 2220.
- Bowe, S. Magnetisation dynamics in magnetostrictive nanostructures [Текст] : PhD thesis / Bowe SR. — University of Nottingham, 2017.
- Atulasimha, J. A review of magnetostrictive iron-gallium alloys [Текст] / J. Atulasimha, A. B. Flatau // Smart Mater. Struct. — 2011. — Vol. 20, no. 4. — P. 043001.
- 63. Optically excited spin pumping mediating collective magnetization dynamics in a spin valve structure [Tekct] / A. P. Danilov [et al.] // Phys. Rev. B. 2018. Vol. 98, issue 6. 060406(R).
- 64. Optical Excitation of Single- and Multimode Magnetization Precession in Fe-Ga Nanolayers [Tekct] / A. V. Scherbakov [et al.] // Phys. Rev. Appl. 2019. Vol. 11, issue 3. 031003(R).
- 65. Ultrafast changes of magnetic anisotropy driven by laser-generated coherent and noncoherent phonons in metallic films [Текст] / V. N. Kats [et al.] // Phys. Rev. B. — 2016. — Vol. 93, issue 21. — P. 214422.
- 66. Optical Excitation of Propagating Magnetostatic Waves in an Epitaxial Galfenol Film by Ultrafast Magnetic Anisotropy Change [Текст] / N. E. Khokhlov [et al.] // Phys. Rev. Appl. — 2019. — Vol. 12, issue 4. — P. 044044.
- 67. Dynamics of the coercivity in ultrafast pump-probe experiments [Текст] / T. Roth [et al.] // J. Phys. D: Appl. Phys. — 2008. — Vol. 41, no. 16. — P. 164001.

- Coercivity dynamics and origin of time-delayed magneto-optical hysteresis loops in pump-probe Kerr spectroscopy [Текст] / S. Li [et al.] // J. Appl. Phys. — 2013. — Vol. 113, no. 5. — Р. 053913.
- Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel [Текст] / Е. Beaurepaire [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1996. — Vol. 76, issue 22. — Р. 4250—4253.
- 70. Temperature Dependence of Laser-Induced Demagnetization in Ni: A Key for Identifying the Underlying Mechanism [Текст] / T. Roth [et al.] // Phys. Rev. X. 2012. May. Vol. 2, issue 2. P. 021006.
- 71. Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization [Текст] / В. Koopmans [et al.] // Nat. Mater. 2010. Vol. 9, no. 3. Р. 259—265.
- Reconfigurable heat-induced spin wave lenses [Текст] / О. Dzyapko [et al.] // Applied Physics Letters. — 2016. — Vol. 109, no. 23. — Р. 232407.
- 73. Spectrum evolution of magnetostatic waves excited through ultrafast laser-induced heating [Tekct] / I. A. Filatov [et al.] // J. Phys.: Conf. Ser. — 2020. — Vol. 1697. — P. 012193. — (Visited on 01/06/2021).
- 74. Ultrafast three-dimensional magnetization precession and magnetic anisotropy of a photoexcited thin film of iron [Tekct] / E. Carpene [et al.] // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81, issue 6. 060415(R).
- 75. Zener, C. Classical Theory of the Temperature Dependence of Magnetic Anisotropy Energy [Текст] / C. Zener // Phys. Rev. — 1954. — Vol. 96, issue 5. — P. 1335—1337.
- 76. Temperature scaling of two-ion anisotropy in pure and mixed anisotropy systems [Tekct] / R. F. L. Evans [et al.] // Phys. Rev. B. 2020. Vol. 102, issue 2. 020412(R).
- 77. Zierhofer, C. M. Data window with tunable side lobe ripple decay [Текст] / C. M. Zierhofer // IEEE Signal Processing Letters. 2007. Vol. 14, no. 11. Р. 824—827.
- 78. Smit, J. Ferromagnetic resonance absorption in BaFe₁₂O₁₉ a highly anisotropic crystal [Текст] / J. Smit, H. G. Beljers // Philips Res. Repts. — 1955. — Vol. 10, no. 113.

- 79. Gurevich, A. Magnetization Oscillations and Waves [Текст] / А. Gurevich,
 G. Melkov. Taylor & Francis, 1996.
- 80. The effect of dynamical compressive and shear strain on magnetic anisotropy in a low symmetry ferromagnetic film [Текст] / Т. L. Linnik [и др.] // Physica Scripta. — 2017. — Апр. — Т. 92, № 5. — С. 054006.
- Krebs, J. J. Properties of Fe single-crystal films grown on (100) GaAs by molecular-beam epitaxy [Текст] / J. J. Krebs, B. T. Jonker, G. A. Prinz // j. Appl. Phys. - 1987. - Т. 61, № 7. - С. 2596.
- 82. Continuous evolution of the in-plane magnetic anisotropies with thickness in epitaxial Fe films [Текст] / М. Gester [и др.] // J. Appl. Phys. 1996. Т. 80, № 1. С. 347.
- 83. Wastlbauer, G. Structural and magnetic properties of ultrathin epitaxial Fe films on GaAs(001) and related semiconductor substrates [Tekct] / G. Wastlbauer, J. A. C. Bland // Advances in Physics. — 2005. — T. 54, № 2. — C. 137—219.
- 84. Hindmarch, A. T. Interface magnetism in ferromagnetic metal-compound semiconductor hybrid stractures [Текст] / А. Т. Hindmarch // SPIN. — 2011. — Т. 1, № 01. — С. 45.
- 85. Distinguishing the laser-induced spin precession excitation mechanism in Fe/MgO (001) through field orientation dependent measurements [Текст] / T. P. Ma [и др.] // J. App,. Phys. 2015. Т. 117, № 1. С. 013903.
- Kalashnikova, A. M. Ultrafast opto-magnetism [Текст] / А. М. Kalashnikova,
 A. V. Kimel, R. V. Pisarev // Physics-Uspekhi. 2015. Т. 58, № 10. —
 C. 969.
- 87. Azovtsev, A. V. Magnetization dynamics and spin pumping induced by standing elastic waves [Текст] / А. V. Azovtsev, N. A. Pertsev // Phys. Rev. В. 2016. Нояб. Т. 94, вып. 18. С. 184401.
- 88. Hurben, M. Theory of magnetostatic waves for in-plane magnetized anisotropic films [Tekct] / M. Hurben, C. Patton // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1996. — T. 163, № 1/2. — C. 39—69.
- Walker, L. R. Magnetostatic Modes in Ferromagnetic Resonance [Текст] / L. R. Walker // Phys. Rev. — 1957. — Янв. — Т. 105, вып. 2. — С. 390—399.

- 90. Azovtsev, A. V. Electrical Tuning of Ferromagnetic Resonance in Thin-Film Nanomagnets Coupled to Piezoelectrically Active Substrates [Текст] / A. V. Azovtsev, N. A. Pertsev // Phys. Rev. Applied. — 2018. — Окт. — T. 10, вып. 4. — С. 044041.
- 91. Prabhakar, A. Spin waves: Theory and applications [Текст]. Т. 5 / A. Prabhakar, D. D. Stancil. Springer, 2009.
- 92. Static and Dynamic Magnetic Properties of Sputtered Fe–Ga Thin Films [Текст] / D. B. Gopman [и др.] // IEEE Transactions on Magnetics. — 2017. — Нояб. — Т. 53, № 11. — С. 1—4.
- 93. Spin-wave propagation in cubic anisotropy materials [Текст] / К. Sekiguchi [и др.] // NPG Asia Materials. 2017. Т. 9, № 6. e392.
- 94. Fast pulse-excited spin waves in yttrium iron garnet thin films [Текст] / М. Wu [и др.] // Journal of Applied Physics. 2006. Т. 99, № 1. С. 013901.
- 95. Magnetization relaxation dynamics in [Co/Pt]₃ multilayers on pico- and nanosecond timescales [Текст] / F. Wang [et al.] // Phys. Rev. Research. — 2021. — July. — Vol. 3, issue 3. — P. 033061.
- 96. LAO-NCS: Laser Assisted Spin Torque Nano Oscillator-Based Neuromorphic Computing System [Текст] / H. Farkhani [et al.] // Frontiers in Neuroscience. — 2020. — Vol. 13. — P. 1429.
- 97. Magnon polaron formed by selectively coupled coherent magnon and phonon modes of a surface patterned ferromagnet [Tekct] / F. Godejohann [et al.] // Phys. Rev. B. 2020. Vol. 102, issue 14. P. 144438.

Публикации автора по теме работы

В изданиях, входящих в международную базу цитирования Web of Science

- 98. Optical excitation of propagating magnetostatic waves in an epitaxial galfenol film by ultrafast magnetic anisotropy change [Текст] / N. E. Khokhlov [et al.] // Physical Review Applied. — 2019. — Vol. 12, no. 4. — Р. 044044.
- 99. Effect of magnetic anisotropy relaxation on laser-induced magnetization precession in thin galfenol films [Текст] / Р. І. Gerevenkov [et al.] // Physical Review Materials. — 2021. — Vol. 5, no. 9. — Р. 094407.

В сборниках трудов конференций

- 100. Эволюция магнитных параметров материала со временем при сверхбыстром лазерном нагреве [Текст] / П. И. Геревенков [и др.] // сборник трудов XXIV Международной научной конференции Новое в магнетизме и магнитных материалах. 2021.
- 101. Features of laser-induced magnetization precession in ferromagnetic films with time-dependent magnetic anisotropy [Текст] / Р. І. Gerevenkov [et al.] // Book of abstracts of The Joint European Magnetic Symposia 2020. — 2020.
- 102. The Effect of Temporal Evolution of Magnetic Anisotropy Parameters on the Magnetization Precession in Ferromagnetic Films [Tekct] / P. I. Gerevenkov [et al.] // Book of abstracts of 2020 Magnetism and Magnetic Materials Conference. — 2020.
- 103. Features of magnetization precession at temporal evolution of magnetic anisotropy parameters [Текст] / P. I. Gerevenkov [et al.] // Book of abstracts of V International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO 2020. — 2020.
- 104. Экспериментальное и теоретическое описание зависимостей параметров сверхбыстрой лазерно-индуцированной прецессии намагниченности в сильно анизотропных тонких ферромагнитных пленках [Текст] / П. И. Геревенков [и др.] // сборник трудов Международной молодежной конференции ФизикА. СПб 2019. 2019.

105. Геревенков, П. И. Азимутальные особенности амплитуды лазерно-индуцированной прецессии намагниченности в анизотропных магнитных плёнках [Текст] / П. И. Геревенков, Л. А. Шелухин, Я. А. Филатов // Материалы Международного молодежного научного форума «ЛОМОНО-COB-2019». — 2019.