Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

На правах рукописи

Шелухин Леонид Андреевич

Сверхбыстрое лазерно-индуцированное подавление магнитной анизотропии в тонких плёнках металлов и диэлектриков

Специальность 1.3.8— «Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: PhD (приравниваемая в РФ к степени к.ф.-м.н.) Калашникова Александра Михайловна

Санкт-Петербург — 2022

Оглавление

			Стр.		
Введе	ние.		. 5		
Глава	1. Об	зор литературы	. 13		
1.1	Природа магнитной анизотропии				
1.2	Механизмы сверхбыстрого лазерно-индуцированного				
	изменения магнитной анизотропии				
	1.2.1	Изменение анизотропии формы	. 18		
	1.2.2	Изменение магнитокристаллической анизотропии	. 19		
	1.2.3	Спин-ориентационный переход	. 21		
	1.2.4	Эффект обратной магнитострикции	. 23		
	1.2.5	Сверхбыстрый фотомагнитный эффект	. 24		
1.3	Закль	очение	. 25		
Глава	2. Эк	спериментальные и теоретические методы	. 26		
2.1	Модел	лирование прецессии намагниченности			
	и расч	чёт её параметров	. 26		
2.2	Фемте	Фемтосекундная магнитооптическая накачка-зондирование			
Глава	3. Све	ерхбыстрое лазерно-индуцированное			
	ИЗМ	ленение магнитоупругой анизотропии			
	B C	труктуре синтетического мультиферроика			
	Col	${f FeB}/{f BaTiO_3}$. 32		
3.1	Введе	ение	. 32		
3.2	Образец и экспериментальная методика				
	3.2.1	Гетероструктура Со FeB/BaTiO_3 $\ .$. 33		
	3.2.2	Магнитная анизотропия гетероструктуры ${\rm CoFeB/BaTiO_3}$.	. 34		
	3.2.3	Экспериментальная установка			
		магнитооптической накачки-зондирования			
		с микронным пространственным разрешением	. 36		
	3.2.4	Статический продольный и полярный			
		магнитооптические эффекты Керра в CoFeB/BaTiO $_3$. 39		

Стр.

			1	
	3.2.5	Лазерно-индуцированный нагрев слоя CoFeB	40	
3.3	Результаты			
3.4	Обсуж	кдение результатов	45	
	3.4.1	Лазерно-индуцированное изменение		
		магнитоупругой анизотропии	45	
	3.4.2	Сверхбыстрая магнитная динамика,		
		возбуждённая в результате изменения магнитоупругой		
		анизотропии	50	
3.5	Заклю	очение	54	
Глава	4. Све	ерхбыстрое лазерно-индуцированное		
	под	авление интерфейсной анизотропии		
	B C	груктуре с туннельным магнитным переходом		
	Col	FeB/MgO/CoFeB	56	
4.1	Введе	ние	56	
4.2	Образец и экспериментальная методика			
4.3	Резул	ьтаты	61	
	4.3.1	Сверхбыстрое размагничивание		
		и прецессия намагниченности	61	
	4.3.2	Прецессия намагниченности как индикатор		
		лазерно-индуцированного спин-переориентационного		
		перехода	64	
4.4	Обсуж	кдение результатов	66	
4.5	Заклю	очение	71	
Глава	5. Све	ерхбыстрое лазерно-индуцированное изменение		
	маг	нитной ростовой анизотропии		
	BH	изкосимметричной плёнке феррита-граната	73	
5.1	Введе	ние	73	
5.2	Возбу	ждение прецессии намагниченности		
	в плён	ке граната за счёт изменения ростовой анизотропии	75	
5.3	Образ	ец и методика эксперимента	78	
	5.3.1	Ростовая и индуцированная напряжением анизотропия		
		гранатовой плёнки с ориентацией (210)	81	

Стр.

	5.3.2	Установка магнитооптической накачки-зондирования	83		
5.4	Обсуж	сдение результатов	84		
	5.4.1	Лазерно-индуцированное размагничивание в плёнке			
		сложно замещённого феррита-граната	84		
	5.4.2	Лазерно-индуцированная прецессия намагниченности	88		
	5.4.3	Сверхбыстрый обратный эффект Фарадея	92		
	5.4.4	Лазерно-индуцированное изменение магнитной			
		анизотропии	94		
5.5	Заклю	чение	02		
Заключение					
Список литературы					

Введение

Управление намагниченностью в магнитных наноструктурах и плёнках на субпикосекундных временных масштабах — это важная задача в рамках фундаментального направления фемтомагнетизма [1—6], а также в области создания устройств передачи, обработки и хранения информации. Ранее было показаны такие эффекты, возникающие при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на магнитоупорядоченные материалы, как сверхбыстрое размагничивание [7], изменение обменного взаимодействия [8], полностью оптическое переключение намагниченности [9—11], обратные магнитооптические эффекты [12; 13], однако, все они ограничены требованиями к электронной структуре магнитных сред либо к поляризации и длине волны лазерного импульса.

В качестве универсального воздействия, позволяющего воздействовать на магнитное состояние материала, можно использовать сверхбыстрый лазерно-индуцированный нагрев, который в частности приводит к изменению магнитной анизотропии. Поскольку равновесное положение намагниченности в простейшем случае ферромагнетика определяется эффективным полем, которое состоит из внешнего магнитного поля и эффективного поля магнитной анизотропии [14], то меняя последнюю можно воздействовать на ориентацию намагниченности. Таким образом, в этой работе подробно будет рассмотрено воздействие сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева на магнитную анизотропию разных типов, характерную для металлических и диэлектрических структур.

Часто результатом изменения магнитной анизотропии в магнитоупорядоченных средах на субпикосекундных временах становится прецессия намагниченности [15; 16]. По зависимости её параметров от условий возбуждения можно выявить, как именно поменялась магнитная анизотропия, и даже разделить различные вклады в такой процесс. Однако на момент написания настоящей работы ряд вопросов, связанных со изменением магнитной анизотропии под действием фемтосекундных лазерных импульсов, всё ещё остаётся открытым. В частности, не было рассмотрено влияние сверхбыстрого нагрева на магнитную ростовую анизотропию в тонких плёнках диэлектриков, а также на магнитоупругую и интерфейсную анизотропию в магнитных металлических наноструктурах, при том, что именно эти типы анизотропии играют определяющую роль в формировании магнитного состояния таких структур.

Целью настоящей работы является определение влияния сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева на магнитную анизотропию различной природы в тонких ферро- и ферримагнитных пленках.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

- 1. Создание экспериментальных установок для исследования сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии по методике фемтосекундной магнитооптической накачки-зондирования
- 2. Выявление влияния сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева на
 - а) магнитоупругую анизотропию в гетероструктуре композитного мультиферроика CoFeB/BaTiO₃
 - б) интерфейсную анизотропию в структуре с туннельным магнитным переходом CoFeB/MgO/CoFeB
 - в) ростовую анизотропию в плёнке диэлектрика феррита-граната (YBiPrLu)₃(FeGa)₅O₁₂
- 3. Определение величины изменения параметров магнитной анизотропии в этих структурах под воздействием фемтосекундных лазерных импульсов на основе наблюдаемой магнитной динамики.

Научная новизна. Все результаты, представленные в работе, являются новыми. Впервые экспериментально показано сверхбыстрое лазерно-индуцированное изменение параметра магнитоупругой анизотропии B₁ на примере ферромагнитного слоя структуры синтетического мультиферроика CoFeB/BaTiO₃. В результате этого происходит возбуждение прецессии и переключение намагниченности в единичном магнитоупругом домене структуры.

Впервые экспериментально продемонстрировано усиление подавления интерфейсной анизотропии в результате лазерно-индуцированного нагрева в структуре туннельного магнитного перехода CoFeB/MgO/CoFeB, наблюдаемого при значениях сверхбыстрого размагничивания более 20 %. Показано, что это приводит к спин-переориентационному переходу в такой структуре при умеренной плотности лазерной накачки J = 1.8 мДж/см² в результате полного подавления перпендикулярной магнитной анизотропии. Продемонстрировано управление частотой магнитной прецессии в структуре туннельного магнитного перехода в диапазоне 100 %. Впервые экспериментально показано воздействие сверхбыстрого лазерноиндуцированного нагрева на параметры магнитной анизотропии в диэлектрике на примере висмут-замещенного феррита-граната Предложен и апробирован подход к разделению вкладов в возбуждение прецессии намагниченности от лазерно-индуцированного изменения параметров одноосной и ромбической ростовой анизотропии ΔK_i и ΔK_{uz} .

Практическая значимость. Все результаты получены при комнатной температуре, а наблюдаемые процессы могут быть оптимизированы в конкретных структурах, что является ключевым условием использования в прикладных областях, таких как магноника и магнитная запись. Помимо этого, наблюдаемые эффекты важны для понимания процессов в рамках фундаментального направления сверхбыстрого магнетизма.

В работе речь идёт о процессах, в основе которых лежит *сверхбыстрый лазерно-индуцированный нагрев* магнитных сред, таким образом, рассмотренные эффекты могут быть реализованы в широком классе материалов. Важно также отметить, что изменение параметров анизотропии любой природы приводит к изменению динамических свойств структур, что необходимо учитывать при сверхбыстром лазерном воздействии.

Сверхбыстрый лазерно-индуцированный спин-переориентационный переход в структуре CoFeB/MgO/CoFeB может быть использован при создании устройств магнитной памяти, в том числе и со случайным доступом. Лазерноиндуцированное возбуждение магнитной динамики в единичном магнитном домене в структуре BaTiO₃ является заделом для создания устройств реконфигурируемой магноники. Это связано со свойством отражения спиновых волн от доменных границ в зависимости от их типа, которым можно управлять ориентацией внешнего магнитного поля. Кроме того, в той же структуре показано переключение намагниченности из одного энергетического минимума в другой под воздействием лазерных импульсов, что также может быть использовано в приложениях.

Плёнки ферритов-гранатов — это также перспективный материал для реконфигурируемой магноники. Причина этого заключается как в больших длинах распространения спиновых волн, так и в возможности создания управляемых магнонных кристаллов путём периодического изменения свойств среды лазерными импульсами, в том числе магнитной анизотропии. Методология и методы исследования. Основной экспериментальный метод, использованный в работе, это магнитооптическая накачка-зондирование, известная также под англоязычным названием all-optical pump-probe (лаб. физики ферроиков, ФТИ им. А. Ф. Иоффе). Ряд измерений проводился в диапазоне температур 100–300 К. Дополнительно проводилась характеризация исследуемых структур путем измерения в них статических магнитооптических эффектов.

Результаты по сверхбыстрой магнитной динамике интерпретировались в рамках решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта. Общее описание методов исследования приведено в Главе 2. Детали экспериментов приведены в соответствующих главах.

Основные положения, выносимые на защиту:

- Сверхбыстрый лазерно-индуцированный нагрев диэлектрика-ферримагнетика феррита-граната приводит к уменьшению параметров ростовой анизотропии материала, происходящему на пикосекундной временной шкале и релаксирующему на наносекундных временах. Траектория возбуждаемой вследствие нагрева прецессии намагниченности позволяет определить относительное лазерно-индуцированное изменение различных вкладов в ростовую анизотропию
- 2. Сверхбыстрый лазерно-индуцированный нагрев ферромагнитного аморфного металлического сплава CoFeB приводит к уменьшению параметра магнитоупругой анизотропии B₁, происходящему на пикосекундной временной шкале и релаксирующему на наносекундных временах. В отдельных магнитоупругих доменах композитного мультиферроика CoFeB/BaTiO₃ лазерно-индуцированное уменьшение магнитоупругого параметра B₁ приводит к возбуждению прецессии и прецессионному переключению намагниченности.
- 3. Сверхбыстрый лазерно-индуцированный нагрев сверхтонкой пленки аморфного ферромагнитного сплава CoFeB, имеющего интерфейс с MgO, приводит к полному подавлению перпендикулярной магнитной анизотропии. Это возможно при умеренной плотности энергии в лазерном импульсе, благодаря усилению подавления интерфейсной анизотропии с увеличением сверхбыстрого размагничивания.

Достоверность представленных в диссертационной работе результатов обусловлена применением современных экспериментальных методик, воспроизводимостью результатов измерений, подкреплением экспериментальных результатов анализом на основе феноменологического подхода Смита-Сула и решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, согласию результатов с современными представлениями физики конденсированного состояния, последующим использованием полученных результатов в работах других научных групп.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались соискателем лично на 18 российских и международных научных конференциях и симпозиумах: "Moscow International Symposium on Magnetism 2014", "Novel Trends in Physics of Ferroics 2014", "ФизикА.СПб 2014", "Spin physics, spin chemistry and spin technology 2015", "Spin Waves 2015/2018", "Международная зимняя школа по физике полупроводников 2015/2016", "International Colloqium om Magnetic Films and Interfaces 2015", "Ultrafast magnetism conference 2015/2019", "Нанофизика и наноэлектроника 2016", "Euro-Asian Symposium Trends in MAGnetism 2016/2019", "The 26th Conference of the Condensed Matter Division of the EPS 2016", "9th Joint European Magnetic Symposia 2018", "Заседание секции Marнетизм Научного Совета РАН по физике конденсированных сред 2018", "COST action MAGNETOFON 2019". Результаты были представлены соискателем на семинаре лаборатории физики ферроиков и Низкоразмерном семинаре в ФТИ им. А.Ф. Иоффе и Лаборатории оптики спина СПбГУ.

Личный вклад автора. Все представленные в диссертации результаты получены автором лично или при его определяющем участии, а именно соискателем выполнены настройка и отладка экспериментальных установок оптической накачки зондирования, измерение сверхбыстрой лазерно-индуцированной динамики, обработка и анализ экспериментальных данных, расчеты в рамках феноменологической теории ферромагнитного резонанса. Постановка задач и интерпретация экспериментальных результатов осуществлялись совместно с научным руководителем. Автор также принимал ключевое участие в написании статей, подготовке докладов и выступлениях на научных конференциях и семинарах.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в трёх оригинальных статьях и одной обзорной статье, опубликованных в журналах, индексируемых базами данных Web of Science, Scopus и Russian Science Citation Index.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. Ultrafast laser-induced changes of the magnetic anisotropy in a low-symmetry iron garnet film / L. A. Shelukhin, V. V. Pavlov, P. A. Usachev, P. Y. Shamray, R. V. Pisarev, A. M. Kalashnikova // Phys. Rev. B. 2018. Т. 97, вып. 1. С. 014422.
- A2. Laser-Induced Magnetization Precession in Individual Magnetoelastic Domains of a Multiferroic Co₄₀Fe₄₀B₂₀/BaTiO₃ Composite / L. A. Shelukhin, N. A. Pertsev, A. V. Scherbakov, D. L. Kazenwadel, D. A. Kirilenko, S. J. Hämäläinen, S. van Dijken, A. M. Kalashnikova // Phys. Rev. Applied. 2020. Т. 14, вып. 3. С. 034061.
- А3. Сверхбыстрое лазерно-индуцированное управление магнитной анизотропией наноструктур / А. М. Калашникова, Н. Е. Хохлов, Л. А. Шелухин, А. В. Щербаков // Журнал технической физики. 2021. Т. 91, № 12. С. 1848—1878.
- A4. Spin reorientation transition in CoFeB/MgO/CoFeB tunnel junction enabled by ultrafast laser-induced suppression of perpendicular magnetic anisotropy / L. A. Shelukhin, R. R. Gareev, V. Zbarsky, J. Walowski, M. Münzenberg, N. A. Pertsev, A. M. Kalashnikova // Nanoscale. — 2022. — Т. 14, вып. 22. — C. 8153—8162.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 127 страниц, включая 29 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 194 наименования.

Основная часть работы имеет следующую структуру:

Глава 1 содержит обзор литературы по управлению намагниченностью в результате сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии. Так же в данной главе сформулированы основная научная проблема, рассматриваемая в диссертации.

В **Главе 2** изложены принципы экспериментальных методик и теоретических подходов, использованных в работе.

Глава 3 посвящена влиянию сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева на магнитоупругую анизотропию в ферромагнитном слое структуры CoFeB/BaTiO₃. Проведены эксперименты по возбуждению сверхбыстрой

магнитной динамики в такой структуре по методике фемтосекундной магнитооптической накачки-зондирования. Рассчитаны параметры прецессии намагниченности в зависимости от условий возбуждения в рамках подхода Смита-Сула и решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта. Определены величины лазерно-индуцированного изменения магнитоупругой анизотропии и намагниченности в отдельном ферромагнитном домене. Установлено соотношение между изменениями намагниченности и параметра магнитоупругой анизотропии B₁ согласно степенному закону для одноионной одноосной анизотропии. Показано условие переключения намагниченности в результате сверхбыстрого лазерно-индуцированного уменьшения магнитоупругой анизотропии. Проведена оценка влияния соседних доменов на сверхбыструю магнитную динамику.

Глава 4 содержит результаты по влиянию сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева на интерфейсную анизотропию в структуре с туннельным магнитным переходом CoFeB/MgO/CoFeB. Проведены эксперименты по фемтосекундной магнитооптической накачке-зондированию при температурах T = 140 K и 295 K. Рассчитаны параметры прецессии намагниченности в зависимости от условий возбуждения в рамках подхода Смита-Сула. Определён параметр интерфейсной анизотропии и его изменение под воздействием фемтосекундных лазерных импульсов. Продемонстрирован сверхбыстрый спинпереориентационный переход на интерфейсе CoFeB/MgO в результате усиления подавления интерфейсной анизотропии при значениях лазерно-индуцированного размагничивания более 20 %.

5 рассматривается влияние сверхбыстрого лазерно-инду-В Главе ростовой магнитной цированного нагрева на параметры анизотропии низкосимметричной плёнке висмут-замещённого В феррита-граната (YBiPrLu)₃(FeGa)₅O₁₂, выращенной на подложке гадолиний галлиевого граната с ориентацией (210). Проведены эксперименты по возбуждению сверхбыстрой магнитной динамики в такой структуре по методике фемтосекундной магнитооптической накачки-зондирования. Проведено моделирование прецессии намагниченности в соответствии с решением уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта. Разделены вклады в сверхбыструю магнитную динамику от обратного эффекта Фарадея и сверхбыстрого изменения параметров ростовой анизотропии. Предложен и реализован метод определения относительного изменения различных параметров ростовой анизотропии под действием фемтосекундных

лазерных импульсов посредством анализа начальной фазы прецессии намагниченности в зависимости от направления внешнего магнитного поля.

В заключении приведены выводы диссертационной работы.

Глава 1. Обзор литературы

Сверхбыстрое изменение магнитной анизотропии под действием фемтосекундных (фс) лазерных импульсов — это часть сравнительно недавно появившегося раздела физики конденсированного состояния, а именно фемтомагнетизма. Первая работа в области фемтомагнетизма опубликована в 1996 году [7]. Фемтомагнетизм занимается взаимодействием фемтосекундных лазерных импульсов с магнитоупорядоченными средами. Развитие этого направления обсуждается в обзорах по фемтомагнетизму [1], сверхбыстрому оптомагнетизму [2], локализации оптомагнитных явлений на нанометровых масштабах [3], оптическому переключению намагниченности в металлах [4], пикосекундной магнитоакустике [5; 17], оптоспинтронике [6].

Сверхбыстрое изменение магнитной анизотропии под действием фемтосекундных лазерных импульсов это возможное решение ряда как фундаментальных, так и прикладных задач. В частности, в результате такого изменения магнитной анизотропии при ряде условий может осуществляться возбуждение прецессии намагниченности с большой амплитудой [18] и приводить к переключению из одного её равновесного состояния в другое [19; 20]. Кроме того, благодаря сверхбыстрому лазерно-индуцируемому управлению магнитной анизотропией можно управлять частотой прецессии намагниченности $\omega(t)$ [21; 22]. Более общим случаем этой задачи является управление дисперсией магнонов для оптически регулируемой магнонной спинтроники [23; 24], а закономерным продолжением этого подхода является возбуждение прецессии намагниченности в высокочастотном диапазоне для терагерцовой спинтроники.

В этой главе рассмотрены фемтомагнитные явления связанные с управлением магнитной анизотропией с помощью фемтосекундных лазерных импульсов.

1.1 Природа магнитной анизотропии

Явление магнитной анизотропии заключается в зависимости энергии материала от *направления* намагниченности. В основе этого явления лежат магнитодипольное и спин-орбитальное взаимодействия [25]. Магнитодипольную энергию можно записать в виде

$$F_{md} = \sum_{i < j} \frac{r_{ij}^2 \boldsymbol{\mu}_{\mathbf{i}} \cdot \boldsymbol{\mu}_{\mathbf{j}} - 3(\boldsymbol{\mu}_{\mathbf{i}} \cdot \mathbf{r}_{\mathbf{ij}})(\boldsymbol{\mu}_{\mathbf{j}} \cdot \mathbf{r}_{\mathbf{ij}})}{r_{ij}^5} = -\frac{1}{2} \sum_i \boldsymbol{\mu}_{\mathbf{i}} \cdot \mathbf{H}_{\mathbf{i}}, \qquad (1)$$

где \mathbf{r}_{ij} — это радиус-вектор, соединяющий диполи $\boldsymbol{\mu}_i$ и $\boldsymbol{\mu}_j$. \mathbf{H}_i — это поле, действующее на $\boldsymbol{\mu}_i$ со стороны всех остальных диполей. Поскольку магнитодипольная энергия медленно убывает с расстоянием между диполями, то необходимо учитывать взаимодействие всех диполей в намагниченном теле. \mathbf{H}_i можно разделить на размагничивающее поле \mathbf{H}_d , связанное с энергией взаимодействия диполей на поверхности тела, и лоренцево поле \mathbf{H}_{lor} , описывающее действие внутренних диполей. Последний вклад изотропен в кубических кристаллах, а в некубических входит в энергию магнитокристаллической анизотропии, определяющейся кристаллической структурой среды, и как правило много меньше спин-орбитального вклада. Таким образом, в качестве диполь-дипольного анизотропного вклада можно рассматривать только размагничивающее поле \mathbf{H}_d , энергия которого называется *анизотропией формы*, поскольку она зависит от формы магнитного объекта и величины намагниченности.

Спин-орбитальное взаимодействие является определяющим вкладом в магнитокристаллическую, магнитоупругую и интерфейсную анизотропию. В отличие от предыдущего случая, когда энергия анизотропии определяется пространственным распределением взаимодействующих пар диполей, при спинорбитальной связи источник анизотропии — это взаимодействие спинового \mathbf{p}_{s} и орбитального \mathbf{p}_{l} моментов *внутри* атомов. Энергия этого взаимодействия записывается как [26]

$$F_{LS} = \lambda_{LS} \mathbf{LS},\tag{2}$$

$$\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{p_{l_i}}, \quad \mathbf{S} = \sum_i \mathbf{p_{s_i}}$$

где λ_{LS} — константа спин-орбитальной связи, **L** и **S** — суммарные орбитальный и спиновый моменты, соответственно.

Орбитальные моменты атомов при этом связаны с кристаллическим полем, создающимся соседними атомами, симметрия которого определяется структурой материала. Таким образом, кристаллическое поле опосредованно взаимодействует со спиновыми моментами атомов через орбитальные. Такая связь осуществляется двумя путями. Во-первых, через так называемую одноионную связь, когда кристаллическое поле стремится повернуть спиновый вектор отдельного иона, *среднее* положение которого определяется эффективным полем обменного взаимодействия [25]. Во-вторых, посредством анизотропного обменного взаимодействия или *двухионной* связи. В этом случае в результате искажения электронных оболочек и соответствующего изменения перекрытия волновых функций пар ионов из-за действия кристаллического поля и непосредственно спин-орбитального взаимодействия при повороте спина меняется величина электростатического взаимодействия между этими ионами. Таким образом, энергия обменного взаимодействия этих пар ионов зависит от ориентации их спиновых моментов, а значит является анизотропной.

1.2 Механизмы сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии

Процессы, приводящие к изменению магнитной анизотропии под действием фемтосекундного лазерного импульса, можно разделить на несколько категорий в зависимости от её типа (Puc. 1):

- изменение величины намагниченности и связанной с ней анизотропии формы (δM механизм)
- изменение параметров анизотропии (δK механизм)
- появление дополнительных членов в энергии анизотропии вследствие лазерно-индуцированного механического напряжения (δ*u* механизм)
- появление дополнительной оси анизотропии вследствие лазерно-индуцированной перестройки электронной структуры (Н_L механизм)

Как правило, первые три механизма являются результатом лазерноиндуцированного повышения температуры подсистем материала, таких как



Рисунок 1 — Схематичное изображение траектории намагниченности в результате различных эффектов модификации магнитной анизотропии. **M**, **H**_a и **H**_{eff} — это намагниченность, поле анизотропии и эффективное поле до возбуждения лазерным импульсом, **M'**, **H'**_a и **H'**_{eff} — после.

электроны и кристаллическая решётка. Особенностью $\mathbf{H}_{\mathbf{L}}$ механизма является чувствительность к поляризации лазерного импульса и во многих случаях к энергии фотона импульсов накачки. Часто энергоэффективность последних выше, т. е. для возбуждения прецессии той же амплитуды требуется меньшая плотность накачки, однако, они более требовательны к свойствам возбуждаемых сред, таким как электронная структура. К этим эффектам относится $\mathbf{H}_{\mathbf{L}}$ механизм, основанный на заселении электронами определённых состояний.

Для возбуждения прецессии намагниченности вследствие изменения параметров анизотропии направление внешнего поля должно отличаться от оси лёгкого намагничивания. В этом случае изменение параметров анизотропии приведёт к изменению направления эффективного поля $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_{a}$, состоящего из внешнего поля и поля анизотропии, что необходимо для возбуждения прецессии (см. Главу 2 и Рис. 1).

Эта работа посвящена эффектам воздействия фс лазерных импульсов, связанного с нагревом, на магнитные среды, как более общему классу явлений. В металлах в рамках трёхтемпературной модели [27], рассматривающей энергетический баланс и взаимодействие электронной, решеточной и спиновой подсистем со своими температурами в одном материале (см. Рис. 2), на

16



Рисунок 2— (а) Взаимодействующие подсистемы в трёхтемпературной модели для переходного металла. (b) Временные зависимости температур электронной T_e , решёточной T_l и спиновой T_s подсистем после возбуждения лазерным импульсом. Температура спиновой подсистемы показана для случаев металлов и диэлектриков. Рисунок воспроизведён из [1]

временных масштабах порядка 100 фс ультракороткие лазерные импульсы поглощаются почти исключительно электронной подсистемой благодаря ее малой теплоемкости. Её энергия при этом становится значительно больше уровня Ферми, и на начальном этапе порядка 100 фс электронная система и остальные подсистемы не термализованы. Такое сильно неравновесное состояние приводит к передаче энергии от электронной подсистемы решётке и спиновой подсистеме. За время порядка нескольких пикосекунд электронная и решеточная подсистемы приходят в термодинамическое равновесие, и разницу между первоначальной температурой до прихода лазерного импульса и результирующей температурой решетки и электронного газа называют лазерно-индуцированным нагревом.

Наиболее кардинальным отличием между лазерно-индуцированным нагревом в магнитных металлах и диэлектриках является наличие у первых канала передачи энергии непосредственно между электронной и спиновой подсистемами, в то время как в диэлектриках это происходит посредством рассеяния углового момента на фононах. Это обстоятельство проявляется в существенно разных временах размагничивания. Причем в переходных 3d—металлах размагничивание осуществляется в результате рассеяния электронов с переворотом спина в оболочке 3d4sp за время порядка 100 фс. Такой процесс называется сверхбыстрым размагничиванием [7]. В то же время в 4f—металлах, таких как Gd, большая часть намагниченности определяется 4f

17

оболочкой, и в этом случае размагничивание идет в два этапа: рассеяние с переворотом спина в оболочке 5d6sp за $\sim 100 \, \text{фc}$ и более медленный процесс уменьшения намагниченности в 4f оболочке, схожий с тем, что происходит в диэлектриках, за сотни пикосекунд [28].

Само по себе сверхбыстрое размагничивание может приводить к изменению анизотропии формы в тонких пленках.

1.2.1 Изменение анизотропии формы (δM механизм)

Для тонкой бесконечной пленки энергия анизотропии формы определяется как

$$F_{sh} = \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 m_z^2,$$
(3)

где ось z это нормаль к поверхности, μ_0 - магнитная проницаемость вакуума, что приводит к тому, что такая пленка имеет анизотропию типа "легкая плоскость". Таким образом, лазерно-индуцированное изменение непосредственно намагниченности будет приводить к модификации вклада $\mu_0 M_z^2$, если намагниченность имеет ненулевую z компоненту.

В работе [15] впервые было показано возбуждение спиновых волн 100 фс лазерными импульсами в 7 нм плёнках Ni. Важно отметить, что в этом эксперименте внешнее поле имело ненулевую проекцию на нормаль образца (Puc. 1 (a)). При такой геометрии в равновесном состоянии намагниченность плёнки с анизотропией типа "лёгкая плоскость" также имеет ненулевую компоненту M_z , нормальную плоскости образца.

Сверхбыстрое размагничивание уменьшает вклад $\mu_0 M_z^2$ в свободную энергию за время порядка ~100 фс, что приводит к прецессии намагниченности, т. к. M_S меняется за время значительно короче типичного периода прецессии ~100 пс.

1.2.2 Изменение магнитокристаллической анизотропии $(\delta K$ механизм)

В зависимости от кристаллической структуры кристалла магнитная анизотропия имеет ту или иную симметрию. Рассмотрим наиболее простые случаи одноосной и кубической магнитокристаллической анизотропии. В этом случае согласно феноменологической теории [29] зависящую от намагниченности анизотропную часть термодинамического потенциала можно записать в следующем виде:

$$F_{MCA} = K_u m_j^2 + K_1 (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + \dots,$$
(4)

где $m_i = M_i/M_S$ — это нормированная проекция намагниченности на *i*-ое направление. Коэффициенты K_u и K_1 — это параметры одноосной и кубической магнитокристаллической анизотропии, соответственно, с размерностью плотности энергии, которые связаны с константой спин-орбитального взаимодействия λ_{LS} . Как видно из выражения 4, энергия анизотропии зависит от направления намагниченности. При этом в случае отдельного иона параметры анизотропии *не зависят* от температуры, однако, с увеличением температуры растут термические флуктуации магнитных моментов и макроскопически энергия анизотропии падает, когда намагниченность направлена вдоль трудной оси, и растёт, когда намагниченность направлена вдоль оси лёгкого намагничивания, как показано на Рис. 3.

Таким образом, удобно ввести эффективное уменьшение параметров анизотропии с температурой, причём как было показано в работах [29; 30], оно подчиняется степенному закону в зависимости от типа магнитной анизотропии:

$$\frac{K(T)}{K(0)} = \left[\frac{M_S(T)}{M_S(0)}\right]^{\frac{n(n+1)}{2}},\tag{5}$$

где K(0) и $M_S(0)$ — параметр монокристаллической анизотропии и намагниченность насыщения при T = 0 K, n — показатель степени в разложении плотности магнитной энергии 4.

Подробно изменение магнитокристаллической анизотропии под действием фс лазерных импульсов показано в работах [16; 31] на примере тонкой плёнки железа, выращенной на подложке MgO. В плоскости плёнки находились



Рисунок 3 — Сечение плотности энергии кубической магнитокристаллической анизотропии в зависимости от направления намагниченности в плоскости (100), $K_1 > 0, K_u = 0$. Рисунок воспроизведён из [29]

две оси кубической магнитной анизотропии. Внешнее поле было направлено в плоскости образца, чтобы исключить влияние сверхбыстрого размагничивания (δM механизм). Было показано, что возбуждение плёнки железа фс лазерными импульсами приводит к возникновению прецессии намагниченности, параметры которой описываются в рамках модели лазерно-индуцированного нагрева с последующим уменьшением параметров кубической анизотропии. Более того, использованный авторами метод векторной магнитометрии позволил полностью восстановить траекторию вектора намагниченности после лазерного возбуждения. На основе этих данных было выявлено абсолютное значение изменения эффективного поля магнитной анизотропии $\Delta H'_{eff} \sim 50$ %, а также была дана оценка лазерно-индуцированного нагрева решётки или фононной подсистемы $\Delta T_l \sim 350$ K.

В тонких однородных или гранулированных плёнках с осью анизотропии перпендикулярно плоскости образца возбуждение прецессии возможно, когда внешнее поле направлено под углом к нормали плёнки. В работе [32] исследовалось воздействие лазерного импульса на гранулированную плёнку L1₀ FePt на подложке MgO. Высокое значение спин-орбитального взаимодействия внутри плёнки FePt обуславливает высокое значение поля анизотропии порядка

20

~10 Т. Это в свою очередь делает возможным возбуждение прецессии с частотой вплоть до 400 ГГц во внешнем поле 7 Т.

В магнитных диэлектриках лазерно-индуцированный нагрев значительно слабее, чем в металлах, когда возбуждение осуществляется лазерными импульсами с энергией фотона ниже края поглощения. Поглощение при этом осуществляется локализованными электронами, что приводит к незначительному увеличению температуры менее 10 К. При этом перенос углового момента из электронной подсистемы в спиновую значительно слабее, чем в металлах. В связи с этим характерное время размагничивания в магнитных диэлектриках составляет сотни пикосекунд [33; 34], что позволяет исключить δM механизм как причину возбуждения магнитной прецессии. Из-за малой величины лазерноиндуцированного нагрева δK механизм также не рассматривался до недавнего времени, за исключением особых случаев материалов со спин-переориентационным переходом, рассмотренным ниже.

Подробно лазерно-индуцированное изменение параметров магнитной анизотропии в магнитном диэлектрике на примере плёнки сложнозамещённого феррита-граната рассмотрено в главе 5.

В работе [35] в результате δK процесса показано возбуждение прецессии в плёнке ферромагнитного полупроводника GaMnAs. Авторы этой работы предположили, что сложный характер наблюдаемой магнитной прецессии связан с нетермическим изменением относительных вкладов кубической и одноосной анизотропии в свободную энергию. Утверждается, что такое изменение возможно вследствие лазерно-индуцированного появления дырок с их последующей релаксацией [36]. Тем не менее, в работе [37], где эксперименты также проводились в плёнке GaMnAs, лазерно-индуцированная динамика объясняется в рамках сценария термического изменения параметров анизотропии без подробного анализа возможных нетермических микроскопических механизмов, связанных с возникновением дырок.

1.2.3 Спин-ориентационный переход (δK механизм)

Для того, чтобы возбуждать лазерным импульсом прецессию намагниченности большей амплитуды в диэлектрике при относительно слабом поглощении в результате действия δK механизма, необходимо использовать класс диэлектриков, где наблюдалось бы значительное изменение параметров анизотропии в узком диапазоне температур. Ранее было показано, что в редкоземельных ортоферритах *R*FeO₃, где *R* — редкоземельный элемент, наблюдается фазовый переход с переориентацией равновесного направления спинов, т. е. спин-переориентационный переход (SRT) [38]. *R* определяет наличие, род и температуру SRT. В общем случае можно записать энергию одноосной магнитокристаллической анизотропии для редкоземельных ортоферритов как $F_{MCA} = K_{u1} \sin^2 \theta + K_{u4} \sin^4 \theta$, где θ это угол в плоскости *ac* между кристаллографическим направлением *a* и намагниченностью. Эта запись эквивалентна выражению 4. Для определённых ортоферритов K_{u1} меняет знак с температурой, приводя к SRT, в то время как знак K_{u4} определяет род перехода [38].

Согласно [38] SRT в ортоферритах связан с различной зависимостью от температуры двух вкладов в параметр анизотропии $K_{u1}(T)$. Так, одноионный вклад, связанный со спин-орбитальным взаимодействием ионов железа Fe³⁺, доминирует при температурах ниже температуры Нееля и стабилизирует слабую ферромагнитную фазу ($\mathbf{M} \parallel c, \mathbf{L} \parallel a$; а, b, с — это кристаллографические оси). При понижении температуры возрастает вклад, связанный с взаимодействием Fe³⁺ и ионов R^{3+} , характеризующихся температурно-зависимой магнитной анизотропией, и происходит либо фазовый переход первого рода в антиферромагнитную фазу $\mathbf{L} \parallel b$, либо второго рода в слабую ферромагнитную фазу $\mathbf{M} \parallel a$ и $\mathbf{L} \parallel c$.

В цикле работ [39—43] было рассмотрено сверхбыстрое лазерно-индуцированное воздействие на плёнки редкоземельных ортоферритов в низкотемпературной фазе, и было показано что возбуждение магнитной прецессии в результате такого воздействия это результат термического изменения $K_{u1}(T)$. Такой вывод был сделан на основании экспериментального наблюдения увеличения амплитуды прецессии по мере приближения температуры к точке SRT. лазерно-индуцированное термическое изменение $K_{u1}(T)$ связано с изменением заселённости 4f-электронов в оболочке R^{3+} . Этот процесс протекает за несколько пикосекунд, что определяет скорость такого SRT.

Как частный случай δK механизма, SRT в результате изменения как величины, так и знака параметров анизотропии может приводить к возникновению

прецессии намагниченности даже если внешнее поле сонаправлено с осью лёгкого намагничивания или даже в отсутствие внешнего поля, как было показано в [39; 43] (Рис. 1 (d)).

Круг материалов с SRT довольно ограничен, кроме того, в большинстве из них переход происходит при низких температурах. В связи с этим интерес представляет SRT индуцированный изменениями толщины в сверхтонких магнитных плёнках, когда конкурирующие вклады интерфейсной анизотропии и анизотропии формы в свободную энергию сосуществуют [44; 45]. Подробно воздействие фемтосекундных лазерных импульсов на структуру с SRT, связанным с конкуренцией интерфейсной магнитной анизотропии и диполь-дипольного взаимодействия, рассмотрен в главе 4.

1.2.4 Эффект обратной магнитострикции (*би* механизм)

В средах с высокими значениями магнитоупругого параметра B_1 пикосекундные импульсы деформации u_{ij} , или терагерцовые пакеты акустических фононов [46], приводят к возбуждению магнитной динамики вследствие появления дополнительного магнитоупругого вклада в свободную энергию $F_{ME} = B_1 \delta u_{ij} m_i m_j$. В работе [47] впервые было получено возбуждение магнитной динамики пикосекундными импульсами деформации в плёнке GaMnAs. В результате явления обратной магнитострикции и воздействия пикосекундных импульсов деформации магнитная прецессия может быть возбуждена не только разбавленных магнитных полупроводниках, но и металлах [48] и диэлектриках [49]. Кроме того, воздействие пакетов акустических фононов может приводить к запуску спиновых волн [50], магнитных колебаний с высокой амплитудой [51], а также возбуждению магнитоупругих волн [52].

Сравнимый по величине с δK процессом эффект обратной магнитострикции δu может наблюдаться и при непосредственном возбуждении и нагреве образца, как показано в [53], где рассматривалась 100 нм плёнка FeGa на подложке GaAs (311). Возбуждение лазерным импульсом в этом случае приводило помимо сверхбыстрого нагрева решётки, ответственного за изменение параметров анизотропии (δK механизм), к динамической деформации u_{ij} из-за механического напряжения вследствие градиента температуры (δu механизм). Было показано, что сверхбыстрый лазерно-индуцированный нагрев приводит к продольной и сдвиговой деформации из-за низкой симметрии плёнки на подложке GaAs (311). Анализ начальной фазы прецессии намагниченности показал, что δK механизм приводит к повороту эффективного поля в плоскости плёнки, а δu — к возникновению новой оси анизотропии перпендикулярно плоскости плёнки. При этом δK процесс доминирует в слабых магнитных полях, а δu — в сильных.

Помимо сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева возникновение деформации может быть вызвано сверхбыстрым размагничиванием и его вклад в δu процесс может уже не описываться в рамках феноменологического подхода к магнитострикции [54]. Кроме термического воздействия лазерные импульсы могут влиять на деформационный потенциал в полупроводниках [55], что также является эффективным механизмом генерации деформаций, и это также необходимо учитывать при оптическом возбуждении.

Следует отметить, что в описанных выше работах не рассматривался вопрос влияния лазерно-индуцированного возбуждения, в частности, нагрева, на сами параметры магнитоупругой связи B_1 . Более того, в основном полагалось, что статические деформации в материале малы и в равновесном состоянии вкладом в энергию анизотропии от обратного магнитоупругого эффекта можно пренебречь. Глава 3 данной диссертации посвящена этому явлению и показывает, что лазерно-индуцированное изменение *величины* B_1 способно приводить к возбуждению прецессии намагниченности и даже к её переключению на примере структуры, где в равновесном состоянии магнитоупругий вклад в анизотропию является доминирующим.

1.2.5 Сверхбыстрый фотомагнитный эффект (H_L механизм)

Альтернативой термическому возбуждению лазерным импульсом магнитных материалов может быть воздействие на основе фотомагнитного эффекта [56]. Так, в плёнке железо-иттриевого граната, легированного Co²⁺(Co:YIG), в результате поляризационно зависимого лазерно-индуцированного переноса заряда между ионами Fe³⁺ и Co²⁺ либо перераспределения зарядов на возбуждённых состояниях в оболочке иона Co²⁺ возникает дополнительная ось анизотропии [57] (Рис. 1 (с)). Впервые возбуждение прецессии намагниченности в сложнозамещённых ферритах-гранатах в результате лазерно-индуцированного фотомагнитного эффекта было показано в работе [13]. Амплитуда прецессии при этом составляла ~1°. В работе [58] также рассматривался лазерноиндуцированный фотомагнитный эффект в плёнках гранатах с плазмонной структурой на поверхности, в результате которого в среде возбуждались поверхностные электромагнитные волны.

Возбуждение на основе фотомагнитного эффекта позволяет добиться амплитуды прецессии вплоть до 20° [22]. В этой работе была выявлена зависимость начальной фазы прецессии от угла поворота плоскости поляризации возбуждающего лазерного импульса, а также время жизни нового положения δH_{eff} порядка 20 пс. Кроме того, амплитуда прецессии зависит от взаимной ориентации плоскости поворота импульсов накачки и кристаллографических осей, что позволяет исключить δK механизм. Точный подбор энергии возбуждающего фотона позволяет использовать фотомагнитный эффект для чисто оптической магнитной записи в Co:YIG [19].

1.3 Заключение

Всё вышесказанное показывает, что фемтосекундные лазерные импульсы — это мощный инструмент управления магнитной анизотропией на субпикосекундной временной шкале. Тем не менее существует ряд открытых вопросов, касающихся в частности возможности сверхбыстрого изменения параметров магнитоупругой анизотропии (см. Главу 3) и SRT при комнатной температуре в структурах, где SRT индуцирован подбором толщины (см. Главу 4). Также на момент написания этой работы влияние сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева намагниченность в диэлектриках не учитывалось (см. Главу 5). Эти вопросы будут рассмотрены в соответствующих главах.

Глава 2. Экспериментальные и теоретические методы

2.1 Моделирование прецессии намагниченности и расчёт её параметров

Существует феноменологический подход, который классифицирует как эффекты лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии, так и методы его детектирования в рамках термодинамического приближения. Анизотропный вклад в магнитную часть свободной энергии в случае ферромагнитной тонкой бесконечной плёнки можно выразить как

$$F_{MA} = F_{MCA} + F_g + F_{ME} + F_{IA} + \frac{1}{2}\mu_0 M_z^2,$$
(6)

где μ_0 магнитная проницаемость вакуума, M_z это проекция намагниченности на ось z, направленной нормально к поверхности плёнки. F_g включает эффекты, связанные с условиями роста, такими как рассогласование параметров решётки плёнки и подложки и магнитострикционными явлениями, а также, например, с градиентом концентрации магнитных ионов в каком либо из направлений в кристалле. F_{ME} и F_{IA} — энергии магнитоупругой и интерфейсной анизотропии, соответственно.

Равновесное положение намагниченности определяется минимумом суммы энергии анизотропии F_{MA} и энергии Зеемана $-\mu_0 \mathbf{M} \mathbf{H}_{ext}$, где $\mu_0 \mathbf{H}_{ext}$ это внешнее магнитное поле. Удобно ввести эффективное поле, вдоль которого выстраивается намагниченность $\mu_0 \mathbf{H}_{eff} = -\delta F_{MA}/\delta \mathbf{M} + \mu_0 \mathbf{H}_{ext}$ (Рис. 4 (c)).

В общем случае если лазерный импульс меняет какой-либо из членов F_{MA} или вызывает появление новых, минимум энергии $F_{MA} - \mu_0 \mathbf{MH}_{ext}$ меняет своё положение и глубину, что приводит к изменению величины и направления эффективного поля $\mathbf{H}'_{eff} = \mathbf{H}_{eff} + \Delta \mathbf{H}_{eff}$ (Рис. 4 (с)). Поведение намагниченности в возбуждённой лазерным импульсом области описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) [59; 60]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}'_{\text{eff}} - \gamma \frac{\alpha}{M} \mu_0 \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}'_{\text{eff}}), \tag{7}$$



Рисунок 4 — (а) Схематичное изображение экспериментальных геометрий по методике магнитооптической накачки зондирования для измерения различных компонент намагниченности. (b) Сигнал, связанный с лазерно-индуцированным изменением полного эффективного поля $\mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}} \rightarrow \mu_0 \mathbf{H}'_{\text{eff}}$, измеренный как функция времени задержки между импульсами накачки и зондирования для всех компонент намагниченности $\{M_x, M_y, M_z\}$. (c) Схематичное изображение процесса возбуждения прецессии намагниченности в результате лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии.

где γ — это гиромагнитное отношение для электронов в магнитном ионе, α — это параметр гильбертового затухания. Его решение — это прецессия намагниченности вокруг нового положения эффективного поля. В общем случае как частота прецессии $\omega(t)$, так и ось z'(t), вокруг которой она происходит, являются функциями времени, определяющимися текущим направлением эффективного поля $\mu_0 \mathbf{H'_{eff}}$ в процессе релаксации магнитной среды к первоначальному состоянию до лазерного возбуждения. Важно отметить, что в уравнении ЛЛГ не учитывается изменение *величины* намагниченности под воздействием лазерных импульсов. Однако при численном решении ЛЛГ можно задать зависимость намагниченности от времени в явном виде и подставлять её мгновенное значение на соответствующей итерации (см. пример в Главе 3).

Направление движения намагниченности в момент возбуждения лазерным импульсом, определяющее начальную фазу прецессии, однозначно зависит от вращающего момента, возникающего в результате изменения **H**_{eff} (Puc. 4 (c)):

$$\mathbf{T}_{\mathbf{0}} = -\gamma (\mathbf{M}(t < 0) \times \boldsymbol{\mu}_{0} \Delta \mathbf{H}_{\text{eff}}).$$
(8)

Анализировать характер и величину сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии можно по параметрам прецессии намагниченности. Наиболее подробную информацию об этом получают при помощи методики фемтосекундной оптической накачки зондирования (см. раздел 2.2), а также векторной магнитооптической магнитометрии [16; 31; 61; 62]. Как правило, комбинируя эти экспериментальные методики с феноменологическим подходом, описанным выше, можно получить полную информацию о траектории намагниченности в результате лазерного возбуждения. Для этого часто оказывается достаточно данных, полученных в одной выбранной геометрии эксперимента, т.е. измерения лазерно-индуцированной динамики только полярного или только меридионального магнитооптического эффекта Керра. Выбирая подходящую экспериментальную геометрию можно получить информацию об эволюции той или иной компоненты намагниченности M_i , поскольку магнитооптические эффекты, проявляющиеся как изменение поляризации импульсов зондирования, в частности поворот, пропорциональны проекции намагниченности на волновой вектор импульса зондирования \mathbf{k}_{mobe} . Чаще всего возбуждение прецессии намагниченности под действием фс лазерных импульсов происходит в линейном режиме, когда амплитуда прецессии невелика, а её частота слабо меняется со временем. В этом случае полученные экспериментальные зависимости того или иного магнитооптического эффекта от времени задержки между импульсами накачки и зондирования удобно аппроксимировать гармонической функцией. Таким образом, необходимо измерить величину изменения поляризации импульса зондирования $\theta(t) \sim M_i(t)$, которую при обработке данных удобно аппроксимировать как

$$\theta(t) = B(t) + \theta_0 \exp(-\frac{t}{\tau_0}) \sin(\omega(t)t + \xi_0)), \qquad (9)$$

где τ_0 это время затухания прецессии, θ_0 это амплитуда сигнала, B(t) это обычно монотонная функция, связанная с изменением величины намагниченности, либо с изменением направления эффективного поля (пунктирная линия на Рис. 4(б)). Начальная фаза прецессии ξ_0 определяется вращающим моментом \mathbf{T}_0 (см. выражение (8)). Например, если речь идёт о полярном магнитооптическом эффекте Керра или эффекте Фарадея, то $\theta(t) \sim M_z(t)$ и фаза прецессии ξ_0 определяется как:

$$\boldsymbol{\xi}_0 = \angle (\mathbf{T}_0, \mathbf{z}). \tag{10}$$

Вид временных зависимостей B(t) и $\omega(t)$ определяется изменением направления и величины $\mathbf{H'}_{\text{eff}}$, как показано на Рис. 4 (a, b).

Информация о начальной фазе прецессии позволяет выявить относительный вклад различных эффектов, приводящих к её возбуждению. Кроме того, по начальному временному участку магнитной динамики можно определить время установления нового положения эффективного поля \mathbf{H}'_{eff} , что критически важно в частности при обсуждении SRT [39].

Если лазерно-индуцированные изменения имеют время жизни, значительно превышающее период прецессии, то достоверно оценить изменения *величины* параметров магнитной анизотропии можно анализируя зависимости частоты прецессии намагниченности от условий возбуждения в рамках теории ферромагнитного резонанса [63; 64], поскольку в этом случае намагниченность прецессирует на собственных частотах модифицированной лазерным импульсом среды. Частота прецессии определяется по зависящей от намагниченности части свободной энергии $F = F_{MA} - \mu_0 \mathbf{MH}_{ext}$:

$$\boldsymbol{\omega} = \frac{\boldsymbol{\gamma}}{\boldsymbol{M} \cdot \sin \boldsymbol{\theta}_b} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial \boldsymbol{\theta}_b^2} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial \boldsymbol{\varphi}_b^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \boldsymbol{\theta}_b \partial \boldsymbol{\varphi}_b} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \tag{11}$$

где θ_b и φ_b это полярный и азимутальный углы вектора намагниченности в полярной системе координат, соответствующие минимуму F.

Для оценки амплитуды прецессии намагниченности необходимо знать угол поворота эффективного поля $\angle (\mathbf{H}_{eff}; \mathbf{H'}_{eff})$ в результате воздействия лазерного импульса. Направление \mathbf{H}_{eff} в невозбуждённом состоянии и с $\mathbf{H'}_{eff}$ в возбуждённом рассчитывается минимизацией плотности свободной энергии F в этих состояниях.

2.2 Фемтосекундная магнитооптическая накачка-зондирование

Одной из основных методик, используемых для экспериментального определения параметров магнитной анизотропии материалов в равновесном состоянии, является методика ферромагнитного резонанса [65]. Также можно выделить методики магнитооптической поляриметрии и магнитометрии, когда определяется величина и направление поля анизотропии, которое зависит от



Рисунок 5 — Пример схемы установки сверхбыстрой магнитооптической накачки-зондирования.

значения параметров анизотропии и намагниченности. Последнюю, в свою очередь, можно измерить как методом вибрационной магнитометрии (VSM) [66], так и СКВИД-магнитометрии (SQUID) [67]. Однако, эти методы не подходят для измерения *динамического* изменения магнитной анизотропии на нано- и пикосекундных временах, вызванного воздействием фемтосекундных лазерных импульсов.

Получить информацию об этом можно при помощи детектирования состояния намагниченности с временным разрешением. Практически это реализуется в методике магнитооптической накачки-зондирования [1], когда динамика намагниченности в среде возбуждается мощным фс лазерным импульсом, затем в область накачки попадает слабый линейно поляризованный импульс зондирования. Магнитооптические эффекты, проявляющиеся как вращение плоскости поляризации импульса зондирования либо появление эллиптичности, пропорциональны проекции намагниченности на волновой вектор импульса зондирования (см. Рис. 4 (а)). Таким образом, меняя время задержки между импульсами накачки и зондирования, можно проследить за динамикой намагниченности непосредственно после лазерного возбуждения. Временное разрешение при этом определяется длительностью импульса зондирования.

На Рис. 5 показан пример установки двухцветной сверхбыстрой магнитооптической накачки зондирования, где измеряется магнитооптический эффект Керра как функция времени задержки между импульсами накачки и зондирования. В качестве источника лазерных импульсов в настоящей работе использовалась лазерная система производства Light Conversion Ltd., представляющая собой регенеративный усилитель с рабочим телом Yb : KGd(WO₄)₂ и накачиваемый им оптический параметрический усилитель с возможностью перестройки центральной длины волны лазерного импульса от 620 нм до 2600 нм. Импульсы накачки и зондирования фокусируются на поверхность образца, находящегося в магнитном поле, при помощи линз либо микрообъективов. В представленной на рисунке конфигурации измеряется поворот плоскости поляризации импульса зондирования (магнитооптический эффект Керра) как функция времени задержки между импульсами накачки и зондирования. Непосредственно поворот плоскости поляризации измеряется при помощи призмы Волластона и балансного фотодетектора. Задержка между импульсами накачки и зондирования производится изменением длины оптического пути импульса накачки при помощи оптической линии задержки с установленным на ней ретрорефлектором. Часто энергии фотона лазерных импульсов накачки и зондирования выбирают разными, что позволяет избавиться от рассеянных импульсов накачки, а также использовать необходимые в текущей экспериментальной задаче спектральные диапазоны для оптимального режима оптического воздействия и детектирования. В данной схеме энергия импульсов зондирования удваивается при помощи нелинейного кристалла (NC) бета бората бария. В этом примере импульсы накачки следуют через оптомеханический модулятор, сигнал с которого поступает на синхронный усилитель (lock-in) вместе с сигналом с балансного детектора. В синхронном усилителе происходит демодуляция сигнала с балансного фотодетектора.

Важно отметить, что как правило в таких экспериментах итоговый сигнал усредняется по большому числу событий, поэтому важно, чтобы система релаксировала к первоначальному состоянию, прежде чем придёт следующий импульс накачки. В связи с этим выбирают конфигурацию внешнего поля, которое однозначно задаёт начальное состояние системы, а частоту следования лазерных импульсов заведомо низкой, для того чтобы все переходные процессы успели закончиться.

Глава 3. Сверхбыстрое лазерно-индуцированное изменение магнитоупругой анизотропии в структуре синтетического мультиферроика CoFeB/BaTiO₃¹

3.1 Введение

Для того чтобы определить влияние фс лазерных импульсов на параметр магнитоупругой анизотропии B_1 , необходим модельный образец, где другие вклады в магнитную анизотропию отсутствуют. Чтобы исключить влияние магнитокристаллической анизотропии, это должен быть аморфный ферромагнетик. Помимо этого в образце должно быть высокое значение параметра магнитострикции, а также возможность управлять деформацией. Таким образом, гетероструктуры, состоящие из ферромагнитных (Φ M) и сегнетоэлектрических (СЭ) материалов, связанных между собой механической деформацией, являются перспективными кандидатами для такой задачи.

В таких составных мультиферроиках магнитная анизотропия ФМ наводится в результате передачи деформации от СЭ и обратной магнитострикции. Если подобрать ФМ и СЭ материалы, геометрию гетероструктуры и оптимальные интерфейсы, возможно получить сильный отклик намагниченности на изменение деформаций в сегнетоэлектрике, например в результате воздействия электрического поля. Таким образом, такие структуры обладают непрямой магнитоэлектрической связью со значительной амплитудой при комнатной температуре [69-73]. В двойных слоях ФМ/СЭ, в частности, был успешно продемонстрирован перенос доменной структуры СЭ в ФМ плёнку с намагниченностью в плоскости и перпендикулярно ей с возможностью управления электрическим полем [74-80]. Наряду с этим в ФМ/СЭ структурах было показано изменение магнитосопротивления [81—85], регулировка спектров ферромагнитного резонанса и спиновых волн при помощи электрического поля [86—89], активная фильтрация и управление распространением спиновых волн [90; 91] и переключение электрическим током между сверхпроводящим и нормальным состоянием [92].

¹результаты, изложенные в данной главе, опубликованы в [68]

Управление динамическими процессами в составных мультиферройных структурах фемтосекундными лазерными импульсами расширило бы их потенциальную область применения благодаря уменьшению времени их переключения вплоть до пикосекунд. Можно выделить несколько путей, которыми сверхбыстрое оптическое воздействие может поменять состояние составного мультиферроика. С одной стороны, предполагается прямое сверхбыстрое оптическое управление намагниченностью [1] и опосредованное сегнетоэлектрической поляризацией через ФМ-СЭ взаимодействие [93; 94]. С другой стороны, прямое сверхбыстрое оптическое воздействие на СЭ может привести к высокоамплитудной модуляции деформации [95] и следовательно, менять состояние магнитострикционного слоя. Однако, сверхбыстрое оптическое управлением СЭ поляризацией пока остается открытой проблемой [96]. Оптически индуцированная деформация как средство изменения анизотропии ФМ плёнки в ФМ/фотострикционных составных структурах рассмотрена в [97], но на сегодняшний день результаты в этой области не охватывают сверхкороткий временной диапазон.

3.2 Образец и экспериментальная методика

3.2.1 Гетероструктура СоFeB/BaTiO₃

Исследуемая структура состоит из монокристаллической подложки ВаТіО₃ толщиной 500 мкм с ориентацией (001) и выращенной на ней методом магнетронного распыления при $T_g = 573$ K 50 нм ферромагнитной плёнки Со₄₀Fe₄₀B₂₀ (CoFeB) с покровным слоем золота толщиной 6 нм. Образец выращен в университете Аальто (Финляндия) S. J. Hämäläinen и S. van Dijken. Изображения, полученные методом просвечивающей электронной микроскопии (TEM) (получены Д. А. Кириленко в ЦКП ФТИ им. А. Ф. Иоффе), показывают, что СоFeB плёнка является аморфной (Рис. 6 (с, d)). Поперечное сечение образца для TEM измерений было получено механической полировкой с последующим облучением ионами Ar⁺ (3 кэВ). Изображения в режимах светлого поля и высокого разрешения были получены при помощи микроскопа Jeol JEM-2100F (200 кВ). Эти измерения позволили определить, что в плёнке CoFeB есть только ближний кристаллический порядок на масштабах ~1 нм.

При комнатной температуре подложка BaTiO₃ находится в тетрагональной фазе и разбита на полосовые 90° СЭ домены со спонтанной поляризацией в плоскости образца [75]. СЭ поляризация в каждом домене направлена вдоль длинной грани тетрагональной элементарной ячейки в тетрагональной фазе. Таким образом, СЭ домены также являются сегнетоупругими.

Благодаря передаче механического напряжения из подложки в Φ M слой, а также обратной магнитострикции в CoFeB индуцируется одноосная магнитная анизотропия. Поскольку знак параметра магнитострикции в CoFeB положительный, ось магнитной анизотропии направлена вдоль поляризации лежащего под ним СЭ домена [75; 77]. Это более подробно обсуждается в разделе 3.2.2. Более того, поскольку индуцированная напряжением магнитоупругая анизотропия доминирует над прочими вкладами, полосовые домены CoFeB и BaTiO₃ совпадают (Рис. 6 (a, b)). Структура магнитоупругих доменов была визуализирована методом керровской микроскопии в продольной геометрии в университете Аальто (см. [75]). Как видно на Рис. 6 (b), два типа магнитных доменов имеют разную ширину. Ширина большего из них составляет около 12 мкм, а меньшего — около 3 мкм. В дальнейшем эти домены будут называться a_1 и a_2 (Рис. 6 (a)).

3.2.2 Магнитная анизотропия гетероструктуры CoFeB/BaTiO₃

Магнитная анизотропия в плёнке CoFeB в гетероструктуре CoFeB/BaTiO₃ полностью определяется магнитоупругим взаимодействием. Зависящая от намагниченности часть свободной энергии F, определяющая ориентацию намагниченности в отдельных доменах, содержит, таким образом, только энергию Зеемана, магнитоупругую анизотропию и анизотропию формы и имеет вид [98]:

$$F = -\mu_0 \mathbf{M}_S \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} + B_1 \left(u_{xx} m_x^2 + u_{yy} m_y^2 \right) + \left[\frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 - \frac{c_{12}}{c_{11}} B_1 (u_{xx} + u_{yy}) \right] m_z^2,$$
(12)



Рисунок 6 — (а) Схематичное изображение структуры CoFeB/BaTiO₃ и эксперимента по накачке-зондированию. Прямоугольники и двойные стрелки показывают деформацию решётки в СЭ доменах BaTiO₃ и лёгкие оси индуцированной деформацией магнитоупругой анизотропии в a_1 и a_2 доменах плёнки CoFeB, соответственно. (b) Изображение магнитных доменов, полученное методом керровской микроскопии в продольной геометрии. ТЕМ изображения в режиме светлого поля (c) и с высоким разрешением (d) гетероструктуры CoFeB/BaTiO₃.

где $m_i = M_i/M_S$, u_{xx} , u_{yy} это индуцированные подложкой деформации в плоскости плёнки CoFeB, $B_1 = -1.5\lambda(c_{11} - c_{12})$ магнитоупругий параметр, $c_{11} = 2.8 \cdot 10^{11} \,\mathrm{N/m^2}$, $c_{12} = 1.4 \cdot 10^{11} \,\mathrm{N/m^2}$ это параметры жёсткости CoFeB при постоянной намагниченности \mathbf{M}_S для состава Fe₆₀Co₄₀ [99]. Напряжения u_{xx} и u_{yy} полностью релаксируют при температуре $T_g = 573 \,\mathrm{K}$, которая заведомо выше температуры Кюри $T_C = 393 \,\mathrm{K}$ ВаТiO₃. При охлаждении от T_g в ФМ плёнке возникают ненулевые напряжения вследствие разницы коэффициентов температурного расширения ВаTiO₃ $\boldsymbol{\alpha}_0 = 10 \cdot 10^6 \,\mathrm{K^{-1}}$ [100] и CoFeB $\boldsymbol{\alpha}_b = 12 \cdot 10^6 \,\mathrm{K^{-1}}$ [101]. Учитывая, что ниже T_C в подложке ВаTiO₃ возникают спонтанные напряжения, справедливо следующее $u_{xx}(T) = a(T)a_0(T_g)^{-1}[1 + \boldsymbol{\alpha}_b(T - T_g)]^{-1} - 1$

35

и $u_{yy}(T) = c(T)a_0(T_g)^{-1}[1 + \alpha_b(T - T_g)]^{-1} - 1$ для домена a_1 , и наоборот для a_2 . Здесь c, a, и a_0 это параметры решётки тетрагональной сегнетоэлектрической и кубической фазы BaTiO₃ соответственно. Для домена a_1 при комнатной температуре $u_{xx} \approx -0.29 \%$ и $u_{yy} \approx +0.79 \%$ при c = 0.4035 нм, a = 0.3992 нм [102], и $a_0(T_g) = 0.4017$ нм [103]. Дополнительной анизотропией в плоскости, связанной с полосовой формой доменов, можно пренебречь [75] и она не включена в выражение (12). Ориентация намагниченности в домене a_1 определяется полным эффективным полем, состоящим из \mathbf{H}_{ext} , эффективного поля, направленного из плоскости \mathbf{H}_{out} , и эффективного поля магнитоупругой анизотропии \mathbf{H}_{ME} :

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\partial F}{\mu_0 \partial \mathbf{M}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{ME}} + \mathbf{H}_{\text{out}}$$

$$= \mathbf{H}_{\text{ext}} - \frac{2B_1}{\mu_0 M_S} \left(u_{xx} \mathbf{m}_x + u_{yy} \mathbf{m}_y \right) + \left[\frac{2B_1}{\mu_0 M_S} (u_{xx} + u_{yy}) \frac{c_{11}}{c_{12}} - M_S \right] \mathbf{m}_z,$$
(13)

где $\mathbf{m}_i = m_i \mathbf{e}_i$, \mathbf{e}_i это единичные вектора, направленные вдоль координатных осей. Выражение (12) записано с учётом того факта, что плёнка CoFeB является аморфной.

3.2.3 Экспериментальная установка магнитооптической накачки-зондирования с микронным пространственным разрешением

Лазерно-индуцированная динамика намагниченности в отдельных магнитных доменах Φ M/CЭ гетероструктуры CoFeB/BaTiO₃ измерялась по методике фемтосекундной двухцветной накачки-зондирования, принцип которой описан в Гл. 2. Особенностью экспериментальной установки было микронное пространственное разрешение (Рис. 7). Длительность импульсов накачки и зондирования составляла 170 фс. Центральные длины волн импульсов накачки и зондирования — 515 нм и 1030 нм соответственно. Плотность энергии в импульсе накачки и 10 мДж/см², что в 10 раз больше, чем зондирования. Импульсы накачки и зондирования фокусировались на образце в пятна диаметром не более 5 мкм при помощи 15х зеркального микрообъектива. Схема расположения образца и сфокусированных на нем импульсов показана на Рис. 6 (а). Лабораторная система координат выбрана таким образом, что оси x, y и z направлены вдоль


Рисунок 7 — Установка магнитооптической фемтосекундной накачки-зондирования с микронным пространственным разрешением

лёгкой оси доменов a_2 , a_1 и нормально поверхности образца соответственно. Постоянное внешнее магнитное поле \mathbf{H}_{ext} в диапазоне 0..120 мТл было приложено в плоскости образца под углом $\boldsymbol{\varphi}$ к оси x. Сканирование при углах $\boldsymbol{\varphi} = 0, \pm 45^\circ$ по доменам a_1 и a_2 производилось смещением образца в плоскости xy с точностью 0.05 мкм. Индуцированное импульсом накачки изменение намагниченности детектировалось путем измерения керровского поворота плоскости поляризации $\Delta \boldsymbol{\theta}$ импульсов зондирования. Импульс зондирования падает на образец под углом 17°, в связи с этим измеряемое керровский поворот плоскости поляризации $\Delta \boldsymbol{\theta}(\Delta t)$ пропорционально в основном лазерно-индуцированному изменению z-компоненты намагниченности \mathbf{M}_z . Все измерения проводились при комнатной температуре.

Дополнительные измерения сверхбыстрого размагничивания и магнитооптическая характеризация образца были проведены с большим размером областей лазерной накачки и зондирования. Поскольку оси лёгкого намагничивания лежат в плоскости образца, измерения петель магнитного гистерезиса и сверхбыстрого размагничивания были проведены в продольной геометрии магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) при угле падения импульсов накачки $\zeta = 45^{\circ}$. Импульсы накачки падали на образец нормально. Импульсы накачки и зондирования были сфокусированы при помощи длиннофокусных линз в пятна на поверхности образца размером 60 мкм и 30 мкм, соответственно. Поскольку размеры лазерных пятен в этом эксперименте превышали ширину доменов обоих типов, внешнее магнитное поле $\mu_0 H_{\text{ext}} = 150 \,\text{мTл}$ было приложено вдоль оси лёгкого намагничивания доменов типа а₁, чтобы заведомо перевести образец в однодоменное состояние. В этом случае сигнал в МОЭК пропорционален намагниченности насыщения М_S. Импульсы зондирования были *р*-поляризованными, чтобы максимизировать сигнал продольного МОЭК. В статических измерениях МОЭК структуры в насыщенном состоянии без воздействия импульсов накачки керровский поворот плоскости поляризации и эллиптичность импульсов зондирования составляет $\theta_S^L = 2.5$ миллиградуса и $\varepsilon_S = 20$ миллиградусов соответственно. Сверхбыстрое лазерно-индуцированное размагничивание было измерено под воздействием лазерных импульсов с плотностью накачки $J = 10 \,\mathrm{m} \mathrm{M} \mathrm{m} \mathrm{cm}^2$ как функция эллиптичности импульсов зондирования $\varepsilon(\Delta t)$ от времени задержки между импульсами накачки и зондирования. степень сверхбыстрого размагничивания рассчитывалась следующим образом: $\Delta M_S/M_S(\Delta t) = 0.5[\Delta \varepsilon (\Delta t, +H_{ext}) - \Delta \varepsilon (\Delta t, -H_{ext})]/\varepsilon_S$.

Керровское меридиональное вращение θ_S^L и эллиптичность ε_S мы также использовали для оценки полярного керровского вращения $\theta_S^P \approx$ 15 миллиградусов, соответствующему насыщению намагниченности нормально плоскости плёнки (см. раздел 3.2.4). Непосредственное измерение полярного эффекта Керра не было возможно, т.к. требовало приложения внешнего магнитного поля 1.2 Тл, недостижимого для электромагнитов в нашем распоряжении. θ_S^P использовался для нормировки динамических сигналов керровского поворота $\theta(\Delta t)$ в экспериментах по оптической накачке-зондированию, чтобы получить амплитуду лазерно-индуцированного изменения намагниченности вдоль оси z

$$\Delta M_z(\Delta t)/M_s = \Delta \theta(\Delta t)/\theta_S^{\rm P}.$$
(14)

3.2.4 Статический продольный и полярный магнитооптические эффекты Керра в CoFeB/BaTiO $_3$

Экспериментально были измерены статические значения вращения плоскости поляризации θ_S^L и эллиптичности ε_S^L в геометрии меридионального магнитооптического эффекта Керра в образце в состоянии насыщения. Из общего выражения для продольного эффекта Керра [14] можно найти магнитооптический параметр Q как

$$Q = (i \cdot \theta_S^L + \varepsilon_S^L) / A_L, \tag{15}$$

где

$$A_L = \frac{\eta^2 \sin \zeta (\sin \zeta \operatorname{tg} \zeta - \sqrt{\eta^2 - \sin^2 \zeta})}{(\eta^2 - 1)(\eta^2 - \operatorname{tg}^2 \zeta)\sqrt{\eta^2 - \sin^2 \zeta}}.$$

 $\zeta = 45^{\circ}$ это угол падения импульсов зондирования, использованный в этих измерениях. $\eta = n_2/n_1$, n_1 и n_2 это показатели преломления золота и CoFeB на центральной длине волны импульсов зондирования 1030 нм соответственно.

Зная значение Q можно вычислить вращение плоскости поляризации импульсов зондирования θ^P_S в полярной геометрии как

$$\boldsymbol{\theta}_{S}^{P} = \operatorname{Im}\{QA_{P}\},\tag{16}$$

где

$$A_P = \frac{\eta^2 (\sin \zeta \operatorname{tg} \zeta + \sqrt{\eta^2 - \sin^2 \zeta})}{(\eta^2 - 1)(\eta^2 - \operatorname{tg}^2 \zeta)}.$$

Здесь $\zeta = 17^{\circ}$ это угол падения импульсов зондирования, использованный в основном эксперименте. Коэффициенты A_L и A_P приведены для p поляризации.

На сегодняшний день в литературе нет данных о показателе преломления для $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$ на длине волны 1030 нм. В работе [104] был приведён показатель преломления $n_2 = 4 + i4.7$ для плёнок с составом $Co_{20}Fe_{60}B_{20}$. Сравнение спектров комплексных показателей преломления для плёнок с составом $Co_{20}Fe_{60}B_{20}$ [104] и $Co_{60}Fe_{20}B_{20}$ [105] в диапазоне длин волн 400-800 нм говорит о слабом влиянии состава на оптические свойства этих плёнок.

С параметрами $n_2 = 4 + i4.7$ для СоFeB и $n_1 = 1.5 + i5.3$ для золотой плёнки толщиной 11 нм [106] была получена оценка статического полярного эффекта Керра $\theta_S^P \approx 15$ миллиградусов. Однако, оптические свойства плёнок

СоFeB зависят от наличия дальнего порядка в кристаллической решётке [105]. Более того, оптические свойства тонких золотых плёнок зависят от подложки, толщины и т. д. [106]. Используя другие оптические параметры для СоFeB и Au, можно получить большую или меньшую величину θ_S^P в пределах 5 – 20 миллиградусов.

3.2.5 Лазерно-индуцированный нагрев слоя CoFeB

Для оценки сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева слоя CoFeB в Au/CoFeB/BaTiO₃ были использованы следующие параметры. Комплексный показатель преломления покровного золотого слоя $n_1 = 0.51 + i2.02$ на длине волны 515 нм [106]. Это приводит к коэффициенту отражения на интерфейсе воздух/золото $R_1 = 0.68$. Коэффициент поглощения золотой плёнки $\alpha_1 = 4.28 \cdot 10^5$ см⁻¹. Комплексный показатель преломления слоя CoFeB $n_2 = 2.5 + i3.25$ на длине волны 515 нм [104; 105], что даёт коэффициент отражения на интерфейсе Au/CoFeB $R_2 = 0.148$. Коэффициент поглощения CoFeB $\alpha_2 = 7.93 \cdot 10^5$ см⁻¹.

Повышение температуры в слое CoFeB было найдено как

$$\Delta T = (1 - R_1)e^{-\alpha_1 d}(1 - R_2)\alpha_2(1 - e^{-1})\frac{J}{C\rho},$$
(17)

где $C = 440 \,\text{Дж } \text{кг}^{-1} \text{K}^{-1}$ это теплоёмкость [107] и $\rho = 7.7 \cdot 10^3 \text{ кг } \text{м}^{-3}$ плотность СоFeB [108], d это толщина покровного золотого слоя. Множитель $\alpha_2(1 - e^{-1})J$ даёт объёмную плотность энергии для случая, когда толщина плёнки превосходит глубину проникновения света [109]. Для плотности лазерной накачки $J = 10 \text{ мДж/см}^2$ лазерно-индуцированный нагрев составляет $\Delta T \sim 300 \text{ K}$. Дополнительное рассеяние света на дефектах интерфейса Au/CoFeB приводит к переносу меньшего количества энергии в слой CoFeB, что в свою очередь незначительно снижает величину оцениваемого нагрева.



Рисунок 8 — (a, c, d) Лазерно-индуцированное керровское вращение плоскости поляризации импульса зондирования $\Delta \theta$ как функция времени задержки Δt , измеренное при различных положениях областей накачки-зондирования для a_1 (красные символы) и a_2 (синие символы) доменов. Внешнее магнитное поле \mathbf{H}_{ext} приложено под углом (a) $\varphi=0$, (c) $\varphi = -45^{\circ}$ и (d) $\varphi = 45^{\circ}$. На панелях (c,d) показаны сигналы при положительном (сверху) и отрицательном (снизу) знаке внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} . Линиями показана аппроксимация затухающей синусоидой. (b) Сверхбыстрое размагничивание, измеренное в $\mu_0 H_{\text{ext}} = 150 \text{ мTл}$, как описано в разделе 3.2.3

3.3 Результаты

Рисунок 8 (а) показывает лазерно-индуцированное вращение плоскости поляризации импульсов зондирования $\Delta \theta(\Delta t)$, измеренное для различных положений области накачки-зондирования на образце.

41

Перемещение вдоль оси x соответствует смещению $x\sqrt{2}/2$ вдоль нормали к доменной границе. Внешнее магнитное поле \mathbf{H}_{ext} в этом случае параллельно (перпендикулярно) лёгкой оси намагничивания домена a_2 (a_1) ($\varphi = 0$). При $\mu_0 H_{\text{ext}} = 30 \text{ мTл}$ можно различить два вида динамического сигнала $\Delta \theta(\Delta t)$ в зависимости от координаты x. В частности, при x = 0 и 25 мкм видны индуцированные импульсом накачки осцилляции $\Delta \theta$, в то время как при x = 15 и 40 мкм наблюдается только медленное монотонное изменение $\Delta \theta$. Подробные измерения $\Delta \theta(\Delta t)$ при x = 0 для различных значений приложенного магнитного поля показывают, что осциллирующий сигнал наблюдается только в диапазоне 0..45 мTл. Амплитуда и частота этих осцилляций как функция внешнего магнитного поля были получены аппроксимацией сигнала при x = 0 функцией

$$\Delta \theta(\Delta t) = \Delta \theta^0 \exp(-t/\tau_d) \sin(2\pi f t + \xi_0) + P_2(t), \qquad (18)$$

где $\Delta \theta^0$, f, ξ_0 , τ_d это амплитуда, частота, начальная фаза и время затухания соответственно. $P_2(t)$ это полином второй степени, учитывающий медленно меняющуюся подставку немагнитной природы в сигнале. Полевая зависимость частоты осцилляций f (Рис. 9 (a)) соответствует прецессии намагниченности во внешнем поле, приложенном перпендикулярно лёгкой оси намагничивания. Отсюда следует, что сигнал x = 0 соответствует лазерно-индуцированной прецессии намагниченности в домене a_1 . Периодичность и ширина областей, в которых прецессия намагниченности детектируется (x = 0, 25 мкм) и нет (x = 15, 40 мкм) соответствует масштабу доменной структуры образца. Полевая зависимость изменения компоненты намагниченности из плоскости образца $\Delta M_z^0/M_S = \Delta \theta^0/\theta_S^P$ показана на Рис. 9 (с).

Если внешнее магнитное поле \mathbf{H}_{ext} приложено под углом $\varphi = -45^{\circ}$ к оси x, т. е. угол между полем и лёгкими осями доменов a_1 и a_2 составляет $\pm 45^{\circ}$, то лазерно-индуцированная прецессия намагниченности наблюдается в обоих полосовых доменах в при больших значениях поля. Рис. 8 (c) показывает $\Delta \theta(\Delta t)$, измеренное в a_1 (красные символы) и a_2 (синие символы) доменах при $\mu_0 H_{\text{ext}} = 65 \,\text{мTл}$ и $-65 \,\text{мTл}$. Как видно, с переходом от a_1 к a_2 начальная фаза прецессии ξ_0 лазерно-индуцированной прецессии меняется на 180°. Изменение знака внешнего поля, напротив, не приводит к перевороту фазы вне зависимости от домена. Зависимость частоты прецессии от внешнего поля (Puc. 9 (b)) носит типичный характер для ситуации когда внешнее поле направлено под углом 45° к лёгкой оси и совпадает для обоих типов доменов, в то



Рисунок 9 — Экспериментальные зависимости частоты f (a, b) и нормализованной амплитуды $\Delta M_z^0/M_S$ (c, d) прецессии намагниченности от внешнего магнитного поля в доменах a_1 (красные символы) и a_2 (синие символы), измеренные при углах (a, c) $\varphi = -1^\circ$ (заполненные круглые символы), (b, d) $\varphi = -45^\circ$ (выколотые квадратные символы) и $\varphi = 45^\circ$ (треугольные символы). Сплошной и пунктирной линиями показаны вычисления для a_1 в случаях $\Delta M_S/M_S = 10\%$ и $\Delta M_S/M_S = 5\%$ соответственно.

время как амплитуда прецессии слабо меняется с полем и в среднем выше в домене a_1 , чем в домене a_2 (Рис. 9 (d)). Когда внешнее поле H_{ext} направлено под углом $\varphi = 45^{\circ}$, лазерно-индуцированная прецессия намагниченности наблюдается только в домене a_1 (Рис. 8 (d)). Полевая зависимость частоты и амплитуды прецессии для домена a_1 численно и качественно та же, что и для случая $\varphi = -45^{\circ}$ (Рис. 9 (b,d)).

Возбуждение магнитной прецессии в отдельных доменах при $\varphi = 0, -45^{\circ}$ согласуется с общим случаем лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии [16; 110]. Как подробно показано, например в [31; 34], быстрое изменение эффективного поля анизотропии приводит к возбуждению прецессии намагниченности. Эффективность такого возбуждения сильно зависит от равновесного положения намагниченности относительно оси анизотропии, что

43

подробно обсуждается в Главе 5. Действительно, в эксперименте прецессия намагниченности не возбуждается в отдельных доменах, лёгкая ось намагниченности в которых параллельна внешнему полю (Рис. 8 (a)). В случае, когда внешнее поле ориентировано перпендикулярно лёгкой оси намагничивания в домене, прецессия возбуждается только в диапазоне полей ниже критического, когда намагниченность ориентируется вдоль него. В эксперименте это диапазон, где частота прецессии уменьшается с полем (Рис. 9 (a)). Наконец, если поле направлено под промежуточным углом ±45°, прецессия возбуждается в более широком диапазоне полей (Рис. 9).

Ниже мы используем модель макроспина (см. Главу 2) для анализа прецессии намагниченности, чтобы выявить основной механизм её возбуждения. В этом анализе в основном рассматривается домен типа а₁ и пренебрегается эффектами от диполь-дипольного взаимодействия с соседними доменами. Такое упрощение обусловлено экспериментальными результатами, показывающими, что частоты прецессии намагниченности в a_1 и a_2 доменах идентичны при $\phi = \pm 45^{\circ}$. В противном случае частота прецессии в домене a_2 была бы ниже, чем в а₁. Разница в амплитудах прецессии, возбуждённой в а₁ и а₂ доменах при $\varphi = -45^{\circ}$ (Рис. 8 (c) и 9 (d)), вероятно, связана с тем, что ширина a_2 домена немного меньше области зондирования. В результате зондируются также и соседние области a₁ доменов, где фаза прецессии намагниченности ξ_0 отличается на 180°. Это и приводит к уменьшению общего керровского сигнала. Этот эффект ещё более выражен при $\varphi = 45^\circ$, когда в а₂ домене сигнал не детектируется. В этом случае внешнее поле направлено вдоль полосовых доменов, что приводит к типу доменных границ хвост-к-хвосту и голова-к-голове с шириной порядка 1.5 мкм [90]. Поскольку такая величина сравнима с шириной доменов а2, намагниченность внутри них становится неоднородной, что подавляет измеряемый сигнал. Для более широких доменов a₁ такой эффект не наблюдается.

3.4 Обсуждение результатов

3.4.1 Лазерно-индуцированное изменение магнитоупругой анизотропии

Глубина проникновения света в слой CoFeB не превышает 20 нм при длине волны накачки 515 нм (см. раздел 3.2.5), таким образом, можно утверждать, что изменения анизотропии вызваны лазерно-индуцированными изменениями в самой ФМ плёнке, а не в СЭ подложке. Возбуждение металлической плёнки CoFeB фемтосекундным лазерным импульсом приводит к быстрому росту температуры электронной и решёточной подсистем (ΔT_l). Температура этих подсистем выравнивается спустя несколько пикосекунд, как обсуждается в разделе 1.2. Лазерно-индуцированный нагрев приводит прежде всего к сверхбыстрому размагничиванию, т. е. к субпикосекундному уменьшению ΔM_S намагниченности насыщения [7] с последующей частичной релаксацией после выравнивания температур электронной и решёточной подсистем [111]. Сверхбыстрое размагничивание ΔM_S увеличивает эффективное поле магнитоупругой анизотропии $H_{\rm ME} \propto M_S^{-1}$. Однако, быстрый рост температуры образца вследствие возбуждения лазерным импульсом должен также приводить к уменьшению ΔB_1 зависящего от температуры магнитоупругого параметра В₁. В отличие от сверхбыстрого размагничивания этот вклад приводит к уменьшению поля магнитоупругой анизотропии $H_{\rm ME} \propto B_1$. Наконец, лазерноиндуцированный нагрев ΔT_l меняет индуцированные подложкой напряжения в плоскости плёнки u_{xx} и u_{yy} посредством $\alpha_b \Delta T_l$ из-за термического расширения CoFeB, в то время как температура подложки меняется незначительно. В результате изменения Δu_{xx} и Δu_{yy} также могут повлиять на поле магнитоупругой анизотропии $\mathbf{H}_{\text{ME}} \propto (u_{xx}\mathbf{m}_x + u_{yy}\mathbf{m}_y)$. ΔM_S , ΔB_1 и $\Delta u_{xx(yy)}$ действуют на поперечную составляющую поля анизотропии **H**_{out} и запускают прецессию намагниченности только если $\mathbf{H}_{\text{out}} \neq 0$, что не выполняется в данном случае, т.к. внешнее магнитное поле приложено в плоскости пленки и $\mathbf{m}_z = 0$.

Для того чтобы проверить, действительно ли лазерно-индуцированное изменение параметра магнитоупругой анизотропии приводит к возбуждению прецессии намагниченности, а также выяснить, какой из вышеописанных вкладов доминирует, были проведены расчёты исходя из следующих соображений. Частота прецессии определяется изменённой магнитоупругой анизотропией и величиной намагниченности в области возбуждения и может быть получена в соответствии с подходом Смита-Сула [63; 64] (см. раздел 2.1). Амплитуда прецессии определяется максимальным азимутальным углом $\Delta \Psi_{\text{eff}}$, на который полное эффективное поле \mathbf{H}_{eff} отклоняется в результате лазерно-индуцированных изменений ΔM_S , ΔB_1 и $\Delta u_{xx(yy)}$ (Рис. 10 (f, g)). В эксперименте детектируются отклонения намагниченности из плоскости. Их амплитуда может быть найдена как $\Delta M_z^0/M_S = \varsigma \Delta \Psi_{\text{eff}}$, где ς это эллиптичность прецессии [112].

Частота прецессии намагниченности определется внешним магниным полем, уменьшенной в результате воздействия лазерных импульсов величиной намагниченности и изменённой магнитоупругой анизотропией в области возбуждения. В диапазоне характерных времён прецессии порядка 1 нс как температура внутри области возбуждения, так и магнитная анизотропия могут меняться. Однако, если изменения магнитных параметров системы достаточно малы, то подход Смита-Сула [63; 113] можно применять для вычисления частоты прецессии в первом приближении.

Степень сверхбыстрого размагничивания $\Delta M_S(\Delta t)/M_S$ в исследуемом образце была получена экспериментально при плотности накачки $J = 10 \text{ мДж} \cdot \text{см}^{-2}$ в измерениях по лазерно-индуцированной динамике в геометрии продольного магнитооптического эффекта Керра для образца намагниченного в плоскости (см. Рис. 8 (b)). $\Delta M_S/M_S$ достигает 10% за 2 пс после возбуждения. Заем следует медленная релаксация намагниченности. Спустя 1 нс после возбуждения размагничивание составляет -5%

Поскольку квазиравновесие между электронной, решёточной и спиновой подсистем достигается через несколько пикосекунд после возбуждения, предполагается, что при $\Delta t > 2$ пс лазерно-индуцированное изменение параметра магнитоупругой анизотропии ΔB_1 относится к размагничиванию ΔM_S в соотношении $B_1(T)/B_1(T = 0) = [M_s(T)/M_s(T = 0)]^{n(n+1)/2}$ [29] (см. раздел 1.2.2). Для одноосной магнитоупругой анизотропии в отдельных доменах было использовано значение n = 2 в соответствии с моделью, описывающей одноионную природу магнитоупругого взаимодействия [114; 115] и экспериментальные данные для аморфных сплавов на основе Fe и Co [116; 117]. Лазерно-индуцированное изменение магнитоупругого параметра относительно размагничивания будет следующим:

$$\frac{\Delta B_1(\Delta t)}{B_1} \approx 3 \frac{\Delta M_S(\Delta t)}{M_S} + 3 \left(\frac{\Delta M_S(\Delta t)}{M_S}\right)^2.$$
(19)

Таким образом, после нескольких пикосекунд после возбуждения $\Delta B_1/B_1 \approx -27\%$ для n = 2 при $\Delta M_S/M_S = -10\%$. Стоит отметить, что изменение магнитоупругого параметра — это почти линейная функция степени размагничивания, когда последнее находится в диапазоне 0-15%.

Оценка лазерно-индуцированного изменения деформаций в доменах $a_1(a_2)$ даёт $\Delta u_{xx}/u_{xx} \approx 124\%$ (-46%) и $\Delta u_{yy}/u_{yy} \approx -46\%$ (124%) для лазерно-индуцированного нагрева решётки $\Delta T_l = 300 \text{ K}$ (см. раздел 3.2.5)

Рисунки 9 и 10 показывают результаты вычислений для доменов a_1 и a_2 для двух случаев, когда внешнее поле приложено под углом $\varphi = -1^{\circ}$ и $\varphi = -45^{\circ}$ к оси x. Отклонение $\varphi = -1^{\circ}$ было введено для получения лучшего соответствия расчётов полевых зависимостей частоты прецессии экспериментальным данным и обусловлено неточностью выставления ориентации магнитного поля в эксперименте. Значения равновесной намагниченности $M_S = 0.9 \cdot 10^6$ A/м и параметра магнитоупругой анизотропии $B_1 = -22.8 \cdot 10^5$ мДж/см³ позволяют достичь хорошего согласования расчётных и экспериментальных зависимостей частоты прецессии намагниченности от внешнего поля (Рис. 9 (a, b)). Энергия магнитоупругой анизотропии, связанная с 90° поворотом намагниченности в плоскости образца $B_1(u_{yy} - u_{xx}) = -2.445 \cdot 10^4$ мДж/см³, и соответствующий коэффициент магнитострикции $\lambda = 14.5 \cdot 10^{-6}$ согласуются с предыдущими работами, в которых рассматриваются магнитоупругие свойства подобных Φ M/CЭ системы [88; 118].

Рисунки 10 (a-d) показывают расчётные полевые зависимости равновесного угла ψ_{eff} между \mathbf{H}_{eff} и осью x и его изменение $\Delta \psi_{\text{eff}}$ под воздействием лазерного импульса. Были смоделированы четыре случая, принимая во внимание только сверхбыстрое размагничивание ΔM_s (оранжевая пунктирная линия), уменьшение параметра магнитоупругой анизотропии ΔB_1 (зелёная пунктирная линия), изменение деформаций $\Delta u_{xx,yy}$ (фиолетовая пунктирная линия) и комбинация всех вышеперечисленных эффектов (чёрные сплошные линии). Как и ожидалось, эффекты от ΔM_S и ΔB_1 имеют противоположный знак $\Delta \psi_{\text{eff}}$. Если внешнее поле приложено близко к трудной оси намагничивания, эти два вклада максимизируют $\Delta \psi_{\text{eff}}$ при разных значениях поля(Puc. 10 (с)).



Рисунок 10 — Вычисленные полевые зависимости (a, b) изменения равновесной ориентации эффективного поля $\Delta \psi_{\text{eff}}$ в доменах a_1 (a, c) и a_2 (d) вследствие лазерно-индуцированного размагничивания ΔM_S (оранжевые пунктирные линии), изменения магнитоупругого параметра ΔB_1 (зелёные пунктирные линии), изменения деформаций $\Delta u_{xx,yy}$ (фиолетовые пунктирные линии), а также в результате комбинации ΔM_S , ΔB_1 и $\Delta u_{xx(yy)}$ (сплошные чёрные линии). (b, e) Рассчитанные полевые зависимости ориентации эффективного поля $\Delta \psi_{\text{eff}}$ (сплошная чёрная линия) и максимальное отклонение намагниченности от оси x в домене $a_1 \psi_{\text{eff}} - 2\Delta \psi_{\text{eff}}$ (пунктирная коричневая линия). Результаты показаны для внешнего поля $\mu_0 \mathbf{H}_{\text{ext}}$, приложенного (a, b) под углом $\varphi = -1^\circ$, и (c, d, e) под углом $\varphi = -45^\circ$. Иллюстрации взаимной ориентации оси анизотропии, намагниченности и внешнего поля, показаны на (f, g).

Эффект от Δu_{xx} и Δu_{yy} оказывается значительно ниже, чем от ΔM_S и ΔB_1 , что согласуется с предыдущими работами [53]. В самом деле, термическое расширение уменьшает деформацию натяжения и увеличивает деформацию сжатия, таким образом, слабо влияя на магнитоупругую энергию. Если все эти эффекты скомбинировать, то лазерно-индуцированное уменьшение параметра магнитоупругой анизотропии ΔB_1 доминирует и как следствие направление переориентации полного эффективного поля определяется уменьшением эффективного поля магнитоупругой анизотропии $H_{\rm ME}$.

В этой модели прецессия намагниченности возбуждается, т. е. $\Delta \psi_{\text{eff}} \neq 0$, во всём исследуемом диапазоне приложенных полей в обоих доменах при $\varphi = -45^{\circ}$ и только при значениях поля ниже критического в домене a_1 при $\varphi = -1^{\circ}$ (Рис. 10 (a, c)). Максимальное абсолютное значение $\Delta \psi_{\text{eff}}$ приближается к 20° при $\varphi = -1^{\circ}$, в то время как при $\varphi = -45^{\circ}$ оно в несколько раз меньше. Принимая во внимание эллиптичность прецессии ς под действием размагничивающих полей, которая зависит как от величины внешнего магнитного поля, так и его ориентации, можно получить соответствие расчётов амплитудам прецессии, полученным в эксперименте $\Delta M_z^0/M_S$ (Рис. 9 (c, d)).

Как видно из Рис. 9 (с, d), расчётная модель даёт качественное соответствие с экспериментальными зависимостями амплитуды прецессии от внешнего магнитного поля. При $\varphi = -45^{\circ}$ достигается хорошее согласие между расчётами и экспериментом. При $\varphi = -1^{\circ}$ как в экспериментальной, так и в расчётной зависимости наблюдается максимум амплитуды прецессии в области низких полей и отсутствие прецессии при высоких значениях внешнего поля. Однако, при $\varphi = -1^{\circ}$ имеется два несоответствия расчёта и эксперимента. Первое, *количественное*, заключается в том, что расчётная амплитуда превышает полученную в эксперименте. Частично это обусловлено неточностью определения статического полярного керровского вращения плоскости поляризации импульсов зондирования (см. раздел 3.2.4). Это несоответствие можно скомпенсировать значением *n*, при котором n(n + 1)/2 < 3, в соотношении $\Delta B_1/B_1 = (\Delta M_S/M_S)^{n(n+1)/2}$, что часто встречается в одноосных средах.

Более важно *качественное* различие расчётов и результатов эксперимента на Рис. 9 (с). В эксперименте максимум амплитуды прецессии намагниченности наблюдается при 30 мТл, а при 50 мТл амплитуда падает до нуля. Модель же, напротив, предсказывает максимальную амплитуду при 50 мТл. Важно отметить, что изменение параметра n(n + 1)/2 в модели, связывающей размагничивание и изменение анизотропии, не меняет значение критического поля, когда наблюдается максимум амплитуды. В самом деле, рассматриваемый механизм возбуждения прецессии намагниченности является нерезонансным и положение максимума её амплитуды определяется значением критического поля, когда система наиболее восприимчива к каким-либо воздествиям. Достижение максимума амплитуды прецессии при другом значении поля и соответственно при другой частоте требует резонансного воздействия на систему на этой частоте [119]. Ни толщина слоёв золота и CoFeB, ни периодичность структуры магнитных доменов не соответствуют этому объяснению. Далее показано, что такое *качественное* несоответствие между расчётами и экспериментом это признак лазерно-индуцированного переключения намагниченности.

3.4.2 Сверхбыстрая магнитная динамика, возбуждённая в результате изменения магнитоупругой анизотропии

Возбуждение магнитной прецессии лазерными импульсами — это один из возможных способов переключения намагниченности [10; 20; 120]. В частности, было показано, что сверхбыстрое лазерно-индуцированное уменьшение магнитной анизотропии, сопровождаемое сильно затухающей прецессией с высокой амплитудой, может приводить к переключению намагниченности в магнитном поле [20]. Если отклонение $\Delta \psi_{\rm eff}$ эффективного поля от равновесного положения в сторону внешнего поля достаточно большое и компонента намагниченности в плоскости проходит через его направление через половину периода прецессии, то происходит переключение. Для такого механизма переключения требуется, (i) чтобы затухание прецессии было чрезвычайно большим, чтобы предотвратить возврат намагниченности в начальное состояние [20]. Также (ii) характерное время релаксации магнитной анизотропии должно быть сравнимо с периодом прецессии намагниченности. В случае, если такое переключение происходит, стробоскопическая техника накачки-зондирования даёт неверное значение амплитуды прецессии, поскольку в этом подходе предполагается, что образец находится в одном и том же состоянии до прихода импульса накачки.

Резкий спад амплитуды сигнала в эксперименте по накачке-зондированию, измеренного при $\varphi = -1^{\circ}$, когда внешнее поле достигает критической величины (Рис. 9 (с)), вероятно, говорит о том, что амплитуда лазерно-индуцированной прецессии достаточно велика для прецессионного переключения намагниченности. На Рис. 10 показано максимальное отклонение намагниченности от оси x, когда (b) $\varphi = -1^{\circ}$ и (e) $\varphi = -45^{\circ}$. Такое отклонение намагниченности рассчитывается как $\psi_{\text{eff}} - 2\Delta\psi_{\text{eff}}$ (см. Рис. 10 (f, g)). При $\mu_0 H_{\text{ext}} \gtrsim 40 \,\text{мTл}$ условие (i) для переключения намагниченности выполняется, когда $\varphi = -1^{\circ}$ (см. серую область на Рис. 9 (с)). При $\varphi = -45^{\circ}$ отклонение намагниченности велико для любого значения в диапазоне полей, использованных в эксперименте, и переключение не ожидается.

Для того чтобы проанализировать, как такая динамическая переориентация намагниченности может приводить к её переключению, была промоделирована траектория движения намагниченности в результате резкого уменьшения и последующей релаксации M_S и B_1 . Моделирование проводилось путём решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта в приближении макроспина (см. выражение 7 в Главе 2). Внешнее поле было приложено вдоль оси трудного намагничивания (ось x). Зависящее от времени эффективное поле, входящее в уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта вычислялось используя выражение (13) с учётом релаксации лазерно-индуцированного размагничивания, полученного в эксперименте (см. Рис. 8 (b) и Рис. 11 (a)). Временная развёртка ΔB_1 найдена в соответствии с выражением (19). Также рассмотрена более медленная релаксация M_S и B_1 к равновесным значениям, как показано на Рис. 11 (b). Параметр гильбертовского затухания $\alpha = 0.02$ выбран в соответствии с затуханием прецессии намагниченности, возбуждённой вдали от критического поля.

На Рис. 11 показаны траектории вектора намагниченности, представленные в виде зависимостей x - , y - , z - компонент намагниченности от времени, $при <math>\mu_0 H_{\text{ext}} = 30$ и 50 мТл, полученные в результате моделирования. Как видно из Рис. 11 (с), при $\mu_0 H_{\text{ext}} = 30$ мТл воздействие лазерного импульса приводит к возбуждению затухающей прецессии намагниченности. Изменение характера релаксации M_S и B_1 к равновесным значениям незначительно влияет на возбуждаемую магнитную динамику (см. красные и синие линии на Рис. 11 (с)).

При $\mu_0 H_{\text{ext}} = 50$ мТл (Рис. 11 (d)) амплитуда возбуждаемой прецессии достаточно велика и условие для прецессионного переключения намагниченности выполняется. Последующая за сверхбыстрым лазерным возбуждением динамика зависит от релаксации полного эффективного поля к своему равновесному значению, и в результате происходит либо прецессионное переключение



Рисунок 11 — Моделирование лазерно-индуцированной прецессии намагниченности, когда внешнее магнитное поле \mathbf{H}_{ext} приложено вдоль оси трудного намагничивания (x). (a, b) Развёртка по времени намагниченности M_S и магнитоупругого параметра B_1 , использованная в моделировании, с релаксацией (a), воспроизводящей эксперимент (Puc. 8 (b)), и (b) более медленной. (c, d) Динамика компонент намагниченности $M_{x,y,z}$ при (c) $\mu_0 H_{\text{ext}} = 30 \text{ мTл}$ и (d) $\mu_0 H_{\text{ext}} = 50 \text{ мTл}$. Результаты получены с использованием быстрой (красные линии) и медленной (синие линии) развёрток M_S и B_1 , показанных на панелях (a) и (b) соответственно. Серые линии показывают равновесное положение намагниченности. Пунктирные красные и синие линии показывают переключённое и метастабильное состояния ($\mathbf{M} || \mathbf{H}_{\text{ext}}$) соответственно.



Рисунок 12 — Рассчитанная траектория намагниченности в течение 4 нс после возбуждения при переключении через метастабильное состояние (а) и прецессионном переключении (b) после воздействия первого импульса (синяя траектория) и после воздействия следующего (зеленая траектория)

намагниченности (красные линии на Рис. 11 (d)), либо временный захват намагниченности в локальные метастабильные состояния с **M** || **H**_{ext}. Эти же данные представлены в виде траектории намагниченности на Рис. 12 (синие линии)

В случае возникновения метастабильного состояния последующее охлаждение системы приводит либо к возвращению намагниченности в начальное положение, либо её переключение в другое стабильное состояние (синие линии на Puc. 11 (d)). Из-за такого поведения намагниченности только часть событий лазерного возбуждения заканчивается переключением.

Важно отметить, что в случае переключения намагниченности в другое равновесное состояние следующий импульс накачки также возбуждает прецессию намагниченности с последующим переключением (см. Рис. 12 (зелёные линии)). Однако компонента намагниченности M_z будет осциллировать в противофазе по сравнению с предыдущим событием возбуждения прецессии. В настоящем эксперименте стробоскопические измерения динамики компоненты M_z усредняются по ~10⁴ импульсов накачки. Таким образом, описанное выше переключение намагниченности проявляется как уменьшение амплитуды получаемого сигнала. Если переключение происходит в 50% случаев, то полезный сигнал не регистрируется. Более того, распределение интенсивности внутри области накачки по функции Гаусса приводит к тому, что переключение в центре этой области происходит при более низкой средней плотности накачки, чем на периферии. Это, в частности, должно приводить к концентрической кольцевой структуре с переключёнными и непереключёнными областями, что является характерной особенностью прецессионного переключения в результате неоднородного возбуждения [20; 43; 121]. Регистрация такого переключения требует экспериментов с возбуждением одиночным лазерным импульсом [122], однако, наблюдаемого в эксперименте магнитооптического отклика структуры CoFeB/BaTiO₃ недостаточно для реализации такого эксперимента. Тем не менее, значительное уменьшение детектируемой амплитуды прецессии во внешних полях выше 30 мTл — это надёжный признак прецессионного переключения в результате сверхбыстрого уменьшения магнитоупругого параметра.

3.5 Заключение

Таким образом, полученные результаты показывают, что структуры, состоящие из CoFeB на CЭ или пьезоэлектрической подложке, — это перспективные материалы для оптически индуцируемого прецессионного переключения намагниченности [20]. Действительно, параметры материалов, такие как магнитная анизотропия и параметр затухания прецессии, необходимые для магнитного переключения, можно настроить как на стадии роста структур, так и впоследствии. А именно, CЭ или пьезоэлектрическая подложка позволяет управлять ориентацией и величиной магнитной анизотропии внешним электрическим полем, в то время как параметр затухания прецессии в CoFeB зависит от состава плёнки и операций постобработки, например, отжига [123; 124].

Возможность менять магнитоупругий параметр лазерными импульсами может быть использована в дальнейшем как в структурах Φ M-CЭ, так и в гетероструктурах Φ M на пьезоэлектрике. Лазерно-индуцированное уменьшение B_1 даёт эффективное изменение непрямого магнитоэлектрического взаимодействия в магнитоэлектрических структурах со связью через деформацию, что может послужить основой для лазерного магнитного переключения в субмикронным пространственным разрешением [80]. Далее, в механически напряжённых плёнках спин-ориентационный переход может произойти под действием дополнительного вклада в анизотропию формы (Ур. (12)), зависящего от магнитоупругого параметра [98], и таким образом, лазерное возбуждение можно использовать для запуска такого перехода на пикосекундном временном масштабе посредством изменения B_1 и напряжений в плёнке. Наконец, лазерно-индуцированное изменение анизотропии магнитоупругой природы можно использовать для запуска спиновых волн [24] в реконфигурируемых магнонных волноводах на основе CoFeB/BaTiO₃ [88; 90; 125; 126].

Выводы по главе

В структуре композитного мультиферроика CoFeB/BaTiO₃ с доминирующим вкладом магнитострикционной природы в анизотропию ферромагнитной металлической пленки CoFeB воздействие фемтосекундного лазерного импульса приводит к уменьшению магнитоупругого параметра B_1 , подчиняющемуся степенному закону с n = 3, установленному для температурных изменений такого типа анизотропии. Лазерно-индуцированное уменьшение магнитоупругого параметра B_1 в отдельном магнитном домене CoFeB с задаваемой подложкой направлением оси анизотропии позволяет локализовано возбуждать прецессию намагниченности и прецессионно переключать намагниченность.

Глава 4. Сверхбыстрое лазерно-индуцированное подавление интерфейсной анизотропии в структуре с туннельным магнитным переходом CoFeB/MgO/CoFeB¹

4.1 Введение

Структура с туннельным магнитным переходом (МТП) состоит из двух магнитных нанослоёв, разделённых диэлектрической прослойкой, которая создаёт потенциальный барьер для зарядов, переходящих из одного магнитного нанослоя в другой [128]. Механизм проводимости в этом случае это спин-зависимое туннелирование электронов через диэлектрическую прослойку, в связи с чем проводимость такой структуры зависит от взаимной ориентаций намагниченностей в электродах [129]. Это явление носит название туннельного магнитосопротивления (ТМС). Возможность переводить МТП в несколько состояний позволяет использовать их в качестве детекторов магнитных полей в считывающих головках жёстких дисков, а также в устройствах памяти со случайным доступом (MRAM) с технологически реализуемым пороговым током считывания состояния [128; 130]. Кроме того, посредством переноса магнитного момента из одного электрода в другой (spin transfer torque, STT) [131; 132], а также электрического тока в прилегающем металлическом слое с сильным спин-орбитальным взаимодействием (spin-orbit torque, SOT) [133–135] в МТП запускается прецессия и даже переключение намагниченности, что делает их перспективными в качестве структурных элементов для MRAM и нейроморфных вычислений [136; 137]. Важно, что МТП с осью лёгкого намагничивания перпендикулярно плоскости структуры [138; 139], стабилизированной интерфейсной или магнитоупругой анизотропией, более предпочтительны в качестве среды для записи информации, поскольку позволяют увеличить плотность хранения данных [44]. Однако рабочая плотность тока для переключения намагниченности в МТП всё ещё остаётся слишком большой для практического применения [130; 140]. Таким образом, требуются более энергоэффективные методы переключения намагниченности и возбуждения магнитных осцилляций в

¹результаты, изложенные в данной главе, опубликованы в [127]

таких структурах. Однако полное подавление магнитной анизотропии требует значительной плотности лазерной накачки [120].

В этой главе рассматривается сверхбыстрая лазерно-индуцированная динамика в структуре МТП $Co_{20}Fe_{60}B_{20}/MgO/Co_{20}Fe_{60}B_{20}$, в которой реализован тонкий баланс между интерфейсной анизотропией (ИА) [44] и анизотропией формы, в результате чего стабилизируется направление намагниченности в плоскости структуры или перпендикулярно ей в зависимости от толщины ферромагнитных электродов. ИА, связанная с гибридизацией ионов Fe и Со с вакансиями кислорода на интерфейсе CoFeB/MgO, стабилизирует перпендикулярную ориентацию намагниченности (ПМА) [134] (см. Главу 1), а анизотропия формы, напротив, ориентирует намагниченность в плоскости структуры. Толщина одного слоя CoFeB d = 1.4 нм при которой происходит спин-переориентационный переход [44; 45], в результате чего его намагниченность ориентируется вдоль плоскости структуры в слабом внешнем поле. Другой электрод CoFeB имеет толщину d = 1.2 нм, что приводит к отрицательным значениям эффективного параметра ПМА K_{eff} благодаря вкладу ИА. В эксперименте по методике фемтосекундной магнитооптической накачки-зондирования в геометрии IP было продемонстрировано лазерно-индуцированное прецессионное переключение намагниченности тонкого слоя CoFeB в плоскость структуры МТП за время менее 1 нс. Судя по экспериментальным данным, механизм такого SRT – это лазерно-индуцированный нагрев, который приводит к существенному подавлению ИА. Отметим, что с повышением плотности накачки можно было добиться увеличения частоты прецессии в два раза.

Анализ экспериментальных данных также выявил усиление восприимчивости ИА к лазерно-индуцированному нагреву при величине сверхбыстрого размагничивания, превосходящей некоторый предел. Такое усиление приводит к переходу от ПМА к анизотропии типа "лёгкая плоскость" в тонком электроде при умеренной плотности лазерной накачки $J = 1.8 \text{ мДж/см}^2$. Предположительно, этот SRT возможно использовать для переключения намагниченности в отсутствие внешнего поля. Таким образом, лазерное возбуждение можно использовать для переключения состояния ТМС в результате перевода структуры МТП из неколлинеарного в коллинеарное состояние.

4.2 Образец и экспериментальная методика

Для исследования воздействия фемтосекундных лазерных импульсов на ПМА был отобран образец следующего состава (Рис. 13 (a)) Si/SiO₂/Ta(5)/CoFeB(1.2)/MgO(1.2)/CoFeB(1.4)/Ta(5)/Ru(3), выращенный методом магнетронного распыления. Номинальный состав ферромагнитных нанослоёв на этапе роста следующий Co₂₀Fe₆₀B₂₀ (по результатам измерений Co₂₆Fe₅₄B₂₀). В скобках указаны толщины слоёв в нанометрах. CoFeB слои с толщинами $d_p = 1.2$ нм и $d_f = 1.4$ нм обозначены в дальнейшем как закреплённый и свободный, соответственно.

Поскольку магнитокристаллическая анизотропия в слоях CoFeB практически отсутствует [134], то эффективная плотность магнитной энергии записывается в виде

$$F_{MA} = \left(K_i / d + \frac{\mu_0}{2} M_S^2 \right) (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})^2, \qquad (20)$$

где \mathbf{m} — это единичный вектор, сонаправленный с намагниченностью, \mathbf{n} — единичный вектор нормали к поверхности образца. K_i это параметр ИА, обусловленной нарушением симметрии на интерфейсе CoFeB/MgO. Удобно ввести эффективный параметр анизотропии единичного слоя [141]

$$K_{eff} = K_i/d + \frac{\mu_0}{2}M_S^2.$$
 (21)

Отрицательный знак K_{eff} соответствует случаю, когда легкая ось направлена перпендикулярно поверхности пленки, т.е. ПМА доминирует. $K_{eff} > 0$ если доминирует энергия анизотропии формы, в этом случае намагниченность в равновесном состоянии направлена в плоскости структуры.

Из выражения (21) можно рассчитать критическую толщину слоя $d_{SRT} = -2K_i/(\mu_0 M_S^2)$. Согласно экспериментальным данным $d_{SRT} \approx 1.4$ нм при комнатной температуре [45]. При низких температурах ПМА становится выше [142—146], таким образом, d_{SRT} также увеличивается с понижением температуры. Отметим, что при выбранной конфигурации образца между слоями CoFeB существует антиферромагнитное обменное взаимодействие через слой MgO $J_{AF} = -7\mu J/m^2$ [45], однако, оно оказывает ощутимое влияние на ориентацию

намагниченности только когда оба электрода МТП находятся в непосредственной близости к SRT по толщине.

Эксперименты проводились при температурах T = 295 и 140 К. При T = 140 К оба электрода демонстрируют ПМА, что видно из измерений полярного магнитооптического эффекта Керра как функции внешнего поля, приложенного в плоскости образца (IP геометрия) и перпендикулярно ей (PP геометрия) 13 (b). Из-за более подвижных доменных границ при T = 295 К в PP геометрии видно переключение только между магнитными состояниями, когда намагниченности закреплённого и свободного слоёв сонаправлены. Петли магнитного гистерезиса, показанные на Рис. 13 (b), подтверждают наличие ПМА в слоях CoFeB.

В экспериментах по фемтосекундной накачке-зондированию (см. Рис. 14) МТП СоFeB/MgO/CoFeB возбуждался 170 фс лазерными импульсами с центральной диной волны 515 нм и плотностью накачки 0.2 - 4.5 мДж/см², падающими нормально плоскости образца. Последующая динамика намагниченности измерялась как эллиптичность $\varepsilon(\Delta t)$ магнитооптического эффекта Керра для 170 фс импульса зондирования с центральной длиной волны 1030 нм в зависимости от времени задержки Δt между импульсами накачки и зондирования. Угол падения импульса зондирования составлял 12° с нормалью образца, поэтому измеряемый сигнал $\varepsilon(\Delta t)$ пропорционален преимущественно компоненте намагниченности, перпендикулярной плоскости МТП, $\Delta M_z(\Delta t)$ при той или иной задержке между импульсами накачки и зондирования Δt . Величина внешнего постоянного магнитного поля, генерируемого электромагнитом, достигала $\mu_0 H_{\rm ext} = 0.8$ Т. Поле прикладывалось как в плоскости образца, так и по нормали к нему, как показано на Рис. 13 (а).

В структуре с ПМА IP геометрия подходит для детектирования прецессии намагниченности в результате лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии, в то время как в PP геометрии проводятся измерения сверхбыстрого размагничивания. Во всех экспериментах измерение изменения эллиптичности импульса зондирования $\varepsilon_0(\Delta t)$ проводилось как при положительном знаке внешнего поля $+H_{ext}$, так и отрицательном $-H_{ext}$, и магнитооптическая керровская эллиптичность вычислялась как

$$\varepsilon(\Delta t; H_{ext}) = 0.5 \cdot [\varepsilon_0(\Delta t; +H_{ext}) - \varepsilon_0(\Delta t; -H_{ext})] \sim \Delta M_z(\Delta t; H_{ext}).$$
(22)



Рисунок 13 — (а) Структура МТП и геометрия эксперимента по методике фемтосекундной накачки-зондирования. IP: для определения изменения ПМА магнитное поле \mathbf{H}_{ext} (сплошная синяя стрелка) прикладывалось в плоскости образца, отклоняя намагниченность слоев от легкой оси. PP: для измерения сверхбыстрого размагничивания МТП внешнее магнитное поле \mathbf{H}_{ext} (пунктирная светло-голубая стрелка) прикладывали по нормали. (b) Петли магнитного гистерезиса, измеренные в геометриях IP и PP при T = 140 K (синие символы) 295 K (красные символы).



Рисунок 14 — Установка фемтосекундной магнитооптической накачки-зондирования.

Поскольку толщина структуры составляет 3.8 нм с 8-нм покровным слоем Ta/Ru, оба слоя МТП вносят вклад в измеряемый сигнал $\varepsilon(\Delta t; H_{ext})$, что подтверждается петлями магнитного гистерезиса в PP геометрии, где можно различить участки с параллельной и антипараллельной ориентацией слоёв CoFeB (Puc. 13 (b)).

4.3 Результаты

4.3.1 Сверхбыстрое размагничивание и прецессия намагниченности

Типичный сигнал полученный в эксперименте по магнитооптической накачке-зондированию $\varepsilon(\Delta t; H_{ext})$ в поле $\mu_0 H_{ext} = 0.18$ Т, приложенном в плоскости образца (РР геометрия), при T = 140 К показан на Рис. 15. Во-первых, за время ~1 пс после возбуждения наблюдается резкое уменьшение сигнала (синяя часть кривой на Рис. 15 (а)). Во-вторых, на временных масштабах ~1 нс



Рисунок 15 — Типичная временная зависимость керровской эллиптичности, измеренной в поле $\mu_0 H_{\text{ext}} = 0.18$ Т, приложенного в плоскости образца (a) и перпендикулярно ей (b), при T = 140 К. Справа проиллюстрирована траектория движения намагниченности в соответствии с графиком. M(M') намагниченность в равновесном (возбуждённом) состоянии. \mathbf{H}_{a} и \mathbf{H}_{eff} эффективное поле анизотропии и общее эффективное поле соответственно. \mathbf{H}'_{a} и \mathbf{H}'_{eff} те же поля после воздействия накачки.

наблюдаются осцилляции на фоне экспоненциально убывающего фона (красная часть кривой на Рис. 15 (а)). Как быстрая, так и медленная части сигнала $\varepsilon(\Delta t; H_{ext})$ зависят от величины внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} .

На Рис. 16 (а) показаны экспериментально измеренные сигналы для трёх величин внешнего магнитного поля $\mu_0 H_{\text{ext}}$. Величина начального изменения керровской эллиптичности при $\Delta t < 1$ пс уменьшается вместе с полем. Та же зависимость наблюдается для амплитуды осцилляций. Вместе с тем их частота f растёт с полем. Такое поведение намагниченности под воздействием фс импульсов позволяет идентифицировать эти сигналы как сверхбыстрое размагничивание [7] и прецессию намагниченности в ГГц диапазоне.

62



Рисунок 16 — Лазерно-индуцированное изменение керровской эллиптичности как функция времени задержки между импульсами накачки и зондирования, измеренное для разных величин магнитного поля (a, b), приложенного в плоскости образца, и плотности накачки (c, d) при температуре (a, c) T = 295 K и (b, d) T = 140 K.

Одновременное измерение сверхбыстрого размагничивания и прецессии намагниченности позволяет восстановить траекторию намагниченности после сверхбыстрого лазерного возбуждения. Изначально намагниченность направлена вдоль эффективного поля, состоящего из внешнего поля \mathbf{H}_{ext} и поля анизотропии $\mathbf{H}_{MA} = (-\mu_0 M_S - 2 \frac{K_i}{Md}) \cdot (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n}) \cdot \mathbf{n}$, включающего анизотропию формы и ИА. Как можно видеть из петли магнитного гистерезиса, измеренной в IP геометрии (Puc. 13 (b)), намагниченность хотя бы одного из слоёв всегда составляет конечный угол с плоскостью структуры во всём диапазоне магнитных полей \mathbf{H}_{ext} , доступных в эксперименте. Тогда первоначальное резкое уменьшение сигнала при $\Delta t \sim 1$ пс соответствует уменьшению компоненты намагниченности, направленной по нормали образца ($M'_z(t) = M_z + \Delta M_z(t)$,

63

 $\Delta M_z(t) < 0$), и этот сигнал служит опорным для определения дальнейшей траектории намагниченности. Из Рис. 15 (а) видно, во-первых, что вначале траектории прецессии намагниченности компонента M_z уменьшается, а во-вторых, что намагниченность прецессирует вокруг нового направления эффективного поля $\mathbf{H'_{eff}}(t) = \mathbf{H_{eff}} + \Delta \mathbf{H_{eff}}(t)$ ($\Delta \mathbf{H_{eff,z}}(t) < 0$), которое отклоняется *по направлению к плоскости* структуры, как показано на Рис. 15 (а). Таким образом, воздействие фс лазерных импульсов на структуру CoFeB/MgO/CoFeB приводит не только к сверхбыстрому размагничиванию, но и к резкому уменьшению ИА.

4.3.2 Прецессия намагниченности как индикатор лазерно-индуцированного спин-переориентационного перехода

Изменение магнитной анизотропии под действием фс лазерных импульсов в МТП проявляется ещё сильнее в зависимости параметров прецессии намагниченности от плотности лазерной накачки. На Рис. 16 (c, d) показаны зависимости керровской эллиптичности от времени задержки между импульсами накачки и зондирования для разных плотностей накачки. С увеличением плотности накачки частота прецессии намагниченности *растёт*, как при T = 140 K, так и при T = 295 K.

Подробные зависимости частоты прецессии от внешнего магнитного поля $\mu_0 H_{\text{ext}}$ в геометрии IP, измеренные для разных плотностей накачки J при T = 140 K и T = 295 K, приведены на Рис. 17 (а). Амплитуда и частота прецессии намагниченности как функция внешнего магнитного поля были получены аппроксимацией сигнала функцией

$$\varepsilon(\Delta t) = \varepsilon_0 \exp(-t/\tau_d) \sin(2\pi f t + \xi_0) + B \exp(-t/\tau_H), \qquad (23)$$

где $\Delta \varepsilon_0$, f, ξ_0 , τ_d это амплитуда, частота, начальная фаза и время затухания соответственно. $B \exp(-t/\tau_{\rm H})$ это фон, связанный с изменением направления эффективного поля $\Delta \mathbf{H}_{\text{eff}}$, где B это начальное изменение, а $\tau_{\rm H}$ это время релаксации \mathbf{H}_{eff} к ориентации до возбуждения. При T = 295 К наблюдается минимум частоты прецессии в поле $\mu_0 H_{\text{ext}} = 0.2$ Тл, при T = 140 К — в $\mu_0 H_{\text{ext}} = 0.35$ Тл.



Рисунок 17 — Зависимость частоты прецессии намагниченности от величины внешнего поля для различных плотностей накачки, измеренной при (a) T = 295 K и (b) T = 140 K. Частота (c) и амплитуда (d) прецессии намагниченности, величина сверхбыстрого размагничивания (e) и параметр ПМА (f) K_{eff} как функции плотности лазерной накачки J, измеренные при T = 295 K (красные символы) и T = 140 K (синие символы).

Это находится в соответствии с тем, что ПМА при понижении температуры возрастает [45]. При низких плотностях накачки зависимость частоты прецессии от внешнего поля $f(\mu_0 H_{\text{ext}})$ соответствует ситуации, когда оно направлено перпендикулярно лёгкой оси [65; 112]. Однако по мере увеличения плотности накачки J минимум зависимости частоты от поля $f(\mu_0 H_{\text{ext}})$ становится менее выраженным и смещается в область меньших полей. При $J = 2.15 \text{ мДж/см}^2$ зависимость частоты прецессии от внешнего поля становится монотонной. Важно отметить, что такая зависимость характерна для ситуации, когда магнитная анизотропия отсутствует или поле сонаправлено с легким направлением намагничивания. Таким образом, возбуждение МТП структуры CoFeB/MgO/CoFeB фс лазерным импульсом приводит к значительному уменьшению ПМА закреплённого слоя и даже к её полному подавлению при $J > 2.15 \text{ мДж/см}^2$ и T = 295 K.

4.4 Обсуждение результатов

Значительное изменение характера зависимости частоты прецессии от внешнего поля $f(\mu_0 H_{\text{ext}})$ при изменении плотности накачки J позволяет проанализировать как количественно, так и качественно изменение параметров магнитной анизотропии [21; 147]. Действительно, частота прецессии намагниченности f зависит от параметра ИА K_i , намагниченности насыщения M_S , величины внешнего магнитного поля $\mu_0 H_{\text{ext}}$ и его направления относительно осей анизотропии. Таким образом, лазерно-индуцированное изменение K_i и M_S должно существенно повлиять на частоту прецессии.

Для определения характера и величины лазерно-индуцированного влияния на намагниченность и ИА были измерены зависимости частоты прецессии от плотности накачки f(J) в фиксированном внешнем магнитном поле $\mu_0 H_{\text{ext}} =$ 0.2 Тл и 0.35 Тл при T = 295 К и T = 140 К, соответственно. В обоих случаях с повышением плотности накачки J от 0.25 до 4 мДж/см² наблюдается значительный рост частоты прецессии от 3 до 6 ГГц, T = 295 К (от 4 до 7 ГГц, T = 140 К). Причём при комнатной температуре при J = 2.15 мДж/см² зависимость f(J)насыщается, в то время как при T = 140 К рост частоты происходит во всём диапазоне плотностей накачки. Отметим, что насыщение зависимости f(J) происходит при той же плотности накачки, когда зависимость частоты прецессии от внешнего поля приобретает вид типа "лёгкая ось" (Рис. 17 (a)).

Частота прецессии намагниченности в магнитных полях, использованных в эксперименте, не меняется на масштабе времён порядка 1 нс, что означает, что величина H'_{eff} , изменённого лазерным импульсом, остаётся постоянной на этой временной шкале. Измерение сверхбыстрого размагничивания в PP геометрии (Puc. 15 (b)) на временной шкале до 1 нс показывает, что величины намагниченности не меняется на этом масштабе. Таким образом, можно получить данные об изменении параметра ИА от плотности накачки $K'_{eff}(J)$ следующим образом.

Магнитная часть энерги
иFвключает в себя энергию Зеемана, а также энергии интерфейсной анизотропии и анизотропии формы:

$$F = -\mu_0 \mathbf{M}' \mathbf{H}_{\text{ext}} - \frac{\mu_0 M_S'^2}{2} m_z^2 + \frac{K_i'}{d} m_z^2.$$
 (24)

Значение намагниченности под действием фс лазерных импульсов M'_S было получено из данных по сверхбыстрому лазерно-индуцированному размагничиванию, измеренному в PP экспериментальной геометрии (Puc. 17 (e)). Величина параметра интерфейсной анизотропии K'_i была подобрана так, чтобы воспроизвести зависимости частоты прецессии от плотности накачки f(J), измеренные во внешнем поле $\mu_0 H_{\text{ext}} = 0.2$ Тл при T = 295 К и $\mu_0 H_{\text{ext}} = 0.35$ Тл при T = 140 К. Равновесные значения магнитных параметров образца при T = 295 К (T = 140 К) были выбраны следующими: параметр интерфейсной анизотропии $K_i/d = 6.2 \cdot 10^5 \, \text{Дж/м}^3$ ($7 \cdot 10^5 \, \text{Дж/м}^3$) и намагниченность насыщения $M_S = 0.9 \cdot 10^6 \, \text{А/м}$ ($1 \cdot 10^6 \, \text{A/м}$) [45].

С увеличением плотности накачки K_{eff} уменьшается по модулю и при комнатной температуре меняет знак при $J = 2.15 \text{ мДж/см}^2$, что соответствует спин-переориентационному переходу от ПМА к "лёгкой плоскости" (Рис. 17 (f)).

Зависимость амплитуды прецессии от плотности накачки (Рис. 17 (d)) подтверждает лазерно-индуцированный SRT при комнатной температуре. Действительно, с увеличением плотности накачки амплитуда прецессии растёт. Затем при плотности накачки, когда частота прецессии намагниченности насыщается, амплитуда, пропорциональная $M'_S m_z$ начинает падать, что связано с дальнейшим уменьшением величины вектора намагниченности M_S с ростом J. При T = 140 K достигается только частичное подавление ИА, однако, спад



Рисунок 18 — Параметр интерфейсной анизотропии (открытые зеленые символы), анизотропии формы (открытые оранжевые символы) и полная (чёрные сплошные символы) энергия перпендикулярной анизотропии как функция намагниченности при (а) T = 295 K и (b) T = 140 K.

амплитуды всё равно наблюдается из-за больших значений лазерно-индуцированного размагничивания.

В качестве механизма сверхбыстрого лазерно-индуцированного уменьшения параметра ИА $K'_{eff}(J)$, который зависит как от M_S , так и от K_i , стоит прежде всего рассмотреть сверхбыстрый нагрев. В металлических плёнках воздействие фс лазерных импульсов приводит к резкому увеличению температуры электронной и решеточной подсистем (см. раздел 1.2). После их термализации происходит частичная релаксация величины намагниченности (Рис. 15 (b)). С другой стороны, повышение температуры решёточной подсистемы приводит к уменьшению параметра анизотропии ИА K_i , что было продемонстрировано экспериментально [143; 145; 146]. Достоверность такой интерпретации лазерноиндуцированного нагрева [68; 148; 149] можно проверить, проанализировав зависимость параметра анизотропии от намагниченности $K'_i(M'_S)$ при меняющейся плотности накачки Ј. В этом случае изменение намагниченности и параметра анизотропии под действием фс лазерных импульсов должно следовать степенному закону $K'_i(J) \sim [M'_S(J)]^{\gamma}$, где показатель степени $\gamma =$ n(n+1)/2 зависит от природы анизотропии [29; 30; 142; 150] (см. Главу 1). На Рис. 18 показана зависимость параметра ИА от намагниченности $K'_i d^{-1}(J)$ в зависимости от $M'_{S}(J)$ для случаев T = 295 K (a) и T = 140 K (b). Эти зависимости были получены в рамках подхода Смита-Сула (см. раздел 2.1) с использованием данных по сверхбыстрому лазерно-индуцированному размагничиванию Рис. 17 (е). Параметр интерфейсной анизотропии K_i был подобран для воспроизведения экспериментально полученной зависимости частоты прецессии от плотности накачки (Рис. 17 (с)). Параметр интерфейсной анизотропии для невозбужденного образца при T = 295 К (T = 140 К) $K_i/d = 6.2 \cdot 10^5 \, \text{Дж/м}^3$ $(7 \cdot 10^5 \, \text{Дж/м}^3)$ и намагниченность насыщения $M_S = 0.9 \cdot 10^6 \, \text{A/m} \, (1 \cdot 10^6 \, \text{A/m})$ [45]. При комнатной температуре лазерно-индуцированный спин-переориентационный переход (SRT) происходит при плотности накачки J = 1.8 мДж/см². При такой плотности накачки анизотропия формы превышает интерфейсную и намагниченность переориентируется в плоскость образца. На тех же графиках построена зависимость анизотропии формы $0.5\mu_0[M'_S(J)]^2$, также меняющейся с $M'_S(J)$. Важно отметить, что лазерно-индуцированный нагрев приводит к динамическому увеличению толщины плёнки d на ~ 1 %, линейному по плотности накачки J, недостаточному для объяснения наблюдаемых изменений.

Данное увеличение d было рассчитано исходя из соответствующего сверхбыстрому размагничиванию нагрева слоя CoFeB $\Delta T_l = 200$ K [146] и коэффициента теплового расширения $\alpha \approx 10 \cdot 10^{-6}$ K⁻¹ [151]. Таким образом, изменение $K'_i d^{-1}$ обусловлено $K'_i(J)$.

Наиболее интригующий результат заключается в сложном поведении $K'_i d^{-1}(J)$, которое не описывается зависимостью $K'_i(J) \sim [M'_S(J)]^{\gamma}$ с одним показателем степени γ (Рис. 18). При T = 295 К необходимо ввести две области по величине намагниченности с разными γ для аппроксимации $K'_i d^{-1}(J) \sim [M'_S(J)]^{\gamma}$. Для низкой плотности накачки (область I), когда $M_S > 0.76 \cdot 10^6$ А/м, $\gamma(T = 295K) = 2.3 \pm 0.1$ и $\gamma(T = 140 \ K) = 1.7 \pm 0.1$. При большой плотности накачки (область II) $\gamma(T = 295K) = 3.4 \pm 0.3$ и $\gamma(T = 140K) = 4 \pm 0.4$.

Интерпретировать такое поведение можно следующим образом. При $T = 295~{
m K}$ вдали от спин-переориентационного перехода γ в аппроксимации $K'_{i}(J) \sim [M'_{S}(J)]^{\gamma}$ принимает значения между 2 и 3, что характерно для систем с конкурирующими одно- и двухионными вкладами в магнитную анизотропию от кристаллического поля и анизотропного обменного взаимодействия [143; 146; 150], как обсуждается в разделе 1.1. При $T = 140 \text{ K} \gamma$ немного ниже, чем при T = 295 K, но тем не менее всё ещё соответствует модели, включающей одно- и двухионную анизотропию. Объяснить такое увеличение γ можно, если принять во внимание его связь с величиной размагничивания $\gamma = 2.1 + \alpha_T (1 - m^2)$, где $m = M'_{S}(T, J)/M_{S}(T = 0, J = 0)$ и α_{T} – коэффициент температурного расширения [150]. Таким образом, при значительной величине размагничивания m уменьшается, а показатель степени γ увеличивается. Вместе с тем другие интерпретации исключить нельзя. Таким образом, при таких плотностях накачки, когда система далеко от спин-переориентационного перехода, механизмом лазерно-индуцированного уменьшения K_i является сверхбыстрый нагрев по аналогии с другими типами магнитной анизотропии [15; 68; 148; 149].

Благодаря наличию как одноионного, так и двухионного вкладов в ИА, $\gamma < 3$, и K_i уменьшается с ростом плотности накачки почти так же, как анизотропия формы с $\gamma = 2$ (Рис. 18 (c, d)). Если такой режим существовал бы во всём диапазоне J, полное подавление ПМА требовало бы таких плотностей накачки, при которых наступает разрушение структуры. Однако, как показывают данные, вблизи SRT лазерно-индуцированное изменение K_i увеличивается, что детектируется по увеличению γ . Это позволяет добиться полного подавления ПМА при умеренных плотностях накачки. Причём достижение такого режима предполагает определённую толщину металлической плёнки и её начальную температуру. Так, в работе [152] воздействие лазерных импульсов с плотностью накачки $J = 12 \text{ мДж/см}^2$ на 1 нм плёнку CoFeB, выращенную на подложке MgO, приводило лишь к частичному подавлению H_a , в то время как в нашем эксперименте при T = 140 K SRT достигался бы при $J \approx 5 \text{ мДж/см}^2$.

Такой лазерно-индуцированный SRT в закреплённом слое, в то время как намагниченность свободного слоя изначально была направлена в плоскости структуры, говорит о том, что МТП переключается из неколлинеарного состояния в коллинеарное, причём намагниченности обоих слоёв становятся направлены в плоскости образца.

4.5 Заключение

В этой главе рассмотрено воздействие фс лазерных импульсов на структуру МТП СоFeB/MgO/CoFeB, демонстрирующую ПМА в результате доминирования интерфейсной анизотропии над анизотропией формы. Из-за разной толщины слои CoFeB имеют разные величины ПМА. В результате при приложении внешнего магнитного поля в плоскости структуры намагниченность свободного более толстого слоя насыщается вдоль поля, в то время как закреплённый слой немного отклоняется от нормали образца. Было показано возбуждение прецессии намагниченности в закреплённом слое под воздействием фс лазерных импульсов. Это происходит в результате термического лазерно-индуцированного сверхбыстрого подавления ПМА. При достижении определённого порога по плотности накачки Ј ПМА полностью подавляется и происходит спин-переориентационный переход. Такое подавление ПМА происходит благодаря более сильному изменению интерфейсной анизотропии под действием фс лазерных импульсов по сравнению с анизотропией формы. Однако условием для этого является близость структуры к спин-переориентационному переходу. Лазерно-индуцированный SRT в закреплённом слое, в то время как намагниченность свободного слоя ориентирована в плоскости образца, говорит о переключении структуры из неколлинеарного в коллинеарное состояние.

Другой яркий результат это увеличение частоты прецессии на на 100 % с ростом плотности накачки от 2 до 4 мДж/см² как при комнатной температуре, так и при T = 140 К. Это явление также связано с мощным подавлением интерфейсной анизотропии вблизи SRT. Для сравнения в работе [21] 20 % увеличение частоты прецессии в феррите-гранате, возбуждённой в результате лазерно-индуцированного изменения магнитоупругой анизотропии, требует в 10 раз больших плотностей накачки, чем в нашем эксперименте.

Выводы по главе В структуре с туннельным магнитным переходом CoFeB/MgO/CoFeB воздействие фемтосекундных лазерных импульсов приводит к полному подавлению перпендикулярной магнитной анизотропии ферромагнитных электродов CoFeB, включающей конкурирующие вклады интерфейсной анизотропии и анизотропии формы. В электроде с толщиной 1.2 нм это возможно при умеренной плотности энергии возбуждающего импульса J = 1.8 мДж/см² благодаря отклонению изменений параметра интерфейсной анизотропии от степенного закона с $n \approx 2.3$, возникающему при сверхбыстром размагничивании, превышающем 20%. Полное подавление перпендикулярной магнитной анизотропии приводит к спин-переориентационному переходу от 90° к коллинеарной ориентации намагниченностей в CoFeB слоях при комнатной температуре и может быть использовано для лазерно-индуцированного переключения туннельного магнитного перехода между состояниями с параллельной и ортогональной взаимными ориентациями намагниченностей в электродах. Продемонстрировано увеличение частоты прецессии на 100 % с ростом плотности накачки.
Глава 5. Сверхбыстрое лазерно-индуцированное изменение магнитной ростовой анизотропии в низкосимметричной плёнке феррита-граната¹

5.1 Введение

Наиболее яркие нетермические лазерно-индуцированные эффекты изменения магнитной анизотропии наблюдались в некоторых замещённых ферритахгранатах [10; 13; 22; 153], когда линейно поляризованные лазерные импульсы наводят временную ось анизотропии вследствие оптических переходов с переносом заряда. Эти результаты демонстрируют возможность управления магнитной анизотропией, меняя поляризацию лазерных импульсов. Более того, этот сверхбыстрый фотомагнитный эффект позволяет достигать относительно высокой амплитуды прецессии намагниченности [22] и даже переключать её [10; 19]. Недавно импульсный фотомагнитный эффект обсуждался в [154] в качестве альтернативного механизма запуска прецессии намагниченности в феррите гранате, где микроскопическая картина пока остаётся неясной. Также лазерно-индуцированная одноосная анизотропия опосредованная акустическими фононами увеличивает намагниченность органических и неорганических гейзенберговских магнитов на основе меди [155]. Однако вопрос о сверхбыстром термическом лазерно-индуцированном изменении магнитной анизотропии, за исключением редкоземельных ортоферритов [39-41; 43; 156; 157], остаётся открытым.

Ферримагнитные редкоземельные соединения гранатов R_3 Fe₅O₁₂, где R — это иттрий либо другой редкоземельный атом, привлекают внимание исследователей благодаря своим уникальным физическим свойствам и возможным приложениям [158; 159]. В первую очередь, железо-иттриевый гранат (ЖИГ) обладает рекордно узкой линией ферромагнитного резонанса [112] и высоким магнитоакустическим взаимодействием [160], что делает его основным материалом для производства микроволновых устройств. Кроме того, благодаря высокому пьезомагнитному отклику тонкие гранатовые плёнки входят в состав

¹результаты, изложенные в данной главе, опубликованы в [34]

искусственных составных мультиферроиков [161]. Высокие значения фарадеевского вращения в висмут-замещённых ЖИГ позволяют использовать их в магнитооптических изоляторах и волноводах [162], а также в магнитофотонных [163] и магнитоплазмонных [164; 165] структурах. Помимо этого, тонкие гранатовые плёнки являются модельной средой для проверки многочисленных идей в области магноники [166] благодаря новым эффектам на интерфейсе диэлектрик/металл [167].

Такая выдающаяся функциональность магнитных гранатовых плёнок определяется тем обстоятельством, что намагниченность, магнитную анизотропию, точки компенсации и прочие свойства можно настроить в очень широких пределах. Таким образом, подбирая условия роста, ориентацию подложки и химический состав плёнки, можно реализовать требуемую анизотропию [158; 159]. Важно, что при этом полученная анизотропия крайне чувствительна к внешним воздействиям, таким как температура [168], механическое напряжение [161] и оптическое излучение [169]. В результате осуществляя эти воздействия можно динамически управлять параметрами ферромагнитного резонанса, дисперсией спиновых волн, доменными структурами. Также было показано, что посредством фемтосекундных лазерных импульсов можно управлять магнитной анизотропией благодаря фотомагнитному эффекту [13]. Недавно была продемонстрирована возможность магнитной записи в гранатовых плёнках в результате воздействия фемтосекундных лазерных импульсов[19].

В этой главе обсуждаются результаты экспериментального исследования сверхбыстрой лазерно-индуцированной магнитной динамики в низкосимметричной сложно-замещённой плёнке железо-иттриевого граната с выраженной ростовой одноосной анизотропией. Показано, что воздействие фемтосекундных лазерных импульсов приводит к независящему от поляризации изменению параметров ростовой анизотропии. Относительные вклады изменений различных параметров можно оценить посредством анализа начальной фазы прецессии намагниченности в зависимости от азимутального угла направления внешнего магнитного поля благодаря низкой симметрии плёнки. Также было показано, что магнитная прецессия, возбуждённая в результате лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии, имеет ту же величину, что и в случае обратного эффекта Фарадея. Относительными вкладами этих эффектов можно управлять, меняя величину внешнего магнитного поля. Важно отметить, что это позволяет нам менять начальную фазу прецессии намагниченности в пределах $\sim \pi/2$.

5.2 Возбуждение прецессии намагниченности в плёнке граната за счёт изменения ростовой анизотропии

Анизотропия замещённых плёнок железо-иттриевого граната имеет несколько вкладов, а именно: магнитокристаллический вследствие кубического упорядочения, ростовой из-за градиента концентрации замещающих ионов, а также от механического напряжения из-за рассогласованности плёнки и подложки. Последние два вклада зависят от многих факторов, таких как параметры решётки плёнки и подложки, кристаллографическая ориентация, химический состав плёнки и параметры роста [165; 170]. Как правило, в плёнках, выращенных на низкосимметричных подложках ростовая анизотропия и индуцированная напряжением от рассогласования с подложкой доминируют, что приводит к анизотропии типа лёгкая ось. В данном случае мы рассматриваем магнитную гранатовую плёнку, выращенную на подложке с ориентацией (210). В дальнейшем будут использованы обозначения как на Рис. 19. Ось х направлена вдоль кристаллографической оси [001]. С точки зрения симметрии это направление является осью $\bar{2}_x$ и m это кристаллографическая точечная группа этой плёнки [171]. Ось *z* направлена вдоль кристаллографической оси [210] и перпендикулярно плоскости плёнки.

Магнитная анизотропия такой плёнки может быть выражена как [165; 172]

$$F = K_u m_z^2 + K_i m_y^2 + K_{yz} m_y m_z + F_{\rm cub}.$$
 (25)

где $F_{\rm cub}$ — энергия кубической анизотропии; K_u , K_i и K_{yz} параметры нормальной, плоскостной и ромбической компонент анизотропии соответственно. Первые три члена выражения (25) имеют два вклада, а именно ростовой и индуцированный механическим напряжением. Относительная величина этих вкладов зависит от химического состава плёнки, рассогласования на интерфейсе плёнка/подложка и условий роста. В частности, в Ві-замещённых ферритах-гранатах ростовая анизотропия доминирует [173]. Как правило кубическая



Рисунок 19 — (а) Ориентация кристаллографических осей плёнки (210), внешнее магнитное поле \mathbf{H}_{ext} , эффективное поле анизотропии \mathbf{H}_{a} , коллективное эффективное поле \mathbf{H}_{eff} . x, y, z оси направлены вдоль кристаллографических осей [001], [1 $\overline{2}$ 0], и [210] соответственно. Эффективное поле анизотропии \mathbf{H}_{a} составляет угол ψ_{a} =16° с осью z в плоскости (yz), как показано на вставке. Направление магнитного поля описывается полярным $\psi_{\mathrm{H}} = 80^{\circ}$ и азимутальным углами φ_{H} . Направление намагниченности \mathbf{M} описывается полярным ψ_{M} и азимутальным углами φ_{M} . В общем случае намагниченность \mathbf{M} не коллинеарна внешнему полю и не лежит в плоскости (yz). (b) Геометрия эксперимента по методике оптической накачки-зондирования.

анизотропия $F_{\rm cub}$ намного слабее ростовой и в дальнейших рассуждениях будет опущена.

Равновесная ориентация намагниченности определяется отношением параметров магнитной анизотропии, входящими в выражение (25). В случае исследуемой плёнки yz явяется лёгкой плоскостью, что даёт $K_{yz} < 0$. Ориентация намагниченности в этой плоскости определяется K_u , K_i и K_{yz} . Выражение для эффективного поля анизотропии \mathbf{H}_a можно записать в виде

$$\mathbf{H}_{\mathbf{a}} = -\frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}} = \frac{1}{M_S^2} \begin{pmatrix} 0 \\ -2K_i M_y - K_{yz} M_z \\ -2K_u M_z - K_{yz} M_y \end{pmatrix}.$$
 (26)

Из этого выражения следует, что лазерно-индуцированное изменение параметров анизотропии K_u K_i и K_{yz} приводит к изменению как амплитуды, так и направления эффективного поля анизотропии. Для того чтобы показать, каким образом это влияет на возбуждение магнитной прецессии, используем подход, описываемый уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) [59; 60] (см. раздел 2.1).

Эффективное поле $\mu_0 \mathbf{H}_{eff} = \mu_0 \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_d$ в этом случае состоит из внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} , поля анизотропии \mathbf{H}_a и поля размагничивания $\mathbf{H}_d = -\mu_0 M_z \mathbf{z}$.

В данном подходе эффект фемтосекундного лазерного импульса входит в уравнение ЛЛГ (7) как изменение эффективного магнитного поля \mathbf{H}_{eff} . Во-первых, изменение параметров анизотропии $\Delta K_u(t)$, $\Delta K_i(t)$, и $\Delta K_{yz}(t)$ проявляется в изменении поля анизотропии $\Delta \mathbf{H}_a(t)$, во-вторых, эффективное поле $\mathbf{H}_{\text{om}}(t)$ учитывает оптомагнитные эффекты, такие как сверхбыстрые обратные эффекты Фарадея и Коттона-Мутона [12; 174—176]. Из уравнений (26) и (7) можно получить общее выражение для вращающего момента \mathbf{T}_0 , действующий на намагниченность в момент времени $\Delta t = 0$ вследствие вышеописанных эффектов с учётом того, что анизотропия меняется за очень короткое время:

$$\frac{1}{\gamma}\mathbf{T}_{0} = \frac{1}{\gamma}\frac{d\mathbf{M}}{dt}\Big|_{t=0} = -\mathbf{M} \times (\Delta\mathbf{H}_{a} + \mathbf{H}_{om})$$

$$= \begin{pmatrix} 2(\Delta K_{i} - \Delta K_{u})m_{y}m_{z} + \Delta K_{yz}(m_{z}^{2} - m_{y}^{2}) \\ 2\Delta K_{u}m_{x}m_{z} + \Delta K_{yz}m_{x}m_{y} \\ -2\Delta K_{i}m_{x}m_{y} - \Delta K_{yz}m_{x}m_{z} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} H_{omz}M_{y} - H_{omy}M_{z} \\ H_{omx}M_{z} - H_{omz}M_{x} \\ H_{omy}M_{x} - H_{omx}M_{y} \end{pmatrix}$$
(27)

Важно отметить, что выражение (27) показывает амплитуду и направление вращающего момента \mathbf{T}_0 , действующего на намагниченность вследствие изменения параметров анизотропии ΔK , а также оптомагнитных эффектов, зависящих от начального направления намагниченности. В выражении (27) параметром затухания пренебрегли, поскольку в начальный момент времени $\Delta t = 0$ вклад от затухания минимален для реалистичных значений $\boldsymbol{\alpha}$.

Благодаря зависимости \mathbf{T}_0 от начального положения намагниченности плёнка феррита-граната, выращенная на подложке с ориентацией (210), является модельной средой для экспериментов по сверхбыстрому лазерно-индуцированному изменению параметров анизотропии ΔK . Действительно, внешнее магнитное поле $\mu_0 \mathbf{H}_{ext}$ разной величины, приложенное вдоль трудной оси x, постепенно меняет равновесную ориентацию намагниченности. Таким образом, это позволяет возбудить динамику намагниченности вследствие лазерно-индуцированного изменения параметров анизотропии и даже разделить их вклады.

При выводе выражения (27) для \mathbf{T}_0 изменением намагниченности насыщения вследствие лазерно-индуцированного размагничивания $\Delta M_S(t)$ пренебрегли, поскольку в диэлектриках такой процесс характеризуется временами порядка нескольких сотен пикосекунд [33; 177], что намного медленнее, чем типичный период прецессии в ферритах-гранатах ~100 пс. Таким образом, несмотря на то что размагничивание вносит вклад в изменение поля размагничивания $\Delta \mathbf{H}_d$, оно не влияет на вращающий момент \mathbf{T}_0 (см. выражение (27)).

5.3 Образец и методика эксперимента

Для исследования возможности вышеописанного сверхбыстрого лазерноиндуцированного изменения параметров магнитной анизотропии была выбрана плёнка Ві-замещённого феррита-граната (Y_{0.99}Bi_{1.64}Pr_{0.25}Lu_{0.23})(Fe_{3.75}Ga_{1.16})O₁₂, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний-галлиевого граната Gd₃Ga₅O₁₂ (ГГГ) с ориентацией (210). Химический состав плёнки был определён методом рентгеновской флюоресценции (выполнено сотрудниками лаб. диффузии и дефектообразования в полупроводниках ФТИ им. А. Ф. Иоффе). Толщина плёнки составляет 10 мкм. Методом рентгеновской дифракции были определены постоянные решётки плёнки $a^f = 12.5322$ Å и подложки $a^s = 12.4844$ Å (выполнено сотрудниками лаб. диффузии и дефектообразования в полупроводниках ФТИ им. А. Ф. Иоффе). Рассогласование решёток в этом случае согласно [165] составляет $\Delta a/a = (a^s - a^f)/a^f = -0.38$ %. Ось лёгкого намагничивания лежит в плоскости yz и составляет угол 16° с нормалью к плёнке [178], как показано на Рис. 19 (а). Намагниченность насыщения составляет $M_s = 10^4$ А/м [178].

Плёнка была охарактеризована методом статической магнитооптической поляриметрии. Был измерен фарадеевский поворот плоскости поляризации зондирующего лазерного импульса с энергией фотона 1.8 эВ как функция внешнего магнитного поля. Полученные петли гистерезиса представлены на Рис. 20 для случаев, когда внешнее поле направлено под углом $\phi = 80^{\circ}$ (a) и вдоль нормали плёнки (b).

В этой геометрии поворот плоскости поляризации θ пропорционален нормальной компоненте намагниченности M_z . Фарадеевское вращение θ_s составляет 8° из-за высокого содержания Ві, что действительно как правило приводит к высокому магнитооптическому отклику по сравнению с чистым ЖИГ [179]. Полученные данные также подтверждают тот факт, что ось лёгкого намагничивания направлена почти вдоль нормали плёнки.

Как правило для оценки величины магнитной анизотропии проводится измерение ферромагнитного резонанса (ФМР). Однако, в нашем случае из-за большой ширины линий ФМР, получить эту оценку не представляется возможным. В связи с этим был проведён анализ полевой и азимутальной зависимостей частоты прецессии намагниченности, полученных в экспериментах по оптической накачке-зондированию в соответствии с подходом Смита-Сула [63; 64] (см. раздел 2.1). В результате получены следующие значения параметров магнитной анизотропии $K_u \sim -5 \cdot 10^3 \,\text{Дж/м}^3$; $K_i \sim -3 \cdot 10^3 \,\text{Дж/м}^3$; $K_{yz} \sim -8.7 \cdot 10^3 \,\text{Дж/м}^3$. Эти параметры имеют вклады ростовой анизотропии $(K_u^g \approx -7 \cdot 10^3 \,\text{Дж/м}^3, K_i^g \approx -3.5 \cdot 10^3 \,\text{Дж/м}^3, K_{yz}^g \approx -7.7 \cdot 10^3 \,\text{Дж/м}^3)$ и индуцированной рассогласованием решёток плёнки и подложки ($K_u^s \approx 2 \cdot 10^3 \,\text{Дж/м}^3$, $K_i^s \approx 5 \cdot 10^2 \,\text{Дж/M}^3, K_{yz}^s \approx -1 \cdot 10^3 \,\text{Дж/M}^3$). Как можно видеть, ростовая анизотропия доминирует, что согласуется с предыдущими результатами исследований замещённых кристаллов Ві:ЖИГ с высоким содержанием висмута [173].



Рисунок 20 — Фарадеевское вращение плоскости поляризации θ как функция внешнего магнитного поля, приложенного под углом (a) $\psi_{\rm H} = 80^{\rm o}$ и (b) $\psi_{\rm H} = 0$ к нормали плёнки (как показано на вставках). θ_s соответствует повороту плоскости поляризации, пропорциональному остаточной намагниченности M_s .

5.3.1 Ростовая и индуцированная напряжением анизотропия гранатовой плёнки с ориентацией (210)

Магнитная анизотропия гранатовой плёнки, выращенной на подложке с произвольной ориентацией, как индуцированная условиями роста, так и механическим напряжением из-за рассогласования параметров решётки подложки и плёнки, может быть найдена из модели с двумя параметрами [165; 180]

$$F_{g} = A \left(\alpha_{x'}^{2} \beta_{x'}^{2} + \alpha_{y'}^{2} \beta_{y'}^{2} + \alpha_{z'}^{2} \beta_{z'}^{2} \right)$$

$$+ B\left(\alpha_{x'} \alpha_{y'} \beta_{x'} \beta_{y'} + \alpha_{y'} \alpha_{z'} \beta_{y'} \beta_{z'} + \alpha_{z'} \alpha_{x'} \beta_{z'} \beta_{x'} \right),$$

$$(28)$$

где α_i и β_i направляющие косинусы намагниченности **M** и нормали образца относительно кристаллографических осей x', y' z'. Принимая во внимание направление роста плёнки [210] и произведя переход от кристаллографических осей к системе координат, как на Рис. 19, можно выразить параметры анизотропии K в выражении (25):

$$K_u \approx 0.67A + 0.16B;$$

$$K_i \approx 0.67A - 0.16B;$$

$$K_{uz} \approx 2.13K_u - 0.63K_i.$$
(29)

Для того чтобы оценить эти величины были проведены аппроксимации полевых и азимутальных зависимостей частоты прецессии намагниченности (Puc. 24 (b) и (c)), а также полевой зависимости фарадеевского вращения $\theta \sim M_z$ (Puc. 20 (a)) с использованием аналитического выражения плотности магнитной энергии [64; 181]. Полученные кривые показаны на соответствующих рисунках. Значения параметров анизотропии, при которых достигается наилучшее соответствие вычисленных и экспериментальных данных, показаны в таблице 1.

Магнитная анизотропия, описываемая параметрами K, имеет два вклада. Первый это анизотропия индуцированная на этапе роста K^g . Второй возникает вследствие механического напряжения в плёнке из-за рассогласования параметров решётки плёнки и подложки K^s . Прямое вычисление ростовой

	$K~($ Дж/м $^3)$	$K^g \; ({ m Д} { m ж} / { m M}^3)$	$K^{s}~({ m Д}{ m ж}/{ m M}^{3})$
K_u	$-5 \cdot 10^{3}$	$-7 \cdot 10^3$	$2\cdot 10^3$
K_i	$-3 \cdot 10^{3}$	$-3.5 \cdot 10^{3}$	$5\cdot 10^2$
K_{yz}	$-8.7 \cdot 10^{3}$	$-7.7 \cdot 10^{3}$	$-1 \cdot 10^{3}$

Таблица 1 — Суммарный, ростовой и наведённый рассогласованием плёнки и подложки параметры анизотропии, полученные из экспериментов и расчётов.

анизотропии предполагает знание ряда микроскопических параметров, в то время как анизотропия вследствие напряжения может быть оценена исходя из феноменологической модели. Магнитоупругие вклады в энергию магнитной анизотропии могут быть выражены как [165]

$$\begin{aligned}
K_{u}^{s} &= \frac{3}{2} \lambda_{100} \sigma_{0} \beta_{1}^{2} + 3 \lambda_{111} \sigma_{0} \beta_{1}^{3} \beta_{2}; \\
K_{i}^{s} &= \frac{3}{2} \lambda_{100} \sigma_{0} \beta_{2}^{2} + 3 \lambda_{111} \sigma_{0} \beta_{1} \beta_{2}^{3}; \\
K_{yz}^{s} &= -3 \lambda_{100} \sigma_{0} \beta_{1} \beta_{2},
\end{aligned} \tag{30}$$

где λ_{100} и λ_{111} коэффициенты магнитострикции для плёнки феррита-граната, σ_0 это двуосное напряжение связанное с рассогласованием плёнка/подложка $\Delta a_0/a_0$.

Для гранатов, где модуль Юнга ~ $2 \cdot 10^{11} \,\mathrm{H/m^2}$, соотношение между напряжением и рассогласованием плёнка/подложка $\sigma_0 = 2.8 \cdot 10^{11} \Delta a_0/a_0 \,\mathrm{Ia}$ [182]. Была дана оценка вклад от напряжения в магнитную анизотропию при рассогласовании решётки $\Delta a_0/a_0 = -0.38 \,\%$ и табличными значениями магнитоупругих коэффициентов для ферритов-гранатов ~ -10^{-6} . Результат представлен в таблице 1.

Значения параметров ростовой анизотропии были вычислены как $K^g = K - K^s$. Сравнивая величины двух вкладов в магнитную анизотропию, можно сделать однозначный вывод о том, что ростовая анизотропия доминирует над индуцированной напряжением из-за рассогласования плёнки и подложки. Этот факт находится в соответствии с литературными данными относительно висмут замещённых ферритов-гранатов, где ростовая анизотропия может превышать значения 10^4 Дж/м^3 [165; 173].



Рисунок 21 — Установка магнитооптической фемтосекундной накачки-зондирования с возможностью менять энергию фотона импульсов лазерной накачки.

5.3.2 Установка магнитооптической накачки-зондирования

Основным экспериментальным методом, использованном в настоящей работе, является фемтосекундная магнитооптическая накачка-зондирование (Рис. 21). Большинство экспериментов проведено с использованием импульсов накачки и зондирования с энергией фотона $E_{\rm p} = E_{\rm pr} = 1.8$ эВ. Для измерений по спектру энергия фотона импульсов зондирования составляла $E_{\rm pr} = 1.2$ эВ, для импульсов накачки $E_{\rm p}$ перестраивалась в диапазоне 1.7-2 эВ.

Все измерения проведены в геометрии на пропускание, как показано на Рис. 19 (b). Импульсы накачки были сфокусированы на образце в пятно диаметром 150 мкм под углом 12° и были поляризованы как линейно, так и циркулярно. Плотность энергии в импульсах накачки составляла 7 мДж/см², что минимум в 50 раз больше, чем у импульсов зондирования. Лазерно-индуцированная магнитная динамика определялась по повороту плоскости поляризации импульса зондирования в результате эффекта Фарадея как функции времени задержки между импульсами накачки и зондирования Δt . Линейно поляризованные импульсы зондирования падали на образец вдоль оси z и были сфокусированы в пятно диаметром 100 мкм.

В этой геометрии поворот плоскости поляризации импульсов зондирования пропорционален изменению M_z компоненты намагниченности. Таким образом, нормируя полученный в измерениях магнитной динамики поворот $\Delta \theta$ на θ_s (Рис. 20), можно получить лазерно-индуцированное отклонение ΔM_z от состояния равновесия. Внешнее магнитное поле $\mu_0 \mathbf{H}_{ext}$ величиной вплоть до 0.63 T было приложено под углом $\psi_H = 80^\circ$ к нормали плёнки для того чтобы отклонить намагниченность от её лёгкой оси. Азимутальный угол внешнего поля φ_H менялся от 0 до 180°. Все измерения проводились при комнатной температуре T=295 K.

В экспериментах динамика поворота плоскости поляризации импульсов зондирования измерялась как функция поляризации импульсов накачки и знака и направления внешнего магнитного поля $\pm \mathbf{H}_{\text{ext}}$. Для того чтобы различить вклады от эффектов, зависящих от циркулярной поляризации импульсов накачки σ^{\pm} (hd) и знака внешнего поля H_{ext} (fd), были использованы выражения

$$\frac{\Delta \theta_{\rm hd}}{\theta_s} = \frac{\Delta \theta(\sigma^+; +\mathbf{H}_{\rm ext}) - \Delta \theta(\sigma^-; +\mathbf{H}_{\rm ext})}{2\theta_s}; \tag{31}$$

$$\frac{\Delta \theta_{\rm fd}}{\theta_s} = \frac{\Delta \theta(p; +\mathbf{H}_{\rm ext}) - \Delta \theta(p; -\mathbf{H}_{\rm ext})}{2\theta_s},\tag{32}$$

где p — это поляризация импульсов накачки, принимающая значения -1, 0 и 1 для лево-циркулярной, линейной и право-циркулярной соответственно.

5.4 Обсуждение результатов

5.4.1 Лазерно-индуцированное размагничивание в плёнке сложно замещённого феррита-граната

Для оценки величины и скорости размагничивания были проведены эксперименты в плёнке феррита-граната (Y_{1.17}Bi_{1.44}Pr_{0.26}Lu_{0.24})(Fe_{3.66}Ga_{1.23})O₁₂ с сильной магнитной анизотропией типа лёгкая ось, направленной перпендикулярно плоскости образца. Рис. 22 показывает полевые зависимости фарадеевского вращения плосокости поляризации импульсов зондирования. Доступного в эксперименте максимального магнитного поля, приложенного под углом 80°, недостаточно для того, чтобы отклонить намагниченность от лёгкой оси (Puc. 22 (a)). В такой плёнке в экспериментальной геометрии по методике накачки-зондирования (Puc. 19 (b)), когда внешнее поле направлено под углом $\psi_H = 80^\circ$, вклад в динамический сигнал определяется исключительно



Рисунок 22 — Фарадеевское вращение плоскости поляризации импульсов зондирования как функция внешнего магнитного поля, направленного под углом (a) $\psi_{\rm H} = 80^{\circ}$ и (b) $\psi_{\rm H} = 0$ к нормали образца. θ_s показывает фарадеевское вращение, пропорциональное намагниченности насыщения. Вставки показывают экспериментальные геометрии.

лазерно-индуцированным размагничиванием, в то время как другие процессы не наблюдаются, даже если возбуждаются. Таким образом, такой эксперимент наилучшим образом подходит для измерения лазерно-индуцированного размагничивания посредством фарадеевского вращения, аналогично рассмотренном в Главе 4 эксперименту по размагничиванию в CoFeB/MgO/CoFeB.

Зависимости поворота поляризации плоскости поляризации импульса накачки как функция времени задержки Δt показаны на Рис. 23 (а) для двух противоположных направлений внешнего поля, превышающего поле насыщения. Рис. 23 (а) показывает, что динамика намагниченности значительно меняется с направлением внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} . Для того чтобы проанализировать такое изменение был выделен зависящий от намагниченности сигнал (см. выражение (32)), который можно рассматривать как изменение M_z . Нужно отметить, что такой подход исключает не зависящий от намагниченности вклад в динамику. Его временная зависимость качественно соответствует лазерно-индуцированному изменению пропускания (Рис. 23 (с)). Следовательно, можно приписать этот вклад изменению оптических или магнитооптических свойств образца, а не намагниченности или её ориентации.

Временная зависимость сигнала $\Delta \theta_{\rm fd}(t)/\theta_s \sim \Delta M_z(t)/M_s$ была аппроксимирована функцией



Рисунок 23 — Нормализованное вращение плоскости поляризации импульса зондирования, индуцированное линейно поляризованным лазерным импульсом, как функция времени задержки между импульсами накачки и зондирования, измеренные в положительном и отрицательном магнитном поле ± 0.63 T в плёнке с сильной анизотропией. (b) Зависящий от внешнего поля вклад в магнитную динамику, полученный в соответствии с уравнением (32) из данных на панели (a). Линией показана наилучшая аппроксимация в соответствии с выражением (33). (c) Нормализованное лазерно-индуцированное изменение оптического пропускания как функция времени задержки Δt .

$$\frac{\Delta \theta_{\rm fd}(t)}{\theta_s} = \frac{\theta_{\rm dm}}{\theta_s} (e^{-t/\tau_{\rm dm}} - 1), \tag{33}$$

с характерным временем τ_{dm} =500±5 пс. Значение θ_{dm}/θ_s характеризует амплитуду этого процесса 0.2%. Принимая во внимание то, что намагниченность направлена вдоль нормали образца, можно сделать вывод из экспериментальных данных о том, что влияние импульсов накачки приводит к экспоненциальному уменьшению величины намагниченности.

Длительное характерное время 500 пс и небольшая амплитуда 0.2% изменения намагниченности говорят о том, что влияние лазерных импульсов приводит к размагничиванию образца. Такой процесс в магнитоупорядоченных диэлектриках обсуждался в работе [33] и изучался для случаев ферро- и ферримагнетиков [177; 183], слабых ферромагнетиков [33] и антиферромагнетиков [184]. Лазерно-индуцированное размагничивание проходит следующим образом. Оптическое поглощение лазерного импульса приводит к возбуждению электронов 3*d* подуровней ионов железа Fe³⁺, которое затухает за времена порядка 1 фс, что приводит к неравновесному возбуждению фононов с последующим ростом температуры решётки [185]. Сравнительно слабое фонон-магнитное взаимодействие обеспечивает передачу энергии от решётки некогерентным магнонам, повышая эффективную температуру магнитной подсистемы. Этот процесс проявляется как размагничивание.

Важно отметить, что медленное изменение величины намагниченности вообще говоря может привести к её отклонению от равновесного положения, приводя к изменению M_z . В самом деле, ориентация намагниченности определяется балансом между энергией магнитной анизотропии F_g , анизотропии формы $0.5\mu_0 M_z^2$ и энергией Зеемана $-\mu_0 \mathbf{MH}_{ext}$. В то время как энергия анизотропии зависит только от нормализованных компонент намагниченности, а не от их абсолютных значений (см. уравнение. (25)), остальные вклады уменьшатся в результате размагничивания. В результате относительный вклад магнитной анизотропии растёт. Если энергия анизотропии сравнима с энергией Зеемана, размагничивание приведёт к увеличению M_z и конкурирующему с ним уменьшением M_S . Не ожидается, что описанный процесс окажет ощутимый эффект на динамику намагниченности в образце из-за доминирования анизотропии типа лёгкая ось.

5.4.2 Лазерно-индуцированная прецессия намагниченности

На Рис. 24(а) показано фарадеевское вращение плоскости поляризации импульсов зондирования как функция времени задержки между импульсами накачки и зондирования для различных величин внешнего магнитного поля $\mu_0 \mathbf{H}_{ext}$.

Видны чёткие осцилляции на фоне медленно меняющегося фона. Частота осцилляций f растёт с полем (Рис. 24(b)). Такая зависимость позволяет заключить, что эти осцилляции являются прецессией намагниченности, возбуждённой в результате воздействия лазерных импульсов накачки. Рис. 24(c) показывает зависимость частоты прецессии f как функцию азимутального угла $\varphi_{\rm H}$ внешнего магнитного поля $\mu_0 H_{\rm ext}$ =0.26 Тл (см. Рис.19(a)). На основе этих данных были определены трудная ось намагничивания x и параметры ростовой анизотропии (см. раздел 2.1). В дальнейшем в рамках обсуждения результатов будет принято, что $\varphi_H = 0$ означает, что проекция $\mathbf{H}_{\rm ext}$ на плоскость плёнки (xy) направлена вдоль оси x (Рис. 19(b)).

Главной задачей этой главы является проверка возможности возбуждения прецессии намагниченности посредством сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения параметров магнитной анизотропии. В связи с этим большинство экспериментов проведено в геометрии, когда внешнее поле \mathbf{H}_{ext} направлено близко к трудной оси намагничивания ($\psi_H=80^\circ$, $\varphi_H=0$). В таком случае, когда внешнее поле составляет с трудной осью x небольшой угол 10°, даже небольшое изменение параметров анизотропии ΔK приведёт к значительному изменению эффективного поля \mathbf{H}_{eff} , как было показано для случаев магнитоупругой и интерфейсной анизотропии в главах 3 и 4, что в конечном счёте оказывает влияние на вращающий момент \mathbf{T}_0 в соответствии с выражением (27).

Для выявления возможных механизмов возбуждения лазерно-индуцированной прецессии намагниченности были измерены сигналы в зависимости от поляризации импульсов накачки и знака внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} . На Рис. 25(a) показан поворот плоскости поляризации импульсов зондирования с временным разрешением, индуцированный лево- (σ^-) и право- (σ^+) циркулярно поляризованными импульсами накачки. На Рис. 25(b) показана динамика в результате воздействия σ^+ циркулярно поляризованных импульсов накачки,



Рисунок 24 — Нормализованное вращение плоскости поляризации импульсов зондирования, индуцированное лево-циркулярно поляризованными импульсами накачки (σ^-), как функция времени задержки между импульсами накачки и зондирования, измеренное при различных амплитудах внешнего магнитного поля Δt (точки). Линии показывают наилучшую аппроксимацию в соответствии с уравнение (34). (b) Частота осцилляций, показанных в (a) как функция амплитуды магнитного поля, направленного под углом $\varphi_{\rm H}=0$ (точки). (c) Частота осцилляций полученных в эксперименте по накачке-зондированию как функция азимутального угла внешнего поля $\mu_0 H_{ext}=0.26$ Тл (точки). Линиями на (b, c) показан расчёт частоты прецессии исходя из свободной энергии ()выражение 25) в соответствии с подходом Смита-Сула.

измеренная при положительном и отрицательном направлении внешнего магнитного поля разной интенсивности.

Можно заметить, что изменение циркулярной поляризации импульсов накачки значительно влияет на начальную фазу прецессии M_z нетривиальным образом. Для того, чтобы дать количественную оценку параметров прецессии экспериментальные зависимости, показанные на Рис. 25(a) и Рис. 25(b), были аппроксимированы гармонической функцией

$$\frac{\Delta \theta(t)}{\theta_s} = \frac{\Delta \theta^0}{\theta_s} e^{-t/\tau_{\rm d}} \cos(2\pi f t + \xi_0) + P_2(t), \tag{34}$$

где $\Delta \theta^0 / \theta_s$ это нормализованная амплитуда сигнала, пропорционального M_z , ξ_0 это начальная фаза, τ_d это время затухания магнитной прецессии и $P_2(t)$ полином второй степени для учёта медленно меняющегося фона.

На Рис. 26(а) показана начальная фаза ξ_0 прецессии намагниченности в зависимости от величины внешнего поля $\mu_0 H_{\text{ext}}$. Как видно, начальная фаза принимает промежуточные значения в диапазоне $\sim \pi$ и зависит как от величины и знака внешнего поля, так и от поляризации импульсов накачки. Так, в диапазоне высоких полей изменение циркулярной поляризации импульсов накачки приводит к изменению начальной фазы осцилляций M_z на π . С уменьшением величины внешнего поля индуцированное поляризацией изменение фазы также спадает и практически исчезает при $\mu_0 \mathbf{H}_{\text{ext}}=0.26$ Тл. Напротив, если поляризация импульсов накачки зафиксирована и меняется знак внешнего поля, изменение фазы на π происходит в низких полях и почти исчезает в высоких.

Такое сложное поведение начальной фазы ξ_0 предполагает наличие двух конкурирующих механизмов, ответственных за возбуждение магнитной прецессии. Первый чувствителен к поляризации импульсов накачки и нечувствителен к изменению знака внешнего поля. Второй зависит от знака внешнего поля и нечувствителен к поляризации импульсов накачки. Их относительные вклады зависят от величины внешнего поля. На Рис. 26(b) показаны оба вклада $\Delta \theta_{hd}^0 / \theta_s$ и $\Delta \theta_{fd}^0 / \theta_s$, вычисленные в соответствии с выражениями (31) и (32).



Рисунок 25 — (a) Нормализованное фарадеевское вращение плоскости поляризации импульсов зондирования в результате воздействия лево- (σ^-) и право-(σ⁺) циркулярно поляризованных импульсов накачки как функция времени задержки Δt для различных значений амплитуды внешнего поля (точки). (b) Нормализованное фарадеевское вращение плоскости поляризации импульсов зондирования в результате воздействия σ^+ циркулярно поляризованных импульсов накачки как функция времени задержки Δt для различных положительных и отрицательных значений амплитуды внешнего поля $\pm H_{ext}$ (точки). Линии на панелях (а, б) показывают наилучшую аппроксимацию в соответствии с выр. (34) (c, d) Моделирование лазерно-индуцированного фарадеевского вращения на основе уравнения ЛЛГ (7) для тех же случаев, что и в (а, б) соответственно. Параметры моделирования следующие. $\Delta K_u = \Delta K_i =$ $-1\%; \Delta K_{yz} = -0.5\%; |H_{\text{IFE}}| = 0.5 \text{ Tr}; \tau_{\text{IFE}} = 100 \text{ } \text{c}; \ \alpha = 0.1.$

Time delay Δt (ns)

0.0

0.2

0.4

0.4

0.2

0.0



Рисунок 26 — (а) Начальная фаза ξ_0 осцилляций поворота плоскости поляризации импульсов зондирования, возбуждённых σ^{\pm} -поляризованными импульсами накачки, как функция приложенного поля для данных с Рис. 25. (b) Амплитуда поляризационно зависимого и зависящего от внешнего поля вкладов в возбуждение магнитной динамики, показанной на Рис. 25(а, б) как функция величины внешнего поля.

5.4.3 Сверхбыстрый обратный эффект Фарадея

Как обсуждалось выше, зависящий от циркулярно поляризации импульсов накачки эффект оказывает большее воздействие на намагниченность в высоких магнитных полях. Это говорит о том, что этот вклад тем больше, чем ближе равновесное положение намагниченности к плоскости плёнки и угол между **M** и волновым вектором импульсов накачки становится ближе к 90°. В пределах высоких полей ($\mu_0 H_{\text{ext}} = 0.63 \text{ Tл}$) начальная фаза прецессии меняется на π , когда правоциркулярная поляризация импульсов накачки меняется на левоциркулярную и наоборот. Это приводит нас к заключению, что наблюдаемое возбуждение прецессии намагниченности возникает в результате сверхбыстрого обратного эффекта Фарадея (ОЭФ) [12]. Это явление уже наблюдалось в гранатовых плёнках [183; 186—188]. Микроскопически этот эффект связан со стимулированным комбинационным рассеиванием на магнонах [175; 176], в то время как феноменологически его описывают как фемтосекундный импульс эффективного магнитного поля, индуцированного циркулярно поляризованными лазерными импульсами [189; 190] Таблица 2 — Коэффициенты компонент вращающего момента \mathbf{T}_0 , возникающего под действием сверхбыстрого обратного эффекта Фарадея (\mathbf{H}_{IFE}) и лазерно-индуцированного изменения параметров анизотропии ΔK как функции полярных и азимутальных углов намагниченности ψ_M и φ_M , описывающих её равновесное положение.

механизм	T_x	T_y	T_z
$\mathbf{H}_{ ext{IFE}}$	$\sin \psi_M \sin \varphi_M$	$-\sin\psi_M\cos\varphi_M$	0
ΔK_u	$-\sin 2\psi_M \sin \varphi_M$	$\sin 2\psi_M \cos \varphi_M$	0
ΔK_i	$\sin 2\psi_M \sin \varphi_M$	0	$-\sin^2\psi_M\sin 2\varphi_M$
ΔK_{yz}	$\cos^2\psi_M - \sin^2\psi_M \sin^2\varphi_M$	$\frac{1}{2}\sin^2\psi_M\sin 2\varphi_M$	$-\frac{1}{2}\sin 2\psi\cos\varphi_M$

$$\mathbf{H}_{\text{IFE}} \sim \alpha \mathbf{E}(\boldsymbol{\omega}) \times \mathbf{E}(\boldsymbol{\omega})^* \sim p \varepsilon I_0 \mathbf{z}, \tag{35}$$

где $\mathbf{E}(\boldsymbol{\omega})$ электрическое поле света, $\boldsymbol{\varepsilon}$ это магнитооптическая восприимчивость, которая также определяет величину фарадеевского вращения, и I_0 это интенсивность накачки. \mathbf{H}_{IFE} направлен вдоль волнового вектора импульса накачки, т. е. близко к оси z в эксперименте (Рис. 19(b)).

В таблице 2 показаны коэффициенты компонент вращающего момента \mathbf{T}_0 , возникающего под действием \mathbf{H}_{IFE} , как функции полярного ψ_M и азимутального угла намагниченности φ_M . Эти коэффициенты были получены с использованием выражений (27) и (35). Как видно из таблицы, \mathbf{T}_0 растёт с углом ψ_M между осью z и равновесным положением намагниченности. Иными словами, чем больше проекция намагниченности на плоскость плёнки, тем больше создаваемый вращающий момент. Это согласуется с экспериментальными данными. Далее, изменение знака внешнего поля не приводит к сдвигу фазы прецессии, возбуждённой в результате ОЭФ [12; 175]. Также это согласуется с экспериментальными данными, представленными на Рис. 25(а) и 26(а). Отметим, что в работе [154] аналогичный рост амплитуды прецессии, возбуждённой вследствие ОЭФ, с ростом внешнего поля объясняется уменьшением полей размагничивания и как следствие эллиптичности траектории намагниченности. В данной работе наблюдаемый рост амплитуды прецессии является результатом выбора экспериментальной геометрии.

5.4.4 Лазерно-индуцированное изменение магнитной анизотропии

В противоположность ОЭФ, эффективность поляризационно независимого вклада падает с полем. Ранее было показано, что линейно поляризованные фемтосекундные лазерные импульсы могут действовать как импульсы эффективного поля вследствие обратного эффекта Коттона-Мутона, микроскопическая природа которого схожа с ОЭФ [174; 175]. Более того, линейно поляризованные лазерные импульсы могут наводить временную ось анизотропии в ферритах-гранатах, в результате чего возбуждается прецессия намагниченности [10; 13; 22; 153; 154; 183; 191]. Для выявления возможного микроскопического механизма возбуждения лазерно-индуцированной прецессии намагниченности, чувствительного только к знаку внешнего поля, были проведены эксперименты по магнитной динамике с линейно поляризованными импульсами накачки для различных азимутальных углов ϕ плоскости поляризации. Как показано на Рис. 27(с) воздействие линейно поляризованных лазерных импульсов приводит к возбуждению прецессии намагниченности. Тем не менее, ни начальная фаза ни амплитуда прецессии не зависят от угла плоскости поляризации импульсов накачки ϕ , что позволяет исключить обратный эффект Коттона-Мутона [175], а также фотомагнитный эффект[13].

Поляризационно независимое возбуждение прецессии намагниченности часто происходит в результате сверхбыстрого размагничивания, что в свою очередь влияет на эффективное поле \mathbf{H}_{eff} через \mathbf{H}_{d} (выражение (7)). Этот механизм также может быть исключён из рассмотрения, поскольку в исследуемой плёнке размагничивание, индуцированное лазерными импульсами в диапазоне энергий фотона $E_{\text{p}}=1.7-2$ эВ, — это сравнительно медленный процесс с характерными временами порядка ~500 пс (см. раздел 5.4.1). С другой стороны, наблюдаемая прецессия намагниченности может возникать из-за сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения параметров магнитной анизотропии, как описано в главах 3 и 4.

Для того, чтобы проверить эту гипотезу мы подробно исследовали динамику намагниченности в магнитном поле $\mu_0 H_{\text{ext}} = 0.26 \text{ Tл}$, приложенном при разных азимутальных углах в диапазоне $10^{\circ} < \varphi_H < 190^{\circ}$ (Рис. 28)[192].



Рисунок 27 — (a) Нормализованное вращение плоскости поляризации импульсов зондирования, индуцированное левоциркулярно поляризованными $\sigma^$ импульсами накачки с разной энергией фотона, как функция времени задержки Δt во внешнем поле $\mu_0 H_{\text{ext}} = 0.26 \,\text{Tr}$, приложенном вдоль трудной оси (символы). (b) Нормализованная амплитуда магнитной прецессии (сплошные символы) и изменение пропускания импульсов зондирования (открытые символы) как функция коэффициента поглощения В при соответствующей энергии фотона E_p. На вставке показана зависимость коэффициента поглощения от энергии фотона импульсов накачки. Осцилляции на вставке связаны с интерференцией света в плёнке граната. (с) Нормализованное вращение плоскости поляризации импульсов зондирования, индуцированное линейно поляризованными импульсами накачки с разными азимутальными углами поляризации импульсов накачки ϕ относительно (001) кристаллографического направления гранатовой плёнки, как функция времени задержки Δt во внешнем поле $\mu_0 H_{\text{ext}} = 0.28 \text{ Tл}$, приложенном вдоль трудной оси (символы). Линиями на панелях (a, c) показана аппроксимация экспериментальных зависимостей в соответствии с выр. (34)



Рисунок 28 — (а) Нормализованное вращение плоскости поляризации импульсов зондирования, индуцированное левоциркулярно поляризованными $\sigma^$ импульсами накачки, как функция времени задержки Δt во внешнем поле $\mu_0 H_{\rm ext}$ =0.26 Tл, приложенном под разными азимутальными углами φ (символы). Линиями показана аппроксимация экспериментальных зависимостей в соответствии с выр. (34) (b) Начальная фаза ξ_0 (сплошные символы) и амплитуда $\Delta \theta_0 / \theta_S$ (открытые символы) лазерно-индуцированной прецессии как функции φ_H , измеренной во внешнем поле $\mu_0 H_{\rm ext}$ =0.26 Tл. (c) z компонента вращающего момента T₀ (27), вычисленная как функция φ_H для случая, когда $\Delta K_i = 2\Delta K_{yz}$. Важно отметить, что резкое изменение начальной фазы ξ_0 при φ_H =180° возникает, поскольку поле анизотропии **H**_a переходит к другому равновесному положению при φ_H >180°

Слабое внешнее поле 0.26 Т было выбрано, чтобы максимизировать вклад, зависящий от изменения знака поля. Рис. 28(b) показывает амплитуду и начальную фазу ξ_0 прецессии намагниченности как функцию азимутального угла φ_H . Как видно из рисунка, ξ_0 плавно меняется более чем на $\pi/2$ в диапазоне $80^{\circ} < \varphi_H < 170^{\circ}$. Этот эксперимент показывает чёткую зависимость начальной фазы прецессии от азимутального угла внешнего магнитного поля и, таким образом, равновесного положения намагниченности относительно кристаллографических осей образца.

Начальная фаза осцилляций $M_z \xi_0=0$ (косинусоидальная временная зависимость) показывает, что соответствующий начальный вектор вращающего момента \mathbf{T}_0 направлен в плоскости xy, т. е. меняется z компонента \mathbf{H}_{eff} . Фаза $\xi_0=90^\circ$ соответствует ситуации, когда компоненты эффективного поля \mathbf{H}_{eff} меняются в плоскости xy под действием лазерного импульса. Соответственно, \mathbf{T}_0 в начальный момент времени направлен вдоль оси z. Таким образом, как видно из Рис. 28 (a) и 28 (b), в зависимости от азимутального угла внешнего поля \mathbf{T}_0 меняет своё направление и величину.

В таблице 2 показаны компоненты вращающего момента $\mathbf{T}_0(27)$ в зависимости от полярного ψ_{M} и азимутального φ_{M} углов намагниченности. Эти выражения позволяют исключить изменение параметра K_u в качестве основного механизма возбуждения прецессии. Действительно, для любой ориентации намагниченности ΔK_u не оказывает влияния на *z* компоненту вращающего момента \mathbf{T}_0 . В этом случае начальная фаза ξ_0 осцилляций M_z была бы равна 0 вне зависимости от значения φ_H . Это противоречит экспериментальным результатам, представленным на Рис. 28 (b), где начальная фаза ξ_0 меняется в диапазоне, превышающем $\pi/2$, что указывает на ненулевое значение T_z для некоторых направлений внешнего поля.

Другое важное заключение, следующее из Рис. 28 (b), — это то, что начальная фаза прецессии ξ_0 близка к нулю, когда азимутальный угол $\varphi_H=90^\circ$. Отметим, что в этом случае как поле анизотропии \mathbf{H}_a , так и внешнее поле \mathbf{H}_{ext} лежат в плоскости yz (Рис. 19 (a)). В такой геометрии эффективное поле \mathbf{H}_{eff} также будет в плоскости yz вне зависимости от того, какие параметры анизотропии ΔK будут меняться. Это, в свою очередь, ведёт к значению начальной фазы $\xi_0 = 0$, соответствующему экспериментальному. Панели (a) и (b) на Рис. 29 схематически показывают момент запуска прецессии намагниченности в случаях $\varphi_H=0$ и $\varphi_H=90^\circ$.



Рисунок 29 — Схематическая иллюстрация процесса лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии с последующей прецессией намагниченности при азимутальном угле внешнего поля $\varphi_H=0$ (a c) $\varphi_H=90^\circ$ (b d). Панели (c) и (d) показывают траекторию намагниченности после импульсного лазерного возбуждения с параметрами как на Рис. 25. Важно, что в случае (b), (d) поле анизотропии и внешнее магнитное поле лежат в плоскости *yz*. В результате лазерно-индуцированное изменение магнитной анизотропии не выводит эффективное поле из этой плоскости. Это приводит к тому, что *z*-компонента вращающего момента \mathbf{T}_0 равна нулю. Напротив, при $\varphi_H=90^\circ$ то же самое изменение параметров магнитной анизотропии приводит как к выводу эффективного поля из плоскости *yz*, так и изменению его проекции на эту плоскость. Это приводит к тому, что все компоненты вращающего момента будут ненулевыми.

Как видно из Рис. 28 (a) и (b) амплитуда прецессии намагниченности уменьшается с изменением азимутального угла φ_H от 10° до 170°. Это легко объяснить, принимая во внимание, что азимутальный угол намагниченности меняется в диапазонах от 10° $\langle \varphi_M \rangle$ 90° до 90° $\langle \varphi_M \rangle$ 170°. Полярный угол намагниченности также меняется в диапазоне 0° $\langle \psi \rangle$ 90°. Далее, из выражений, представленных в таблице 2, следует, что такое изменение направляющих углов намагниченности ведёт к изменению некоторых компонент вращающего момента \mathbf{T}_0 . Это в свою очередь ведёт к изменению амплитуды лазерно-индуцированного вращающего момента и, как следствие, амплитуды прецессии намагниченности.

Для дальнейшего выявления механизма возбуждения прецессии были промоделированы различные компоненты вращающего момента \mathbf{T}_0 (27) как функции изменения параметров анизотропии ΔK_u , ΔK_i и ΔK_{uz} под действием лазерных импульсов. Равновесная ориентация намагниченности (ψ_M, ϕ_M) была получена с учётом этих параметров и внешнего магнитного поля **H**_{ext} во всём диапазоне $10^{\circ} < \phi_H < 190^{\circ}$. Затем был получен лазерно-индуцированный вращающий момент \mathbf{T}_0 (27) с учётом изменения параметров анизотропии K_i и K_{uz} . Рис. 28 (с) показывает z компоненту вращающего момента \mathbf{T}_0 как функцию азимутального угла ϕ_H для случая, когда изменение ромбического параметра анизотропии ΔK_{uz} в два раза превышает изменение параметра анизотропии в плоскости ΔK_i . Для ясности вращающим моментом в результате обратного эффекта Фарадея пренебрегли, т. к. он не приводит к изменению ξ₀. Как видно, получено качественное согласие этой модели с экспериментом. Действительно, изменение z компоненты вращающего момента коррелируют с начальной фазой прецессии ξ_0 (рис. 28 (b)). На Рис. 29 (c, d) показана траектория намагниченности после сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии, вычисленная в соответствии с выражением (7), для случаев $\varphi_H = 0$ и $\varphi_H = 90^\circ$ соответственно. Полученные траектории находятся в соответствии с экспериментальными данными и воспроизводят косинусоидальные колебания z компоненты намагниченности M_z при $\varphi_H = 90^\circ$. Отметим, что несмотря на то, что при некоторых ориентациях намагниченности z компонента T₀ обращается в ноль, полный вращающий момент всегда имеет конечное значение. Это подтверждается экспериментальным наблюдением прецессии намагниченности во всём диапазоне азимутальных углов 10°< ϕ_H <190°.

На рис. 25 (c, d) показана компонента намагниченности M_z как функция времени задержки между импульсами накачки и зондирования Δt , вычисленное с использованием уравнения ЛЛГ, учитывающего как сверхбыстрый ОЭФ, так и изменение параметров магнитной анизотропии. В результате удалось воспроизвести зависимости параметров прецессии от внешнего поля и поляризации импульсов накачки (Puc. 25 (a, b)).

Изложенный выше анализ экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что зависящий от знака поля вклад в возбуждение прецессии намагниченности обусловлен сверхбыстрым изменением параметров ростовой магнитной анизотропии. Механизмом запуска прецессии намагниченности является сверхбыстрый лазерно-индуцированный нагрев, поскольку такое изменение не зависит от линейной поляризации импульсов накачки (Рис. 27 (с)). Действительно, из литературы известно, что значение различных параметров ростовой магнитной анизотропии ферритов-гранатов зависит от температуры [30; 193]. Таким образом, увеличение температуры кристаллической решётки в магнитных диэлектриках на пикосекундных временных масштабах, следующее за поглощением части энергии импульса накачки, приводит к изменению магнитной анизотропии за то же время. Параметры ростовой анизотропии по-разному зависят от температуры, что приводит к их неравномерному изменению с нагревом. Последующее остывание решётки очень медленный процесс, связанный с рассеянием тепла. Следовательно, релаксация эффективного поля анизотропии к исходному значению также будет медленным процессом, что подтверждается замещающим характером динамики параметров анизотропии.

Для плотности накачки 10 мДж/см² оценка нагрева решётки составляет $\Delta T_l \sim 1 \text{ K}$ при теплоёмкости Ві-замещённого феррита граната 3.85 Дж/(см³ · K) [194]. Для того чтобы проверить, может ли настолько маленькое изменение температуры привести к изменению ростовой анизотропии, мы воспользовались феноменологическим соотношением между температурными изменениями одноосной анизотропии и намагниченности [30] (см. Главу 1):

$$1 + \frac{\Delta K_u(T)}{K_u^0} = \left(1 + \frac{\Delta M(T)}{M^0}\right)^3,$$
 (36)

В ферритах-гранатах при возбуждении лазерными импульсами с энергией фотона E = 1.8 эВ размагничивание составляет порядка $\Delta M_S/M_S \approx -0.2\%$ (см. раздел 5.4.1), что можно использовать для оценки лазерно-индуцированного изменения температуры решётки. Согласно выражению (36) изменение анизотропии при том же росте температуры $\Delta K_u/K_u \approx -0.6\%$. Это значение того же порядка, что и в моделировании, показанном на Рис. 25 (c, d) и 29 (c, d).

Для того чтобы подтвердить термическую природу изменения лазерноиндуцированного изменения магнитной анизотропии, была также проведена серия измерений с различной энергией фотона импульсов накачки. Это позволяет измерить магнитную динамику, когда показатель поглощения для импульсов накачки меняется (см. вставку на Рис. 27 (b)). Последнее приводит к разной степени сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева решётки при одинаковой плотности возбуждения. Следовательно, ожидается рост амплитуды прецессии намагниченности с увеличением энергии фотона импульса накачки. Рис. 27 (a) показывает нормализованное вращение плоскости поляризации импульсов зондирования как функцию времени задержки между импульсами накачки и зондирования Δt , измеренные при $\mu_0 H_{\text{ext}} = 0.26 \,\text{Tr}$ для различных энергий фотона импульсов накачки $E_{\rm p}$. Зависимость амплитуды прецессии от показателя поглощения, представленная на Рис. 27 (b), получена из подгонки экспериментальных результатов по формуле (34). Как видно, амплитуда прецессии растёт с поглощением, кроме крайнего случая $E_{\rm p}=2\,{\rm eV}$. Судя по всему, это отклонение от монотонного роста результат неоднородного возбуждения вследствие высокого поглощения. Подобное отклонение в зависимости амплитуды прецессии намагниченности наблюдалось в работе [188], что было связано с возбуждением магнитостатических спиновых волн. Важно отметить, что в нашем эксперименте лазерно-индуцированное изменение пропускания также монотонно возрастает с увеличением показателя поглощения, кроме крайнего случая высокого поглощения, указывая на возможные нелинейные эффекты.

Поляризационно независимое возбуждение прецессии намагниченности в гранатовых плёнках было показано в работах [154; 183]. Оба исследования проводились на высокосимметричных образцах, выращенных на подложке ГГГ с ориентацией (100), с анизотропией типа лёгкая плоскость. В работе [154] показано, что прецессия намагниченности, нечувствительная к поляризации накачки, возбуждалась в магнитном поле, выходящем из плоскости гранатовой плёнки. Авторы этой работы интерпретировали механизм возбуждения прецессии как нетермическое лазерно-индуцированное наведение анизотропии. Тем не менее, мы предполагаем, что термическое изменение анизотропии может также давать вклад в процесс возбуждения. Однако, разделить эти вклады в плёнке с ориентацией (001) может быть очень сложной задачей, поскольку экспериментальные данные, полученные на таких образцах, не говорят о какой-либо зависимости крутящего момента, возникающего вследствие сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева, от ориентации внешнего магнитного поля (Рис. 28, 29).

Размагничивание, индуцированное в гранатовых плёнках лазерным импульсом, обусловлено относительно медленным фонон-магнонным взаимодействием. Как показано ниже, размагничивание в гранатовых плёнках вследствие оптического возбуждения в области умеренного поглощения имеет характерные времена порядка 500 пс. Следовательно, размагничивание само по себе не может вносить вклад в возбуждение прецессии намагниченности. вместе с тем, оно оказывает влияние на изменение поляризации импульса зондирования. В нашей геометрии эксперимента равновесное значение *z*-компоненты намагниченности M_z конечно во всём диапазоне приложенных полей (Рис. 20 (a)). Таким образом, размагничивание в рассматриваемом образце, аналогичное случаю плёнки с высокой анизотропией, проявляет себя как медленное изменение поляризации импульсов зондирования. Такое изменение с характерным временем ~500 пс видно на Рис. 25 (b). Этот медленный процесс зависит от знака внешнего поля и не зависит от поляризации накачки, а также проявляется сильнее в области низких магнитных полей. Такой вклад в измеряемый сигнал является следствием лазерно-индуцированного размагничивания. Характер этого процесса более сложный, нежели лазерно-индуцированное размагничивание в плёнке с сильной анизотропией. Вероятно, изменение величины намагниченности согласно формуле (33) сопровождается изменением эффективного поля анизотропии (26). В результате изменение M_z может иметь отличный от экспоненциального характер.

5.5 Заключение

Были проведены эксперименты по воздействию фемтосекундных лазерных импульсов на тонкую плёнку висмут-замещённого феррита-граната, выращенную на низкосимметричной подложке гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (210). Экспериментально было показано, что такое воздействие приводит к возбуждению прецессии намагниченности в этой плёнке. С использованием импульсов накачки с разной циркулярной поляризацией было показано наличие двух механизмов возникновения прецессии намагниченности. Первый — это сверхбыстрый обратный эффект Фарадея. Второй — это сверхбыстрое лазерно-индуцированное изменение ростовой магнитной анизотропии. Отсутствие во втором случае какой-либо зависимости от ориентации линейной поляризации импульсов накачки, а также большое время релаксации этого эффекта, говорят о связи этого механизма со сверхбыстрым лазерно-индуцированным нагревом кристаллической решётки. Важно отметить, что в отличие от лазерноиндуцированной магнитной динамики в металлах, этот эффект не связан с лазерно-индуцированным размагничиванием.

Возбуждение прецессии намагниченности в магнитных диэлектриках в результате термического изменения анизотропии ко времени проведения нашего исследования было продемонстрировано только вблизи ориентационных фазовых переходов, когда анизотропия наиболее чувствительна к изменению температуры. В этой работе показано, что даже далеко от фазового перехода сверхбыстрый нагрев решётки, ведущий к изменению магнитной анизотропии, может эффективно возбуждать прецессию намагниченности. Важно, что амплитуда прецессии в этом случае сравнима с эффектом от ОЭФ, который имеет значительную величину в изучаемом феррите гранате благодаря большой магнитооптической восприимчивости. Более того, меняя величину внешнего поля, можно управлять относительными вкладами этих эффектов. В результате становится возможным менять как начальную фазу прецессии, так и её чувствительность к поляризации накачки.

Экспериментально было показано, что параметры прецессии намагниченности, возбуждаемой вследствие сверхбыстрого изменения ростовой анизотропии, зависят от ориентации внешнего магнитного поля. Наибольшее внимание следует уделить тому, что начальная фаза прецессии значительно меняется в зависимости от угла между внешним полем и лёгкой плоскостью намагниченности. Её анализ позволяет определить относительное изменение параметров ростовой анизотропии. Это обстоятельство указывает на важность учёта сверхбыстрого изменения магнитной анизотропии при рассмотрении прецессии намагниченности в магнитных диэлектрических средах в случаях, когда внешнее поле не лежит вдоль оси лёгкого намагничивания.

Выводы по главе

В эпитаксиальной пленке висмут-замещённого феррита-граната на низкосимметричной подложке гадолиний-галлиевого граната, характеризующейся одноосными и орторомбическим вкладами в анизотропию ростовой природы, воздействие фемтосекундных лазерных импульсов приводит к изменению всех параметров ростовой анизотропии в результате сверхбыстрого нагрева и позволяет возбуждать прецессию намагниченности при произвольном направлении внешнего магнитного поля. Начальная фаза прецессии определяется соотношением между изменениями различных параметров, что позволяет установить его из экспериментальных данных, а также создает возможность управлять начальной фазой прецессии в пределах $[-\pi/2; +\pi/2]$, меняя направление внешнего магнитного поля.

Заключение

- 1. Воздействие фемтосекундным лазерным импульсом на металлические и диэлектрические магнитные пленки с выраженной магнитной анизотропией ростовой, магнитоупругой или интерфейсной природы приводит к обратимому уменьшению соответствующих параметров анизотропии, связанному с нагревом, возникающим на пикосекундном и сохраняющимся на наносекундном временных масштабах.
- 2. В структуре композитного мультиферроика CoFeB/BaTiO₃ с доминирующим вкладом магнитострикционной природы в анизотропию ферромагнитной металлической пленки CoFeB воздействие фемтосекундного лазерного импульса приводит к уменьшению магнитоупругого параметра B_1 , подчиняющемуся степенному закону с n(n + 1)/2 = 3, установленному для температурных изменений такого типа анизотропии. Лазерно-индуцированное уменьшение магнитоупругого параметра B_1 в отдельном магнитном домене CoFeB с задаваемой подложкой направлением оси анизотропии позволяет локализовано возбуждать прецессию намагниченности и прецессионно её переключать.
- 3. В структуре с туннельным магнитным переходом CoFeB/MgO/CoFeB воздействие фемтосекундных лазерных импульсов приводит к полному подавлению перпендикулярной магнитной анизотропии ферромагнитных электродов CoFeB, включающей конкурирующие вклады интерфейсной анизотропии и анизотропии формы. В электроде с толщиной 1.2 нм это возможно при умеренной плотности энергии возбуждающего импульса J = 2 мДж/см² благодаря отклонению изменений параметра интерфейсной анизотропии от степенного закона с n(n+1)/2 ≈ 2.3, возникающему при сверхбыстром размагничивании, превышающем 20%. Полное подавление перпендикулярной магнитной анизотропии приводит к спин-переориентационному переходу и может быть использовано для лазерно-индуцированного переключения туннельного магнитного перехода между состояниями с параллельной и ортогональной взаимными ориентациями намагниченностей в электродах.

4. В эпитаксиальной пленке висмут-замещённого феррита-граната на низкосимметричной подложке гадолиний-галлиевого граната, характеризующейся одноосными и орторомбическим вкладами в анизотропию ростовой природы, воздействие фемтосекундных лазерных импульсов приводит к изменению всех параметров ростовой анизотропии в результате сверхбыстрого нагрева и позволяет возбуждать прецессию намагниченности при произвольном направлении внешнего магнитного поля. Начальная фаза прецессии определяется соотношением между изменениями различных параметров, что позволяет установить его из экспериментальных данных, а также создает возможность управлять начальной фазой прецессии в пределах $[-\pi/2; +\pi/2]$, меняя направле-

ние внешнего магнитного поля.

Автор выражает колоссальную признательность научному руководителю Александре Михайловне Калашниковой за мотивацию и вложенные усилия. Автор также благодарит всех своих соавторов, которые помогли этой работе состояться, а также Романа Васильевича Писарева за возможность оказаться в лаборатории физики ферроиков, Виктора Владимировича Павлова, Павла Усачёва и Владимира Каца за полезные замечания и щедрость, Николая Андреевича Перцева за острые и плодотворные дискуссии, Алексея Щербакова за ценные советы, Алексея Саласюка за лошадиные дозы практического опыта, Сергея Нефёдова за лаконичность и помощь с программами, Романа Дубровина за твёрдость духа и оптимизм, Ярослава Могунова за смекалку и невозмутимость, Николая Хохлова за предприимчивость и лихость, Веронику Бабенко за упрощение процедур и Михаила Просникова и Кису за вдохновение.

Список литературы

- Kirilyuk, A. Ultrafast optical manipulation of magnetic order / А. Kirilyuk,
 A. V. Kimel, T. Rasing // Rev. Mod. Phys. 2010. Т. 82, вып. 3. —
 C. 2731—2784.
- Калашникова, А. М. Сверхбыстрый оптомагнетизм / А. М. Калашникова,
 А. В. Кимель, Р. В. Писарев // Усп. физ. наук. 2015. Т. 185, № 10. —
 С. 1064—1076.
- Magnetoplasmonics and femtosecond optomagnetism at the nanoscale / D. Bossini, V. Belotelov, A. Zvezdin, A. Kalish, A. Kimel // Acs Photonics. – 2016. – T. 3, № 8. – C. 1385–1400.
- 4. Bruck, E. Handbook of Magnetic Materials / E. Bruck. Elsevier, 2017.
- The effect of dynamical compressive and shear strain on magnetic anisotropy in a low symmetry ferromagnetic film / T. L. Linnik, V. N. Kats, J. Jäger, A. S. Salasyuk, D. R. Yakovlev, A. W. Rushforth, A. V. Akimov, A. M. Kalashnikova, M. Bayer, A. V. Scherbakov // Phys. Scr. - 2017. -T. 92, № 5. - C. 054006.
- Antiferromagnetic opto-spintronics / P. Němec, M. Fiebig, T. Kampfrath,
 A. V. Kimel // Nat. Phys. 2018. T. 14, № 3. C. 229-241.
- Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel / E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, J.-Y. Bigot // Phys. Rev. Lett. — 1996. — Т. 76, вып. 22. — С. 4250—4253.
- Ultrafast optical modification of exchange interactions in iron oxides / R. V. Mikhaylovskiy, E. Hendry [и др.] // Nat. comm. — 2015. — Т. 6, № 8190. — С. 1—9.
- Transient ferromagnetic-like state mediating ultrafast reversal of antiferromagnetically coupled spins / I. Radu, K. Vahaplar [и др.] // Nature. — 2011. — Т. 472, № 7342. — С. 205.
- Ultrafast nonthermal photo-magnetic recording in a transparent medium / A. Stupakiewicz, K. Szerenos, D. Afanasiev, A. Kirilyuk, A. V. Kimel // Nature. - 2017. - T. 542, № 7639. - C. 71.
- All-optical magnetic recording with circularly polarized light / C. D. Stanciu,
 F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, T. Rasing //
 Phys. Rev. Lett. 2007. T. 99, № 4. C. 047601.
- Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses / A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. A. Usachev, R. V. Pisarev, A. M. Balbashov, T. Rasing // Nature. - 2005. - T. 435, № 7042. - C. 655.
- Femtosecond Photomagnetic Switching of Spins in Ferrimagnetic Garnet Films / F. Hansteen, A. Kimel, A. Kirilyuk, T. Rasing // Phys. Rev. Lett. – 2005. — Т. 95, вып. 4. — С. 047402.
- Zvezdin, A. K. Modern magnetooptics and magnetooptical materials / A. K. Zvezdin, V. A. Kotov. — CRC Press, 1997.
- All-Optical Probe of Coherent Spin Waves / M. van Kampen, C. Jozsa,
 J. T. Kohlhepp, P. LeClair, L. Lagae, W. J. M. de Jonge, B. Koopmans //
 Phys. Rev. Lett. 2002. Т. 88, вып. 22. С. 227201.
- 16. Ultrafast three-dimensional magnetization precession and magnetic anisotropy of a photoexcited thin film of iron / E. Carpene, E. Mancini, D. Dazzi, C. Dallera, E. Puppin, S. De Silvestri // Phys. Rev. B. 2010. Т. 81, вып. 6. С. 060415.
- The Modern Problems of Ultrafast Magnetoacoustics / V. S. Vlasov,
 A. V. Golov, L. N. Kotov, V. I. Shcheglov, A. M. Lomonosov, V. V. Temnov //
 Acoustical Physics. 2022. T. 68, № 1. C. 18-47.
- Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping / T. Gerrits, H. Van Den Berg, J. Hohlfeld, L. Bär, T. Rasing // Nature. - 2002. - T. 418, № 6897. - C. 509-512.
- Selection rules for all-optical magnetic recording in iron garnet / A. Stupakiewicz, K. Szerenos, M. D. Davydova, K. A. Zvezdin, A. K. Zvezdin, A. Kirilyuk, A. V. Kimel // Nat. Commun. — 2019. — T. 10, № 612.
- Anomalously Damped Heat-Assisted Route for Precessional Magnetization Reversal in an Iron Garnet / C. S. Davies, K. H. Prabhakara, M. D. Davydova, K. A. Zvezdin, T. B. Shapaeva, S. Wang, A. K. Zvezdin, A. Kirilyuk, T. Rasing, A. V. Kimel // Phys. Rev. Lett. — 2019. — Т. 122, вып. 2. — C. 027202.

- Optical Frequency Up-Conversion of the Ferromagnetic Resonance in an Ultrathin Garnet Mediated by Magnetoelastic Coupling / L. Soumah, D. Bossini, A. Anane, S. Bonetti // Phys. Rev. Lett. 2021. Т. 127, вып. 7. С. 077203.
- Large ultrafast photoinduced magnetic anisotropy in a cobalt-substituted yttrium iron garnet / F. Atoneche, A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, A. Kirilyuk, T. Rasing // Phys. Rev. B. 2010. Т. 81, вып. 21. С. 214440.
- Optically reconfigurable magnetic materials / M. Vogel, A. V. Chumak,
 E. H. Waller, T. Langner, V. I. Vasyuchka, B. Hillebrands, G. Von Freymann //
 Nat. Phys. 2015. T. 11, № 6. C. 487-491.
- Optical Excitation of Propagating Magnetostatic Waves in an Epitaxial Galfenol Film by Ultrafast Magnetic Anisotropy Change / N. E. Khokhlov, P. I. Gerevenkov, L. A. Shelukhin, A. V. Azovtsev, N. A. Pertsev, M. Wang, A. W. Rushforth, A. V. Scherbakov, A. M. Kalashnikova // Phys. Rev. Appl. - 2019. - T. 12, вып. 4. - C. 044044.
- Крупичка, С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов / С. Крупичка, А. С. Похомов. — Мир, 1976.
- 26. *Боков*, *В. А.* Физика магнетиков / В. А. Боков. СПб.: Невский диалект; БХВ-Петербург, 2002. — С. 272.
- 27. Interaction of picosecond laser pulses with the electron, spin, and phonon subsystems of nickel / M. Agranat, S. Ashitkov, A. Granovskii, G. Rukman // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1984. T. 86, № 1376. C. 10.
- 28. Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization /
 B. Koopmans, G. Malinowski, F. Dalla Longa, D. Steiauf, M. Fähnle, T. Roth,
 M. Cinchetti, M. Aeschlimann // Nat. Mater. 2010. T. 9, № 3.
- 29. Callen, E. R. Anisotropic magnetization / E. R. Callen, H. B. Callen // J. Phys. Chem. Solids. -1960. T. 16, Nº 3. C. 310-328.
- Zener, C. Classical Theory of the Temperature Dependence of Magnetic Anisotropy Energy / C. Zener // Phys. Rev. — 1954. — Т. 96, вып. 5. — С. 1335—1337.

- 31. Three-dimensional magnetization evolution and the role of anisotropies in thin Fe/MgO films: Static and dynamic measurements / E. Carpene, E. Mancini, C. Dallera, E. Puppin, S. De Silvestri // J. Appl. Phys. 2010. T. 108, № 6. C. 063919.
- 32. Laser induced spin precession in highly anisotropic granular L10 FePt / J. Becker, O. Mosendz, D. Weller, A. Kirilyuk, J. C. Maan, P. C. M. Christianen, T. Rasing, A. Kimel // Appl. Phys. Lett. 2014. T. 104, № 15. C. 152412.
- 33. Ultrafast Quenching of the Antiferromagnetic Order in FeBO₃: Direct Optical Probing of the Phonon-Magnon Coupling / A. V. Kimel, R. V. Pisarev, J. Hohlfeld, T. Rasing // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Т. 89, вып. 28. — C. 287401.
- 34. Ultrafast laser-induced changes of the magnetic anisotropy in a low-symmetry iron garnet film / L. A. Shelukhin, V. V. Pavlov, P. A. Usachev, P. Y. Shamray, R. V. Pisarev, A. M. Kalashnikova // Phys. Rev. B. 2018. Т. 97, вып. 1. С. 014422.
- Hashimoto, Y. Photoinduced Precession of Magnetization in Ferromagnetic (Ga,Mn)As / Y. Hashimoto, S. Kobayashi, H. Munekata // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Т. 100, вып. 6. – С. 067202.
- 36. Matsuda, T. Mechanism of photoexcited precession of magnetization in (Ga,Mn)As on the basis of time-resolved spectroscopy / T. Matsuda, H. Munekata // Phys. Rev. B. 2016. Т. 93, вып. 7. С. 075202.
- 37. Ultrafast laser-induced coherent spin dynamics in ferromagnetic Ga_{1-x}Mn_xAs/GaAs structures / J. Qi, Y. Xu, A. Steigerwald, X. Liu, J. K. Furdyna, I. E. Perakis, N. H. Tolk // Phys. Rev. B. 2009. T. 79, № 8. C. 085304.
- Переходы спиновой переориентации в редкоземельных магнетиках / К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин // Усп. физ. наук. — 1976. — Т. 119, № 7. — С. 447—486.
- 39. Laser-induced ultrafast spin reorientation in the antiferromagnet TmFeO₃ / A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R. V. Pisarev, T. Rasing // Nature. 2004. T. 429, № 6994. C. 850.

- 40. Optical excitation of antiferromagnetic resonance in TmFeO₃ / A. V. Kimel,
 C. D. Stanciu, P. A. Usachev, R. V. Pisarev, V. N. Gridnev, A. Kirilyuk,
 T. Rasing // Phys. Rev. B. 2006. Т. 74, вып. 6. С. 060403.
- 41. Laser-induced ultrafast spin dynamics in ErFeO₃ / J. A. de Jong, A. V. Kimel,
 R. V. Pisarev, A. Kirilyuk, T. Rasing // Phys. Rev. B. 2011. T. 84,
 вып. 10. С. 104421.
- 42. Effect of laser pulse propagation on ultrafast magnetization dynamics in a birefringent medium / J. A. De Jong, A. M. Kalashnikova, R. V. Pisarev, A. M. Balbashov, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, T. Rasing // J. Phys. Condens. Matter. 2017. T. 29, № 16. C. 164004.
- 43. Coherent Control of the Route of an Ultrafast Magnetic Phase Transition via Low-Amplitude Spin Precession / J. A. de Jong, I. Razdolski, A. M. Kalashnikova, R. V. Pisarev, A. M. Balbashov, A. Kirilyuk, T. Rasing, A. V. Kimel // Phys. Rev. Lett. 2012. Т. 108, вып. 15. С. 157601.
- 44. A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction / S. Ikeda,
 K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. I. Kanai,
 J. Hayakawa, F. Matsukura, H. Ohno // Nat. Mater. 2010. T. 9, № 9. —
 C. 721.
- 45. The role of weak interlayer coupling in the spin-reorientation of perpendicular ultrathin CoFeB-MgO-based heterostructures / R. R. Gareev, V. Zbarsky, J. Landers, I. Soldatov, R. Schäfer, M. Münzenberg, H. Wende, P. Grünberg // Appl. Phys. Lett. 2015. T. 106, № 13. C. 132408.
- 46. Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses / C. Thomsen, H. T. Grahn, H. J. Maris, J. Tauc // Phys. Rev. B. 1986. Т. 34, вып. 6. С. 4129-4138.
- 47. Coherent Magnetization Precession in Ferromagnetic (Ga,Mn)As Induced by Picosecond Acoustic Pulses / A. V. Scherbakov, A. S. Salasyuk, A. V. Akimov, X. Liu, M. Bombeck, C. Brüggemann, D. R. Yakovlev, V. F. Sapega, J. K. Furdyna, M. Bayer // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Т. 105, вып. 11. — C. 117204.
- 48. Kim, J.-W. Ultrafast magnetoacoustics in nickel films / J.-W. Kim, M. Vomir,
 J.-Y. Bigot // Phys. Rev. Lett. 2012. T. 109, № 16. C. 166601.

- 49. Picosecond acoustic-excitation-driven ultrafast magnetization dynamics in dielectric Bi-substituted yttrium iron garnet / M. Deb, E. Popova, M. Hehn, N. Keller, S. Mangin, G. Malinowski // Phys. Rev. B. 2018. T. 98, № 17. C. 174407.
- 50. Excitation of spin waves in ferromagnetic (Ga,Mn)As layers by picosecond strain pulses / M. Bombeck, A. S. Salasyuk [и др.] // Phys. Rev. B. 2012. Т. 85, вып. 19. С. 195324.
- 51. Laser Excitation of Lattice-Driven Anharmonic Magnetization Dynamics in Dielectric FeBO₃ / D. Afanasiev, I. Razdolski, K. M. Skibinsky, D. Bolotin, S. V. Yagupov, M. B. Strugatsky, A. Kirilyuk, T. Rasing, A. V. Kimel // Phys. Rev. Lett. 2014. Т. 112, вып. 14. С. 147403.
- Transient grating spectroscopy in magnetic thin films: Simultaneous detection of elastic and magnetic dynamics / J. Janušonis, T. Jansma, C. L. Chang, Q. Liu, A. Gatilova, A. M. Lomonosov, V. Shalagatskyi, T. Pezeril, V. V. Temnov, R. I. Tobey // Sci. Rep. - 2016. - T. 6. - C. 29143.
- 53. Ultrafast changes of magnetic anisotropy driven by laser-generated coherent and noncoherent phonons in metallic films / V. N. Kats, T. L. Linnik [и др.] // Phys. Rev. B. 2016. Т. 93, вып. 21. С. 214422.
- 54. Beyond a phenomenological description of magnetostriction / A. H. Reid, X. Shen [и др.] // Nat. Commun. 2018. Т. 9, № 388. С. 1—9.
- 55. Picosecond strain pulses generated by a supersonically expanding electronhole plasma in GaAs / E. S. K. Young, A. V. Akimov, R. P. Campion, A. J. Kent, V. Gusev // Phys. Rev. B. – 2012. – Т. 86, вып. 15. – С. 155207.
- 56. Коваленко, В. Ф. Фотоиндуцированный магнетизм / В. Ф. Коваленко,
 Э. Л. Нагаев // Усп. физ. наук. 1986. Т. 148, № 4. С. 561—602.
- 57. Light-induced magnetic anisotropy in Co-doped garnet films / A. Stupakiewicz, A. Maziewski, I. Davidenko, V. Zablotskii // Phys. Rev. B. - 2001. - Т. 64, вып. 6. - С. 064405.
- 58. Electromagnetic surface wave induced magnetic anisotropy / L. B. P. J. Le Guyader A. Kirilyuk, T. Rasing, I. I. Smolyaninov // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. T. 42, № 10. C. 105003.

- Landau, L. D. On the Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetic Bodies / L. D. Landau, E. M. Lifshitz // Phys. Z. Sowjetunion. - 1935. - T. 8, № 153.
- Gilbert, T. L. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials / T. L. Gilbert // IEEE Trans. Magn. — 2004. — T. 40, № 6. — C. 3443—3449.
- Imaging precessional motion of the magnetization vector / Y. Acremann,
 C. H. Back, M. Buess, O. Portmann, A. Vaterlaus, D. Pescia, H. Melchior //
 Science. 2000. T. 290, № 5491. C. 492-495.
- 62. Direct measurement of the three-dimensional magnetization vector trajectory in GaMnAs by a magneto-optical pump-and-probe method / N. Tesařová, P. Němec, E. Rozkotová, J. Šubrt, . Reichlová, D. Butkovičová, F. Trojánek, P. Malý, V. Novák, T. Jungwirth // Appl. Phys. Lett. 2012. T. 100, № 10. C. 102403.
- 63. Smit, J. Ferromagnetic resonance absorption in BaFe₁₂O₁₉ a highly anisotropic crystal / J. Smit, H. G. Beljers // Philips Res. Repts. 1955. T. 10, № 113.
- 64. Suhl, H. Ferromagnetic Resonance in Nickel Ferrite Between One and Two Kilomegacycles / H. Suhl // Phys. Rev. — 1955. — Т. 97, вып. 2. — C. 555—557.
- Farle, M. Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers / M. Farle // Rep. Prog. Phys. - 1998. - T. 61, № 7. - C. 755.
- 66. Foner, S. Versatile and Sensitive Vibrating-Sample Magnetometer /
 S. Foner // Rev. Sci. Instrum. 1959. T. 30, № 7. C. 548-557.
- 67. *Clarke*, *J.* The SQUID handbook: Applications of SQUIDs and SQUID systems / J. Clarke, A. I. Braginski. John Wiley & Sons, 2006.
- Laser-Induced Magnetization Precession in Individual Magnetoelastic Domains of a Multiferroic Co₄₀Fe₄₀B₂₀/BaTiO₃ Composite / L. A. Shelukhin, N. A. Pertsev, A. V. Scherbakov, D. L. Kazenwadel, D. A. Kirilenko, S. J. Hämäläinen, S. van Dijken, A. M. Kalashnikova // Phys. Rev. Applied. – 2020. – Т. 14, вып. 3. – С. 034061.

- 69. Vaz, C. A. F. Electric field control of magnetism in multiferroic heterostructures / C. A. F. Vaz // J. Phys. Condens. Matter. 2012. T. 24, № 33. C. 333201.
- Multiferroic magnetoelectric composite nanostructures / Y. Wang, J. Hu,
 Y. Lin, C.-W. Nan // NPG Asia Mater. 2010. T. 2, № 2. C. 61-68.
- Carman, G. P. Strain-mediated magnetoelectrics: Turning science fiction into reality / G. P. Carman, N. Sun // MRS Bull. — 2018. — T. 43, № 11. — C. 822—828.
- Chu, Z. Review of multi-layered magnetoelectric composite materials and devices applications / Z. Chu, M. PourhosseiniAsl, S. Dong // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2018. - T. 51, № 24. - C. 243001.
- Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions / C.-W. Nan, M. I. Bichurin, S. Dong, D. Viehland, G. Srinivasan // J. Appl. Phys. 2008. T. 103, № 3. C. 031101.
- 74. Electrical voltage manipulation of ferromagnetic microdomain structures in a ferromagnetic/ferroelectric hybrid structure / T. Taniyama, K. Akasaka, D. Fu, M. Itoh, H. Takashima, B. Prijamboedi // J. Appl. Phys. 2007. T. 101, № 9. 09F512.
- Lahtinen, T. H. E. Pattern Transfer and Electric-Field-Induced Magnetic Domain Formation in Multiferroic Heterostructures / T. H. E. Lahtinen, J. O. Tuomi, S. van Dijken // Adv. Mater. — 2013. — T. 23, № 28. — C. 3187—3191.
- 76. Electric-field switching of perpendicularly magnetized multilayers / Y. Shirahata, R. Shiina, D. L. González, K. J. A. Franke, E. Wada, M. Itoh, N. A. Pertsev, S. van Dijken, T. Taniyama // NPG Asia Mater. 2015. T. 7, № 7. e198.
- 77. Lahtinen, T. H. E. Electric-field control of magnetic domain wall motion and local magnetization reversal / T. H. E. Lahtinen, K. J. A. Franke, S. Van Dijken // Sci. Rep. - 2012. - T. 2. - C. 258.
- Single domain spin manipulation by electric fields in strain coupled artificial multiferroic nanostructures / M. Buzzi, R. V. Chopdekar, J. L. Hockel, A. Bur, T. Wu, N. Pilet, P. Warnicke, G. P. Carman, L. J. Heyderman, F. Nolting // Phys. Rev. Lett. 2013. T. 111, № 2. C. 027204.

- 79. Reversible electric-field-driven magnetic domain-wall motion / K. J. A. Franke,
 B. Van de Wiele, Y. Shirahata, S. J. Hämäläinen, T. Taniyama,
 S. van Dijken // Phys. Rev. X. 2015. T. 5, № 1. C. 011010.
- Electrically controlled switching of the magnetization state in multiferroic BaTiO₃/CoFe submicrometer structures / R. LoConte, J. Gorchon, A. Mougin, C. H. A. Lambert, A. El-Ghazaly, A. Scholl, S. Salahuddin, J. Bokor // Phys. Rev. Mater. - 2018. - T. 2, № 9. - C. 091402.
- 81. A room-temperature electrical field-controlled magnetic memory cell / C. Cavaco, M. Van Kampen, L. Lagae, G. Borghs // J. Mater. Res. - 2007. -T. 22, № 8. - C. 2111-2115.
- Pertsev, N. A. Magnetic tunnel junction on a ferroelectric substrate / N. A. Pertsev, H. Kohlstedt // Appl. Phys. Lett. - 2009. - T. 95, № 16. -C. 163503.
- 83. Pertsev, N. A. Resistive switching via the converse magnetoelectric effect in ferromagnetic multilayers on ferroelectric substrates / N. A. Pertsev, H. Kohlstedt // Nanotechnology. - 2010. - T. 21, № 47. - C. 475202.
- Electric field modulation of magnetoresistance in multiferroic heterostructures for ultralow power electronics / M. Liu, S. Li, O. Obi, J. Lou, S. Rand, N. X. Sun // Appl. Phys. Lett. - 2011. - T. 98, № 22. - C. 222509.
- 85. Giant nonvolatile manipulation of magnetoresistance in magnetic tunnel junctions by electric fields via magnetoelectric coupling / A. Chen, Y. Wen [и др.] // Nat. Commun. — 2019. — Т. 10, № 243. — С. 1—7.
- 86. Voltage tuning of ferromagnetic resonance with bistable magnetization switching in energy-efficient magnetoelectric composites / M. Liu, Z. Zhou, T. Nan, B. M. Howe, G. J. Brown, N. X. Sun // Adv. Mater. 2013. T. 25, № 10. C. 1435—1439.
- 87. Giant Electric Field Tuning of Magnetism in Novel Multiferroic FeGaB Lead Zinc Niobate–Lead Titanate (PZN-PT) Heterostructures / J. Lou, M. Liu, D. Reed, Y. Ren, N. X. Sun // Adv. Mater. — 2009. — T. 21, № 46. — C. 4711—4715.
- Spin waves in CoFeB on ferroelectric domains combining spin mechanics and magnonics / F. Brandl, K. J. A. Franke, T. H. E. Lahtinen, S. van Dijken, D. Grundler // Solid State Commun. - 2014. - T. 198. - C. 13-17.

- Azovtsev, A. V. Electrical tuning of ferromagnetic resonance in thin-film nanomagnets coupled to piezoelectrically active substrates / A. V. Azovtsev,
 N. A. Pertsev // Phys. Rev. Appl. — 2018. — T. 10, № 4. — C. 044041.
- 90. Control of spin-wave transmission by a programmable domain wall / S. J. Hämäläinen, M. Madami, H. Qin, G. Gubbiotti, S. van Dijken // Nat. Commun. - 2018. - T. 9, № 4853. - C. 1-8.
- Magnon straintronics: reconfigurable spin-wave routing in straincontrolled bilateral magnetic stripes / A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, A. A. Serdobintsev, D. M. Mitin, S. A. Nikitov // Phys. Rev. Lett. - 2018. - T. 120, № 25. - C. 257203.
- 92. Savostin, E. O. Superconducting straintronics via the proximity effect in superconductor-ferromagnet nanostructures / E. O. Savostin, N. A. Pertsev // Nanoscale. — 2020. — Т. 12, вып. 2. — С. 648—657.
- 93. Using ultrashort optical pulses to couple ferroelectric and ferromagnetic order in an oxide heterostructure / Y. M. Sheu, S. A. Trugman, L. Yan, Q. X. Jia, A. J. Taylor, R. P. Prasankumar // Nat. Commun. — 2014. — T. 5, № 5832. — C. 1—6.
- 94. Ultrafast transient dynamics in composite multiferroics / C. Jia, N. Zhang,
 A. Sukhov, J. Berakdar // New J. Phys. 2016. T. 18, № 2. C. 023002.
- 95. Giant ultrafast photo-induced shear strain in ferroelectric BiFeO₃ / M. Lejman, G. Vaudel, I. C. Infante, P. Gemeiner, V. E. Gusev, B. Dkhil, P. Ruello // Nat. Commun. 2014. T. 5, № 4301. C. 1-7.
- 96. Ultrafast Reversal of the Ferroelectric Polarization / R. Mankowsky, A. von Hoegen, M. Först, A. Cavalleri // Phys. Rev. Lett. — 2017. — Т. 118, вып. 19. — С. 197601.
- 97. Epitaxial Photostriction-Magnetostriction Coupled Self-Assembled Nanostructures / H.-J. Liu, L.-Y. Chen [и др.] // ACS Nano. — 2012. — Т. 6, № 8. — С. 6952—6959.
- 98. Pertsev, N. A. Giant magnetoelectric effect via strain-induced spin reorientation transitions in ferromagnetic films / N. A. Pertsev // Phys. Rev. B. - 2008. - Т. 78, вып. 21. - С. 212102.
- Hirth, J. P. Theory of Dislocations / J. P. Hirth, J. Lothe. McGraw-Hill, New York, 1968.

- 100. Thermophysical properties of matter-the tprc data series. volume 2. thermal conductivity-nonmetallic solids / Y. S. Touloukian, R. W. Powell, C. Y. Ho, P. G. Klemens // Plenum, New York. 1970.
- 101. Current control of magnetic anisotropy via stress in a ferromagnetic metal waveguide / K. An, X. Ma, C.-F. Pai, J. Yang, K. S. Olsson, J. L. Erskine, D. C. Ralph, R. A. Buhrman, X. Li // Phys. Rev. B. 2016. T. 93, № 14. 140404(R).
- 102. BaTiO₃ Crystal Structure: Datasheet from "PAULING FILE Multinaries Edition – 2012" in SpringerMaterials.
- 103. Kay, H. F. XCV. Symmetry changes in barium titanate at low temperatures and their relation to its ferroelectric properties / H. F. Kay, P. Vousden // Philos. Mag. - 1949. - T. 40, № 309. - C. 1019-1040.
- 104. Optical constant of CoFeB thin film measured with the interference enhancement method / X. Liang, X. Xu, R. Zheng, Z. A. Lum, J. Qiu // Appl. Opt. - 2015. - T. 54, № 7. - C. 1557-1563.
- 105. Spectroscopic ellipsometry and magneto-optical Kerr effect spectroscopy study of thermally treated Co₆₀Fe₂₀B₂₀ thin films / M. A. Hoffmann, A. Sharma, P. Matthes, S. Okano, O. Hellwig, R. Ecke, D. R. T. Zahn, G. Salvan, S. E. Schulz // J. Phys. Condens. Matter. — 2019. — T. 32, № 5. — C. 055702.
- 106. Nonmodal Plasmonics: Controlling the Forced Optical Response of Nanostructures / G. Rosenblatt, B. Simkhovich, G. Bartal, M. Orenstein // Phys. Rev. X. - 2020. - Т. 10, вып. 1. - С. 011071.
- 107. Seebeck effect in magnetic tunnel junctions / M. Walter, J. Walowski [и др.] // Nat. Mater. — 2011. — Т. 10, № 10. — С. 742.
- 108. Ferromagnetic properties of some new metallic glasses / R. C. O'Handley,
 R. Hasegawa, R. Ray, C.-P. Chou // Appl. Phys. Lett. 1976. T. 29,
 № 6. C. 330-332.
- 109. Walowski, J. Physics of laser heated ferromagnets: Ultrafast demagnetization and magneto-Seebeck effect : дис. . . . канд. / Walowski J. — Niedersächsische Staats-und Universitätsbibliothek Göttingen, 2012. — С. 24.

- 110. Ultrafast magnetization dynamics in ferromagnetic cobalt: The role of the anisotropy / J.-Y. Bigot, M. Vomir, L. H. F. Andrade, E. Beaurepaire // Chem. Phys. 2005. T. 318, № 1/2. C. 137-146.
- 111. Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization /
 B. Koopmans, G. Malinowski, F. Dalla Longa, D. Steiauf, M. Fähnle, T. Roth,
 M. Cinchetti, M. Aeschlimann // Nat. Mater. 2010. T. 9, № 3. C. 259-265.
- Gurevich, A. G. Magnetization oscillations and waves / A. G. Gurevich, G. A. Melkov. - CRC press, 1996.
- 113. Suhl, H. Ferromagnetic Resonance in Nickel Ferrite Between One and Two Kilomegacycles / H. Suhl // Phys. Rev. — 1955. — Т. 97, вып. 2. — С. 555—557.
- 114. Kittel, C. Theory of the Temperature Dependence of the Magnetoelastic Constants of Cubic Crystals / C. Kittel, J. H. Van Vleck // Phys. Rev. – 1960. — Т. 118, вып. 5. — С. 1231—1232.
- 115. Callen, E. Magnetostriction, Forced Magnetostriction, and Anomalous Thermal Expansion in Ferromagnets / E. Callen, H. B. Callen // Phys. Rev. - 1965. - T. 139, 2A. - A455-A471.
- 116. O'Handley, R. C. Temperature dependence of magnetostriction in Fe₈₀B₂₀ glass / R. C. O'Handley // Solid State Commun. 1977. T. 22, № 8. C. 485-488.
- 117. Barandiarán, J. M. Magneto-elasticity in amorphous ferromagnets: Basic principles and applications / J. M. Barandiarán, J. Gutiérrez, A. García-Arribas // phys. status solidi (a). — 2011. — T. 208, № 10. — C. 2258—2264.
- 118. Isogami, S. Strain Mediated in-Plane Uniaxial Magnetic Anisotropy in Amorphous CoFeB Films Based on Structural Phase Transitions of BaTiO₃ Single-Crystal Substrates / S. Isogami, T. Taniyama // phys. status solidi (a). - 2018. - T. 215, № 6. - C. 1700762.
- Resonant driving of magnetization precession in a ferromagnetic layer by coherent monochromatic phonons / J. V. Jäger, A. V. Scherbakov, B. A. Glavin, A. S. Salasyuk, R. P. Campion, A. W. Rushforth,

D. R. Yakovlev, A. V. Akimov, M. Bayer // Phys. Rev. B. — 2015. — Т. 92, вып. 2. — 020404(R).

- 120. All-optical subnanosecond coherent spin switching in thin ferromagnetic layers / E. Carpene, C. Piovera, C. Dallera, E. Mancini, E. Puppin // Phys. Rev. B. 2011. Т. 84, вып. 13. С. 134425.
- 121. The ultimate speed of magnetic switching in granular recording media /
 I. Tudosa, C. Stamm, A. B. Kashuba, F. King, H. C. Siegmann, J. Stöhr,
 G. Ju, B. Lu, D. Weller // Nature. 2004. T. 428. C. 831.
- 122. Fundamentals and perspectives of ultrafast photoferroic recording / A. V. Kimel, A. M. Kalashnikova, A. Pogrebna, A. K. Zvezdin // Phys. Rep. - 2020.
- 123. Study and tailoring spin dynamic properties of CoFeB during rapid thermal annealing / Y. Zhang, X. Fan, W. Wang, X. Kou, R. Cao, X. Chen, C. Ni, L. Pan, J. Q. Xiao // Appl. Phys. Lett. - 2011. - T. 98, № 4. - C. 042506.
- 124. Effect of $(Co_x Fe_{1-x})_{80}B_{20}$ Composition on the Magnetic Properties of the Free Layer in Double-Barrier Magnetic Tunnel Junctions / S. Srivastava, A. P. Chen [и др.] // Phys. Rev. Applied. 2018. Т. 10, вып. 2. С. 024031.
- 125. Tunable short-wavelength spin wave excitation from pinned magnetic domain walls / B. Van de Wiele, S. J. Hämäläinen, P. Baláž, F. Montoncello, S. Van Dijken // Sci. Rep. 2016. T. 6. C. 21330.
- 126. Reconfigurable magnetic logic based on the energetics of pinned domain walls / D. López González, A. Casiraghi, B. Van de Wiele, S. Van Dijken // Appl. Phys. Lett. - 2016. - T. 108, № 3. - C. 032402.
- 127. Spin reorientation transition in CoFeB/MgO/CoFeB tunnel junction enabled by ultrafast laser-induced suppression of perpendicular magnetic anisotropy / L. A. Shelukhin, R. R. Gareev, V. Zbarsky, J. Walowski, M. Münzenberg, N. A. Pertsev, A. M. Kalashnikova // Nanoscale. — 2022. — Т. 14, вып. 22. — C. 8153—8162.
- *Zhu*, *J.-G.* Magnetic tunnel junctions / J.-G. Zhu, C. Park // Mater. Today. –
 2006. T. 9, № 11. C. 36–45.
- 129. Julliere, M. Tunneling between ferromagnetic films / M. Julliere // Phys. Lett. - 1975. - T. 54, № 3. - C. 225-226.

- 130. Magnetic tunnel junctions for spintronic memories and beyond / S. Ikeda,
 J. Hayakawa, Y. M. Lee, F. Matsukura, Y. Ohno, T. Hanyu, H. Ohno //
 IEEE Trans. Electron Devices. 2007. T. 54, № 5. C. 991-1002.
- 131. Slonczewski, J. C. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier / J. C. Slonczewski // Phys. Rev. B. – 1989. – Т. 39, вып. 10. – С. 6995–7002.
- 132. Slonczewski, J. C. Theory of voltage-driven current and torque in magnetic tunnel junctions / J. C. Slonczewski, J. Z. Sun // J. Magn. Magn. Mater. — 2007. — T. 310, 2, Part 1. — C. 169—175. — Proceedings of the 17th International Conference on Magnetism.
- 133. Spin-orbit torque magnetization switching of a three-terminal perpendicular magnetic tunnel junction / M. Cubukcu, O. Boulle, M. Drouard, K. Garello, C. Onur Avci, I. Mihai Miron, J. Langer, B. Ocker, P. Gambardella, G. Gaudin // Appl. Phys. Lett. 2014. T. 104, № 4. C. 042406.
- 134. Field-free switching of a perpendicular magnetic tunnel junction through the interplay of spin–orbit and spin-transfer torques / M. Wang, W. Cai [и др.] // Nat. electron. 2018. Т. 1, № 11. С. 582—588.
- 135. Single-shot dynamics of spin-orbit torque and spin transfer torque switching in three-terminal magnetic tunnel junctions / E. Grimaldi, V. Krizakova, G. Sala, F. Yasin, S. Couet, G. Sankar Kar, K. Garello, P. Gambardella // Nature Nanotech. 2020. T. 15, № 2. C. 111-117.
- 136. Neuromorphic computing with nanoscale spintronic oscillators / J. Torrejon,
 M. Riou [и др.] // Nature. 2017. Т. 547, № 7664. С. 428—431.
- 137. Spin-transfer torque memories: Devices, circuits, and systems / X. Fong,
 Y. Kim, R. Venkatesan, S. H. Choday, A. Raghunathan, K. Roy // Proc.
 IEEE. 2016. T. 104, № 7. C. 1449-1488.
- 138. Perpendicular magnetic anisotropy in CoFeB/X (X= MgO, Ta, W, Ti, and Pt) multilayers / B. Cui, C. Song, G. Y. Wang, Y. Y. Wang, F. Zeng, F. Pan // J. Alloys Compd. - 2013. - T. 559. - C. 112-115.
- 139. Effect of Mg interlayer on perpendicular magnetic anisotropy of CoFeB films in MgO/Mg/CoFeB/Ta structure / Q. L. Ma, S. Iihama, T. Kubota, X. M. Zhang, S. Mizukami, Y. Ando, T. Miyazaki // Appl. Phys. Lett. 2012. T. 101, № 12. C. 122414.

- 140. Spin-transfer torque in nanoscale magnetic devices / D. C. Ralph, Y.-T. Cui,
 L. Q. Liu, T. Moriyama, C. Wang, R. A. Buhrman // Philos. Trans. R. Soc.
 A. 2011. T. 369, № 1951. C. 3617-3630.
- 141. Domain structure in CoFeB thin films with perpendicular magnetic anisotropy / M. Yamanouchi, A. Jander, P. Dhagat, S. Ikeda, F. Matsukura, H. Ohno // IEEE Magn. Lett. 2011. T. 2. C. 3000304-3000304.
- 142. Jensen, P. J. Direction of the magnetization of thin films and sandwiches as a function of temperature / P. J. Jensen, K. H. Bennemann // Phys. Rev. B. 1990. Т. 42, вып. 1. С. 849-855.
- 143. Temperature dependence of the voltage-controlled perpendicular anisotropy in nanoscale MgO/CoFeB/Ta magnetic tunnel junctions / J. G. Alzate, P. Khalili Amiri, G. Yu, P. Upadhyaya, J. A. Katine, J. Langer, B. Ocker, I. N. Krivorotov, K. L. Wang // Appl. Phys. Lett. 2014. T. 104, № 11. C. 112410.
- 144. Temperature dependence of perpendicular magnetic anisotropy in CoFeB thin films / Y. Fu, I. Barsukov, J. Li, A. M. Gon çalves, C. C. Kuo, M. Farle, I. N. Krivorotov // Appl. Phys. Lett. 2016. T. 108, № 14. C. 142403.
- 145. Temperature dependence of the interfacial magnetic anisotropy in W/CoFeB/MgO / K.-M. Lee, J. W. Choi, J. Sok, B.-C. Min // AIP Advances. - 2017. - T. 7, № 6. - C. 065107.
- 146. Temperature-dependent properties of CoFeB/MgO thin films: Experiments versus simulations / H. Sato, P. Chureemart, F. Matsukura, R. W. Chantrell, H. Ohno, R. F. L. Evans // Phys. Rev. B. 2018. Т. 98, вып. 21. С. 214428.
- 147. Ultrafast control of magnetic interactions via light-driven phonons /
 D. Afanasiev, J. R. Hortensius, B. A. Ivanov, A. Sasani, E. Bousquet,
 Y. M. Blanter, R. V. Mikhaylovskiy, A. V. Kimel, A. D. Caviglia // Nat.
 Mater. 2021. T. 20, № 5. C. 607-611.
- 148. Dynamics of electron-magnon interaction and ultrafast demagnetization in thin iron films / E. Carpene, E. Mancini, C. Dallera, M. Brenna, E. Puppin, S. De Silvestri // Phys. Rev. B. 2008. Т. 78, вып. 17. С. 174422.

- 149. Laser-induced manipulation of magnetic anisotropy and magnetization precession in an ultrathin cobalt wedge / J. Kisielewski, A. Kirilyuk, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, A. Kimel, T. Rasing, L. T. Baczewski, A. Wawro // Phys. Rev. B. 2012. Т. 85, вып. 18. С. 184429.
- 150. Temperature scaling of two-ion anisotropy in pure and mixed anisotropy systems / R. F. L. Evans, L. Rózsa, S. Jenkins, U. Atxitia // Phys. Rev. B. 2020. Т. 102, вып. 2. С. 020412.
- 151. Jung, J. H. Perpendicular magnetic anisotropy properties of CoFeB/Pd multilayers / J. H. Jung, S. H. Lim, S.-R. Lee // J. Nanosci. Nanotechnol. – 2011. – T. 11, № 7. – C. 6233–6236.
- 152. Femtosecond laser-heating effect on the magnetization dynamics in perpendicularly magnetized Ta/CoFeB/MgO film / B. Liu, L. Yang, X. Ruan, J.-W. Cai, L. He, H. Meng, J. Wu, Y. Xu // New J. Phys. — 2019. — T. 21, № 5. — C. 053032.
- 153. Phase-controllable spin wave generation in iron garnet by linearly polarized light pulses / I. Yoshimine, T. Satoh, R. Iida, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, T. Shimura // J. Appl. Phys. 2014. T. 116, № 4. C. 043907.
- 154. Excitation of magnetic precession in bismuth iron garnet via a polarizationindependent impulsive photomagnetic effect / В. Koene, М. Deb, Е. Popova, N. Keller, T. Rasing, A. Kirilyuk // Phys. Rev. B. — 2015. — Т. 91, вып. 18. — C. 184415.
- 155. Photoinduced magnetization enhancement in two-dimensional weakly anisotropic Heisenberg magnets / A. Caretta, M. C. Donker, A. O. Polyakov, T. T. M. Palstra, P. H. M. van Loosdrecht // Phys. Rev. B. - 2015. - Т. 91, вып. 2. - С. 020405.
- 156. Inertia-driven spin switching in antiferromagnets / A. V. Kimel, B. A. Ivanov,
 R. V. Pisarev, P. A. Usachev, A. Kirilyuk, T. Rasing // Nat. Phys. 2009. T. 5, № 10. C. 727.
- 157. Control of the Ultrafast Photoinduced Magnetization across the Morin Transition in DyFeO₃ / D. Afanasiev, B. A. Ivanov, A. Kirilyuk, T. Rasing, R. V. Pisarev, A. V. Kimel // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Т. 116, вып. 9. — С. 097401.

- 158. Winkler, G. Magnetic garnets / G. Winkler. Vieweg Braunschweig, 1981. xv, 735 p. :
- 159. Proceedings of the International School of Physics"Enrico Fermi,"Course LXX / S. Geller, A. Paoletti, P. Hansen, J. C. Slonczewski, A. P. Malozemoff, P. E. Wigen, R. W. Teale, A. Tucciarone, U. Enz, J. F. Dillon [и др.]. 1978.
- 160. Spencer, E. G. Magnetoacoustic Resonance in Yttrium Iron Garnet / E. G. Spencer, R. C. LeCraw // Phys. Rev. Lett. — 1958. — Т. 1, вып. 7. — C. 241—243.
- 161. Fetisov, Y. K. Electric field tuning characteristics of a ferrite-piezoelectric microwave resonator / Y. K. Fetisov, G. Srinivasan // Appl. Phys. Lett. – 2006. — T. 88, № 14. — C. 143503.
- 162. Switching and modulation of light in magneto-optic waveguides of garnet films / P. Tien, R. Martin, R. Wolfe, R. Le Craw, S. Blank // Appl. Phys. Lett. - 1972. - T. 21, № 8. - C. 394-396.
- 163. Magnetophotonic crystals / M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P. B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, A. Granovsky // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2006. – T. 39, № 8. – R151–R161.
- 164. Magnetoplasmonics: Combining Magnetic and Plasmonic Functionalities / G. Armelles, A. Cebollada, A. García-Martín, M. U. González // Adv. Opt. Mater. 2013. T. 1, № 1. C. 10-35.
- 165. Eschenfelder, A. H. Magnetic Bubble Technology / A. H. Eschenfelder. Springer Berlin Heidelberg, 1980. – (Springer Series in Solid-State Sciences 14).
- 166. Kruglyak, V. V. Magnonics / V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov,
 D. Grundler // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. T. 43, № 26. C. 264001.
- 167. Spin Hall Magnetoresistance Induced by a Nonequilibrium Proximity Effect / H. Nakayama, M. Althammer [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Т. 110, вып. 20. — С. 206601.
- 168. Magnetic Anisotropy and Phase Transitions in Co-Doped Yttrium Iron Garnet Films / Tekielak, M., Andrä, W., Maziewski, A., Taubert, J. // J. Phys. IV France. - 1997. - T. 7, № C1. - C. 461-462.

- 169. High-temperature photomagnetism in Co-doped yttrium iron garnet films / A. B. Chizhik, I. I. Davidenko, A. Maziewski, A. Stupakiewicz // Phys. Rev. B. - 1998. - Т. 57, вып. 22. - С. 14366-14369.
- 170. Properties of epitaxial (210) iron garnet films exhibiting the magnetoelectric effect / G. V. Arzamastseva, A. M. Balbashov, F. V. Lisovskii, E. G. Mansvetova, A. G. Temiryazev, M. P. Temiryazeva // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2015. T. 120, № 4. C. 687—701.
- 171. Second harmonic generation in anisotropic magnetic films / V. N. Gridnev,
 V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, A. Kirilyuk, T. Rasing // Phys. Rev. B. –
 2001. Т. 63, вып. 18. С. 184407.
- Magnetic anisotropies in (210)-oriented bismuth substituted iron garnet thin films / I. Nistor, C. Holthaus, S. Tkachuk, I. D. Mayergoyz, C. Krafft // J. Appl. Phys. 2007. T. 101, № 9. C. 09C526.
- 173. Hansen, P. Growth-induced uniaxial anisotropy of bismuth-substituted irongarnet films / P. Hansen, K. Witter // J. Appl. Phys. - 1985. - T. 58, № 1. -C. 454-459.
- 174. Impulsive Generation of Coherent Magnons by Linearly Polarized Light in the Easy-Plane Antiferromagnet FeBO₃ / A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev, V. N. Gridnev, A. Kirilyuk, T. Rasing // Phys. Rev. Lett. 2007. Т. 99, вып. 16. С. 167205.
- Impulsive excitation of coherent magnons and phonons by subpicosecond laser pulses in the weak ferromagnet FeBO₃ / A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev, V. N. Gridnev, P. A. Usachev, A. Kirilyuk, T. Rasing // Phys. Rev. B. 2008. T. 78, вып. 10. C. 104301.
- 176. Gridnev, V. N. Phenomenological theory for coherent magnon generation through impulsive stimulated Raman scattering / V. N. Gridnev // Phys. Rev. B. - 2008. - Т. 77, вып. 9. - С. 094426.
- 177. General Features of Photoinduced Spin Dynamics in Ferromagnetic and Ferrimagnetic Compounds / T. Ogasawara, K. Ohgushi, Y. Tomioka, K. S. Takahashi, H. Okamoto, M. Kawasaki, Y. Tokura // Phys. Rev. Lett. – 2005. — Т. 94, вып. 8. — С. 087202.

- 178. Кричевцов, Б. Б. Гигантский линейный магнитоэлектрический эффект в пленках ферритов-гранатов / Б. Б. Кричевцов, В. В. Павлов, Р. В. Писарев // Письма в ЖЭТФ. — 1989. — Т. 49, № 8. — С. 466—469.
- 179. Hansen, P. Magnetic and magneto-optic properties of lead- and bismuthsubstituted yttrium iron garnet films / P. Hansen, K. Witter, W. Tolksdorf // Phys. Rev. B. - 1983. - Т. 27, вып. 11. - С. 6608-6625.
- 180. General conditions for growth-induced anisotropy in garnets / E. M. Gyorgy,
 A. Rosencwaig, E. I. Blount, W. J. Tabor, M. E. Lines // Appl. Phys. Lett. –
 1971. T. 18, № 11. C. 479–480.
- 181. Artman, J. O. Ferromagnetic Resonance in Metal Single Crystals / J. O. Artman // Phys. Rev. 1957. Т. 105, вып. 1. С. 74—84.
- 182. Davies, J. E. The design of single crystal materials for magnetic bubble domain applications / J. E. Davies, E. A. Giess // J. Mater. Sci. 1975. T. 10, № 12. C. 2156-2170.
- 183. Nonthermal ultrafast optical control of the magnetization in garnet films / F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, T. Rasing // Phys. Rev. B. 2006. Т. 73, вып. 1. С. 014421.
- 184. Controlling coherent and incoherent spin dynamics by steering the photoinduced energy flow / D. Bossini, A. M. Kalashnikova, R. V. Pisarev, T. Rasing, A. V. Kimel // Phys. Rev. B. — 2014. — Т. 89, вып. 6. — C. 060405.
- 185. Scott, G. B. Absorption spectra of Y₃Fe₅O₁₂ (YIG) and Y₃Ga₅O₁₂: Fe³⁺ / G. B. Scott, D. E. Lacklison, J. L. Page // Phys. Rev. B. 1974. T. 10, вып. 3. С. 971-986.
- 186. Magnon Accumulation by Clocked Laser Excitation as Source of Long-Range Spin Waves in Transparent Magnetic Films / M. Jäckl, V. I. Belotelov, I. A. Akimov, I. V. Savochkin, D. R. Yakovlev, A. K. Zvezdin, M. Bayer // Phys. Rev. X. - 2017. - Т. 7, вып. 2. - С. 021009.
- 187. Generation of spin waves by a train of fs-laser pulses: a novel approach for tuning magnon wavelength / I. V. Savochkin, M. Jäckl [и др.] // Sci. Rep. — 2017. — Т. 7, № 1. — С. 5668.

- 188. Magnetization dynamics in epitaxial films induced by femtosecond optical pulses near the absorption edge / I. V. Savochkin, M. A. Kozhaev, A. I. Chernov, A. N. Kuz'michev, A. K. Zvezdin, V. I. Belotelov // Phys. Solid State. - 2017. - T. 59, № 5. - C. 904-908.
- 189. Pitaevskii, L. P. Electric forces in a transparent dispersive medium /
 L. P. Pitaevskii // Sov. Phys. JETP. 1961. T. 12, № 5. C. 1008-1013.
- 190. Pershan, P. S. Theoretical Discussion of the Inverse Faraday Effect, Raman Scattering, and Related Phenomena / P. S. Pershan, J. P. van der Ziel, L. D. Malmstrom // Phys. Rev. 1966. Т. 143, вып. 2. С. 574—583.
- 191. Laser-induced magnetization dynamics in a cobalt/garnet heterostructure / M. Pashkevich, A. Stupakiewicz, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Stognij, N. Novitskii, A. Maziewski, T. Rasing // EPL. 2014. T. 105, № 2. C. 27006.
- 192. Distinguishing the laser-induced spin precession excitation mechanism in Fe/MgO(001) through field orientation dependent measurements / T. P. Ma, S. F. Zhang, Y. Yang, Z. H. Chen, H. B. Zhao, Y. Z. Wu // J. Appl. Phys. 2015. T. 117, № 1. C. 013903.
- 193. Shumate Jr, P. W. The temperature dependence of the anisotropy field and coercivity in epitaxial films of mixed rare-earth iron garnets / P. W. Shumate Jr, D. H. Smith, F. B. Hagedorn // J. Appl. Phys. 1973. T. 44, № 1. C. 449–454.
- 194. Inoue, F. Thermomagnetic writing in magnetic garnet films / F. Inoue,
 A. Itoh, K. Kawanishi // Jpn. J. Appl. Phys. 1980. T. 19, № 11. C. 2105.