

**Министерство науки и высшего образования Российской Федерации**  
**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ**  
**“Национальный исследовательский университет ИТМО”**

**ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА**

**СВЕРХБЫСТРОЕ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЕ  
РАЗМАГНИЧИВАНИЕ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ГАЛФЕНОЛА**

Автор Кунту Дарья Вадимовна  
(Фамилия, Имя, Отчество)

Направление подготовки (специальность) 16.04.01  
(код, наименование)  
Техническая физика

Квалификация магистр  
(бакалавр, магистр)\*

Руководитель ВКР Калашникова А.М., PhD  
(Фамилия, И., О., ученое звание, степень)

Санкт-Петербург, 2020 г.

Обучающийся Кунту Дарья Владимовна  
Группа Z42781 Факультет/институт/кластер Физико-технический факультет  
Направленность (профиль), специализация 16.04.01 Техническая физика  
Фотоника диэлектриков и полупроводников

Дата защиты “ 16 ” июня 20 20г.

Секретарь ГЭК Шикер Анна Юрьевна  
(ФИО)

**Министерство науки и высшего образования Российской Федерации**  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
**"НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИТМО"**

**УТВЕРЖДАЮ**

Руководитель ОП

Лимонов М.Ф.

(подпись)

« 10 » « декабря » 2019 г.

**ЗАДАНИЕ**  
**НА ВЫПУСКНУЮ КВАЛИФИКАЦИОННУЮ РАБОТУ**

Обучающийся Кунту Дарья Вадимовна

Группа Z42781 Факультет/институт/кластер Физико-технический факультет

Квалификация Магистр

Направление подготовки 16.04.01 Техническая физика

Направленность (профиль) образовательной программы  
Фотоника диэлектриков и полупроводников

Специализация Нанопотоника

Тема ВКР Сверхбыстрое лазерно-индуцированное размагничивание в тонких пленках галфенола

Руководитель Калашникова Александра Михайловна, Университет ИТМО, ведущий научный сотрудник, PhD

**2 Срок сдачи студентом законченной работы** « 01 » « июня » 2020г.

**3 Техническое задание и исходные данные к работе**

Экспериментально исследовать лазерно-индуцированное сверхбыстрое размагничивание в тонких пленках ферромагнитного металла галфенола  $Fe_{0.81}Ga_{0.19}$  (FeGa). Объекты исследования: серия образцов пленок FeGa толщиной от 4 до 100 нм, выращенных на подложке GaAs, а также многослойные образцы FeGa(7 нм)/Cu(5 нм)/GaAs и FeGa(7 нм)/Cu(5 нм)/FeGa(4 нм)/GaAs. Выявить факторы, влияющие на характер динамики намагниченности, в том числе влияние толщины пленки и границы раздела галфенола с медью и арсенидом галлия. Выполнить расчеты сверхбыстрого размагничивания на основе микроскопической трех-температурной (МЗТМ) модели. Сопоставить экспериментальные данные с результатами расчетов, и сделать выводы о согласии и расхождениях экспериментальных данных с теоретической моделью.

#### **4 Содержание выпускной квалификационной работы (перечень подлежащих разработке вопросов)**

1) Обзор литературы по сверхбыстрому размагничиванию

2) Описание актуальности поставленной задачи

3) Описание экспериментальной методики и особенностей исследуемых структур

4) Наглядное представление полученных экспериментальных результатов и их анализ, выявление закономерностей в полученных данных, в частности, зависимостей степени и времени размагничивания от толщины слоя галфенола.

5) Моделирование лазерно-индуцированного размагничивания на основе МЗТМ- модели

6) Сопоставление результатов моделирования и экспериментальных данных

7) Выводы

#### **5 Перечень графического материала (с указанием обязательного материала)**

Данная ВКР содержит 36 рисунков

#### **6 Исходные материалы и пособия**

1. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and T. Rasing, Ultrafast optical manipulation of magnetic order.// Rev.Mod.Phys. 2010. Vol. 82. P. 2731.

2. B. Koopmans, G. Malinowski, F. Dalla Longa et al. Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization.// Nature Mater. 2010. Vol. 9, P. 259.

3. M. Battiato, K. Carva, and P. M. Oppeneer, Superdiffusive Spin Transport as a Mechanism of Ultrafast Demagnetization.// Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 105, P. 027203.

7 **Дата выдачи задания** « 10 » « декабря » 2019 г.

Руководитель ВКР Калашникова Александра Михайловна  
(ФИО)

**Министерство науки и высшего образования Российской Федерации**  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
**"НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИТМО"**

## АННОТАЦИЯ

### ВЫПУСКНОЙ КВАЛИФИКАЦИОННОЙ РАБОТЫ

Обучающийся Кунту Дарья Вадимовна

Наименование темы ВКР: Сверхбыстрое лазерно-индуцированное размагничивание в тонких пленках галфенола

Наименование организации, где выполнена ВКР Университет ИТМО

#### ХАРАКТЕРИСТИКА ВЫПУСКНОЙ КВАЛИФИКАЦИОННОЙ РАБОТЫ

1 Цель исследования Поиск способов управления лазерно-индуцированным сверхбыстрым размагничиванием в тонких пленках ферромагнитного металла

2 Задачи, решаемые в ВКР \_\_\_\_\_

1) Экспериментальное исследование сверхбыстрого размагничивания в тонких пленках ферромагнитного металла галфенола  $Fe_{0.81}Ga_{0.19}$  (FeGa)

2) Установление факторов, влияющих на динамику и величину размагничивания, таких как толщина пленки и граница раздела с другими материалами

3) Моделирование лазерно-индуцированного размагничивания с использованием микроскопической трех-температурной (МЗТМ) модели и сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными.

3 Число источников, использованных при составлении обзора 15

4 Полное число источников, использованных в работе 23

5 В том числе источников по годам

Отечественных			Иностраных		
Последние 5 лет	От 5 до 10 лет	Более 10 лет	Последние 5 лет	От 5 до 10 лет	Более 10 лет
1	-	-	5	9	8

6 Использование информационных ресурсов Internet нет

7 Использование современных пакетов компьютерных программ и технологий (Указать, какие именно, и в каком разделе работы)

Пакеты компьютерных программ и технологий	Параграф работы
Matlab	разделы 3,4

8 Краткая характеристика полученных результатов

1) Экспериментально получены кривые размагничивания в тонких пленках галфенола на подложке GaAs с толщиной слоя FeGa 4, 5, 10, 20, 50 и 100 нм, а также в многослойных образцах FeGa(7 нм)/Cu(5 нм)/GaAs и FeGa(7 нм)/Cu(5 нм)/FeGa(4 нм)/GaAs. Выявлено существенное отличие характера динамики сверхбыстрого размагничивания в пленке 4 нм от пленок с большей толщиной и многослойных образцов.

2) Обнаружено влияние толщины пленки на степень сверхбыстрого размагничивания, при увеличении толщины степень размагничивания уменьшается для фиксированной плотности энергии в лазерном импульсе.

3) Границы раздела с Si и GaAs оказывают влияние на величину и время размагничивания, граница раздела с GaAs также оказывает существенное влияние на характер размагничивания.

4) При сопоставлении результатов расчетов по МЗТМ-модели выявлено качественное соответствие экспериментальных и расчетных кривых временных зависимостей сверхбыстрого размагничивания для пленок FeGa толщиной 5 нм и более.

5)

Теоретическая модель не выявляет изменения характера сверхбыстрого размагничивания при уменьшении толщины пленки до 4 нм, наблюдаемого в эксперименте. Мы предполагаем, что такое несоответствие указывает на то, что в пленке с малой толщиной существенное влияние на размагничивание оказывают такие факторы, как спин-орбитальное взаимодействие на границе раздела с GaAs, отличное от объемного и супердиффузионный транспорт, которые не включены в МЗТМ-модель.

9 Полученные гранты, при выполнении работы нет

10 Наличие публикаций и выступлений на конференциях по теме выпускной работы да

а)1) Кунту, Д.В. Сверхбыстрое лазерно-индуцированное размагничивание в тонких пленках галфенола. Международная Зимняя школа по физике полупроводников – 2020. Научные сообщения молодых ученых. Санкт-Петербург – Зеленогорск, 2020

(Библиографическое описание публикаций)

б)1) Международная Зимняя школа по физике полупроводников – 2020, Санкт-Петербург – Зеленогорск, 2020: Д.В. Кунту, “Сверхбыстрое лазерно-индуцированное размагничивание в тонких пленках галфенола.” (постер)

(Библиографическое описание выступлений на конференциях)

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	5
1 Обзор литературы.....	6
1.1 Сверхбыстрое лазерно-индуцированное размагничивание в ферромагнитных металлах.....	6
1.2 Актуальность работы.....	9
1.3 Цель и задачи работы.....	10
2 Экспериментальная методика.....	12
2.1 Методика двуцветной магнитооптической накачки-зондирования.....	12
2.2 Тонкие пленки галфенола FeGa и многослойные структуры на подложках GaAs.....	16
2.3 Интерпретация результатов измерений.....	20
3 Экспериментальные результаты.....	24
3.1 Лазерно-индуцированная динамика намагниченности для различных типов структур.....	24
3.2 Зависимость времени и степени размагничивания от плотности энергии импульса накачки.....	39
4 Моделирование лазерно-индуцированного размагничивания.....	44
4.1 Микроскопическая трех-температурная модель.....	44
4.2 Сопоставление с экспериментальными результатами.....	48
4.3 Особенности динамики размагничивания для структур, в которых присутствует граница раздела с GaAs.....	52
Заключение.....	56
Благодарности.....	58
Список использованных источников.....	59

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ведется поиск новых и усовершенствованных подходов к управлению намагниченностью на сверхкоротких временных (менее 100 пикосекунд) и сверхмалых пространственных (нанометровых) масштабах. Воздействие фемтосекундными лазерными импульсами позволяет изменять магнитное состояние материалов и наноструктур на пико- и даже суб-пикосекундных временах [1]. Уже известен целый ряд процессов, возникающих при воздействии таких импульсов на магнитные материалы и приводящих к быстрому изменению величины или направления намагниченности [1; 2]. Среди таких процессов одним из самых важных и, в тоже время, не получившим до сих пор однозначной теоретической интерпретации является сверхбыстрое лазерно-индуцированное размагничивание, которое было впервые обнаружено в 1996 году [3]. Сверхбыстрое размагничивание лежит в основе полностью оптического переключения намагниченности [4], которое может быть использовано в устройствах записи и хранения информации. В данной работе экспериментально исследовано сверхбыстрое лазерно-индуцированное размагничивание в тонких пленках ферромагнитного металла галфнола. Также изучено влияние на параметры динамики размагничивания таких факторов, как толщина ферромагнитной пленки и граница раздела с другими материалами.



# 1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

## 1.1 Сверхбыстрое лазерно-индуцированное размагничивание в ферромагнитных металлах

Управление намагниченностью материала представляет собой интересную и актуальную научную проблему, как перспектива для усовершенствования и разработки новых устройств записи и хранения информации. Использование оптического излучения позволяет изменять магнитное состояние веществ на очень малых пространственных и временных масштабах, в то время как приложение исключительно магнитного поля не позволяет достигнуть временного разрешения менее, чем порядка пикосекунд [1]. Современные оптические лазерные системы дают возможность получать субпикосекундные, а также фемтосекундные оптические импульсы, что позволяет в перспективе увеличить быстродействие и производительность разрабатываемых функциональных элементов для информационных технологий.

Воздействие лазерным импульсом на магнитный материал может индуцировать такие явления, как прецессия намагниченности [5], магнитостатические спиновые волны [6], а также полностью оптическое переключение намагниченности [4] и сверхбыстрое размагничивание [3].

Сверхбыстрое лазерно-индуцированное размагничивание представляет собой уменьшение намагниченности материала при воздействии короткого оптического лазерного импульса. В работе [3] было впервые экспериментально показано, что в результате воздействия 50-фемтосекундным лазерным импульсом намагниченность в тонких пленках ферромагнитного металла никеля существенно уменьшается на временных масштабах порядка 100 фс, то есть сравнимых с длительностью самого импульса. В 2007 году в работе [4] было впервые продемонстрировано

полностью оптическое переключение намагниченности одиночными лазерными импульсами, в основе которого лежит сверхбыстрое размагничивание. Однако микроскопические механизмы процесса сверхбыстрого размагничивания остаются предметом активного обсуждения в научном сообществе.

На настоящий момент показано, что в основе сверхбыстрого размагничивания лежит сложная динамика электронной, решеточной и спиновой подсистем материала, возникающая при оптическом возбуждении [7]. На данный момент известны два основных подхода к описанию динамики процессов, происходящих в магнитных металлах при оптическом возбуждении. Полуклассическая модель, предложенная в работе [8], подразумевает численное решение уравнений диффузии для возбуждаемых лазерным импульсом электронов в тонком слое ферромагнитного металла. Перенос поляризованных по спину электронов в супердиффузионном режиме определяет характерные времена процесса размагничивания около 200 фс для никеля, что не противоречит имеющимся экспериментальным данным. Однако наиболее распространенными моделями сверхбыстрого размагничивания являются модели, основанные на введении эффективных температур различных подсистем и взаимодействий между ними. Еще в первой работе по сверхбыстрому размагничиванию [3] было предложено описывать динамику взаимодействия между тремя подсистемами в металле – электронам, решеткой и спинами – при возбуждении лазерным импульсом путем сопоставления каждой подсистеме лазерно-индуцированных изменений эффективных температур. Такая модель получила название трех-температурная модель (ЗТМ-модель). Рисунке 1 схематично изображено взаимодействие этих подсистем. Данный подход был развит далее в работе [7] путем учета временных масштабов и особенностей передачи энергии и углового момента между электронной, решеточной и спиновой

подсистемами, и разработке микроскопической трех-температурной (МЗТМ) модели.

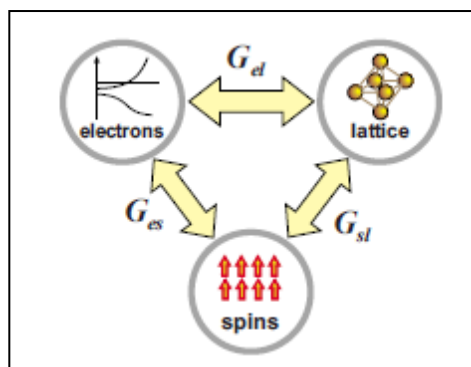


Рисунок 1 – Три резервуара энергии и углового момента, рассматриваемые в ЗТМ модели,  $G$  – параметры взаимодействия между соответствующими системами. Рисунок взят из работы [1]

В рамках МЗТМ-модели, благодаря учету различий электронных конфигураций и природы магнитного упорядочения в переходном металле никеле (3d-электроны) и редкоземельном металле гадолинии (4f-электроны), удалось объяснить экспериментально обнаруженные существенные отличия в динамике намагниченности в этих двух типах ферромагнитных металлов [7]. Однако, несмотря на то, что имеющиеся модели находятся в разумном согласии с частью экспериментальных данных, в научном сообществе продолжается активная дискуссия в отношении строгого описания микроскопических процессов, происходящих в магнитных металлах при воздействии лазерных импульсов. Также важной фундаментальной задачей является и экспериментальное изучение влияния различных факторов на сверхбыстрое размагничивание, таких как параметры ферромагнитных материалов и структур на их основе, а также характер их границы раздела с другими материалами.

## 1.2 Актуальность работы

Интерес к сверхбыстрому лазерно-индуцированному размагничиванию обусловлен не только его сложной природой, но и тем, что оно лежит в основе явления полностью оптического переключения намагниченности [4]. Такое переключение было впервые реализовано в металлическом ферримагнетике  $GdFeCo$  и основывается на возможности индуцировать 100% размагничивание в магнитных подрешетках гадолиния и железа и на разной скорости их размагничивания [9]. Уже показано, что такое переключение можно реализовать на нанометровых пространственных масштабах [10]. Перспективой использования фемтосекундных лазерных импульсов для переключения намагниченности является разработка новых систем записи и обработки информации. С учетом того, что современные требования к подобным системам включают энергоэффективность, компактность, высокую плотность и скорость записи информации, использование явления полностью оптического переключения намагниченности может стать решением проблем, возникающих при разработке новых устройств хранения и обработки информации [11].

Так, реализованный в термомагнитной записи (heat-assisted magnetic recording, HAMR) подход, в котором переключение намагниченности реализуется импульсом магнитного поля в домене, предварительно «разогретом» лазерным импульсом, позволил сократить размер области, в которой хранится бит с 7-9 нм до 3-5 нм, а также уменьшить необходимую напряженность магнитного поля, используемого для записи [12]. Полностью оптическое переключение намагниченности, для реализации которого не нужно магнитное поле, может дать еще более существенный выигрыш как в скорости, так и в энергоэффективности. Кроме того, имеются результаты по

конструированию композитных ферромагнетиков – гетероструктур, состоящих из тонких слоев различных ферромагнитных материалов, связанных между собой различными взаимодействиями [13], что расширяет возможности для создания новых материалов с оптимизированными свойствами для полностью оптического переключения намагниченности. Таким образом, изучение сверхбыстрой лазерно-индуцированной динамики в тонких и сверхтонких слоях магнитных металлов и влияния интерфейсов на динамику намагниченности является актуальной экспериментальной и теоретической задачей.

### 1.3 Цель и задачи работы

Целью данной работы является поиск способов управления параметрами сверхбыстрого лазерно-индуцированного размагничивания, в частности, выявление параметров магнитных структур, влияющих на его характерные времена и величину. Для этого в ходе работы экспериментально исследовано сверхбыстрое размагничивание в тонких пленках ферромагнитного металла галфенола  $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$  (FeGa). Основной задачей работы является изучение влияния на этот процесс толщины ферромагнитной пленки и характера ее интерфейса с подложкой или другими слоями в гетероструктуре. Для решения этой задачи были проведены измерения по методике фемтосекундной магнитооптической накачки-зондирования. Исследовано сверхбыстрое размагничивание в пленках FeGa толщиной от 4 до 100 нм на подложке GaAs, а также в многослойных образцах структурах FeGa(7нм)/Cu(5нм)/GaAs и FeGa(7нм)/Cu(5нм)/FeGa(4нм)/GaAs. В качестве явления, представляющего особый интерес в данном исследовании, выбрано влияние границы раздела FeGa/GaAs на процесс размагничивания в галфеноле. Имеющиеся сведения говорят о существенном влиянии такого интерфейса на равновесную динамику намагниченности в ферромагнитных металлах [14], и в частности,

на коэффициент гильбертовского затухания прецессии намагниченности. Согласно теории, предложенной в работе [15], сверхбыстрое размагничивание связано, в том числе, с данным макроскопическим параметром, т.к. и затухание прецессии и сверхбыстрое размагничивание в рамках МЗТМ-модели основано на спин-решеточном взаимодействии. В данной работе изучено влияние такой границы раздела на неравновесную динамику намагниченности, что предоставит возможность для более полного понимания связи между особенностями процесса размагничивания и свойствами изучаемых материалов.

Таким образом, задачами, поставленными в данной работе, являются:

- 1) Экспериментально исследовать сверхбыстрое лазерно-индуцированное размагничивание в тонких пленках ферромагнитного металла галфенола  $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$  (FeGa).
- 2) Определить основные параметры, описывающие процесс сверхбыстрого размагничивания - времена и степень размагничивания, и выявить их изменения в зависимости от плотности энергии в лазерном импульсе, толщины пленки, границы раздела.
- 3) Провести моделирование процесса сверхбыстрого размагничивания в рамках микроскопической трех-температурной модели и выявить согласие или расхождение характеристик сверхбыстрого размагничивания, полученных в эксперименте и в теории.

## 2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

### 2.1 Методика двуцветной магнитооптической накачки-зондирования

Эксперимент проводится по методике фемтосекундной двуцветной магнитооптической накачки-зондирования. Возбуждение динамики намагниченности производится путем воздействия лазерным импульсом длительностью 170 фс и длиной волны 1030 нм. Схема эксперимента представлена на Рисунке 2. Образец помещен между полюсниками электромагнита, позволяющего прикладывать в плоскости образца постоянное внешнее магнитное поле  $H$  индукцией до 500 мТ, как показано на Рисунке 2.

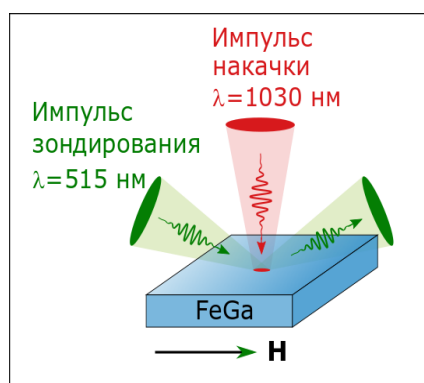


Рисунок 2 - Схема эксперимента по методике фемтосекундной магнитооптической накачки-зондирования

Детектирование изменений намагниченности производится путем измерения величины меридионального магнитооптического эффекта Керра для отраженного импульса зондирования (170 фс, 515 нм) в зависимости от времени задержки между импульсами накачки и зондирования. Меридиональный магнитооптический эффект Керра заключается в повороте плоскости поляризации  $\theta$  линейно поляризованного света при отражении от намагниченного образца. Величина угла  $\Theta$  поворота плоскости поляризации

прямо пропорциональна проекции вектора намагниченности на плоскость падения волны, и определяется формулой:

$$\Theta \cong \text{Im} \frac{n \sin \varphi (\sin \varphi \tan \varphi - \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi})}{(n^2 - 1)(n^2 - \tan^2 \varphi) \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}} Q(M_z), \quad (1)$$

где  $\varphi$ -угол падения излучения,  $n$  – комплексный показатель преломления магнитного материала,  $Q(M_z)$  – магнитооптический параметр, линейный по намагниченности. Формула приведена для случая р-поляризованного излучения [16]. Схема наблюдения меридионального эффекта Керра представлена на Рисунке 3.

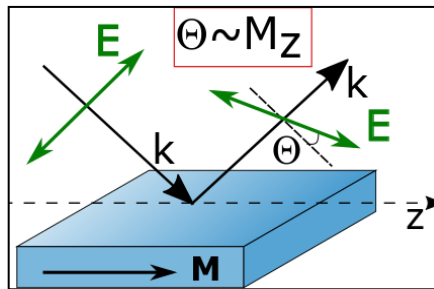


Рисунок 3 - Меридиональный магнитооптический эффект Керра

Измерение зависимости углов  $\Theta$  от времени задержки между моментом возбуждения материала импульсом накачки и моментом взаимодействия с материалом импульса зондирования позволяет получить информацию о поведении проекции намагниченности на ось  $z$  после возбуждения на временах от нескольких фемтосекунд до нескольких наносекунд. Схема экспериментальной установки представлена на Рисунке 4.



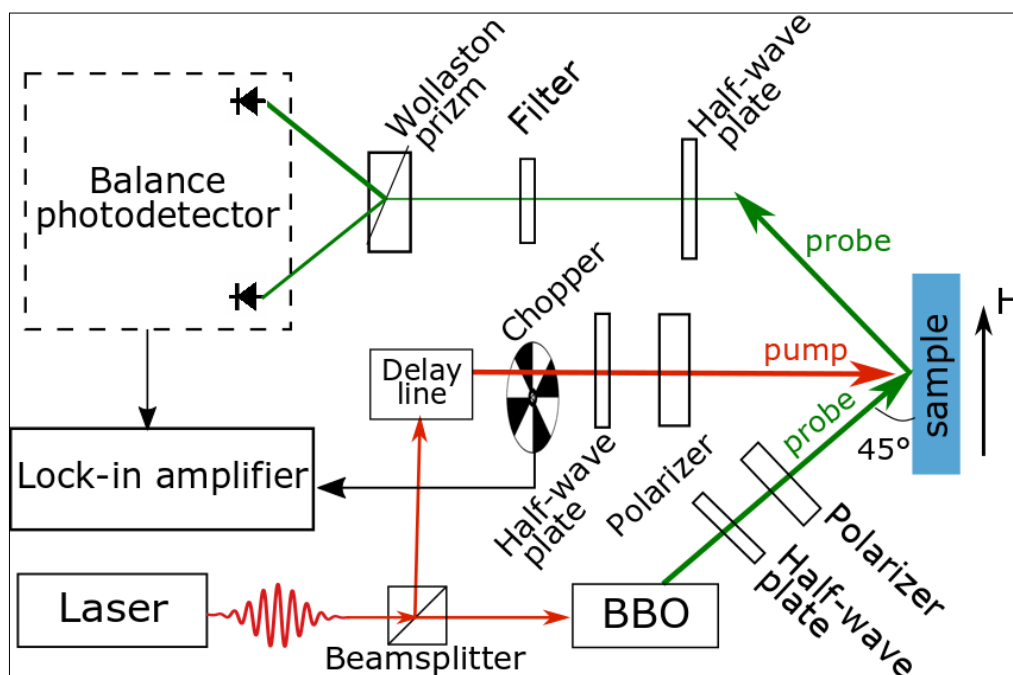


Рисунок 4 - Схема экспериментальной установки по измерению лазерно-индуцированного меридионального магнитооптического эффекта Керра

В эксперименте используется фемтосекундная лазерная система PHAROS (Light Conversion) на основе кристалла калий-гадолиниевого вольфрамата, легированного иттербием ( $\text{Yb:KGd}(\text{WO}_4)_2$ ). Для генерации второй гармоники применяется кристалл бета-бората бария (BBO). Использование кристалла позволяет разделить по длине волны импульсы накачки и зондирования. Также используется опто-механическая линия задержки (Delay line) LTS300 (ThorLabs) с диапазоном времен задержки 3 нс и минимальным шагом по времени 7 фс. Для регистрации изменений поворота плоскости поляризации  $\Delta\Theta$  импульсов зондирования используются диодный балансный фотодетектор Nirvana 2007 (Newport) и синхронный усилитель SR830 (Stanford Research Systems), диапазон рабочих частот от 1 мГц до 102 кГц.

Поворот плоскости поляризации измеряется следующим образом. После отражения от образца, линейно поляризованный импульс зондирования проходит через полуволновую пластинку и призму Волластона

и попадает на балансный фотодетектор. Перед началом измерений положение полуволновой пластинки выставляется таким образом, чтобы после прохождения призмы Воластона, разделяющей линейно поляризованный свет на две составляющие, поляризованные ортогонально друг другу, оба фотодиода в балансном фотодетекторе регистрировали равную интенсивность света (выставление баланса). После возбуждения динамики намагниченности плоскость поляризации импульса зондирования поворачивается, относительно начального положения, на некоторый угол  $\Delta\Theta$ , определяемый изменением проекции намагниченности  $\Delta M_z$  на ось  $z$  (формула 1).

Инструментально величину угла и направление поворота плоскости поляризации можно определить из разности интенсивностей излучения, зарегистрированного на двух фотодиодах балансного детектора. Разностный сигнал балансного детектора передается на синхронный усилитель для выделения полезного сигнала. В качестве опорной частоты для выделения полезного сигнала используется частота оптомеханического модулятора («Chopper» на Рисунке 4), установленного на пути следования импульса накачки, равная 1 кГц. Скважность используемого оптомеханического модулятора равна  $\frac{1}{2}$ . Синхронный усилитель используется для исключения влияния на сигнал случайных флуктуаций мощности импульса накачки и шумов на частотах, отличных от опорной. Накопление полезного сигнала происходит за время 300 мс, в результате в измерениях достигается соотношение сигнал-шум, равное 10. Частота повторения импульсов, используемая в экспериментах по измерению динамики размагничивания, равна 100 кГц, обусловлена диапазоном плотности энергии в импульсе накачки, необходимым для измерений.

## 2.2 Тонкие пленки галфенола FeGa и многослойные структуры на подложках GaAs

Для исследования сверхбыстрого размагничивания использовалась серия образцов пленок галфенола толщиной от 4 до 100 нм, выращенных методом магнетронного распыления на подложке арсенида галлия (GaAs) толщиной 350 мкм, ориентированной в плоскости (001). Также использовались многослойные образцы FeGa(7нм)/Cu(5нм) и FeGa(7нм)/Cu(5нм)/FeGa(4нм) на подложках GaAs для изучения влияния интерфейса с другими материалами на динамику размагничивания в галфеноле. Все образцы были изготовлены и охарактеризованы в Университете Ноттингема.

На Рисунке 5 представлено схематичное изображение исследуемых структур.

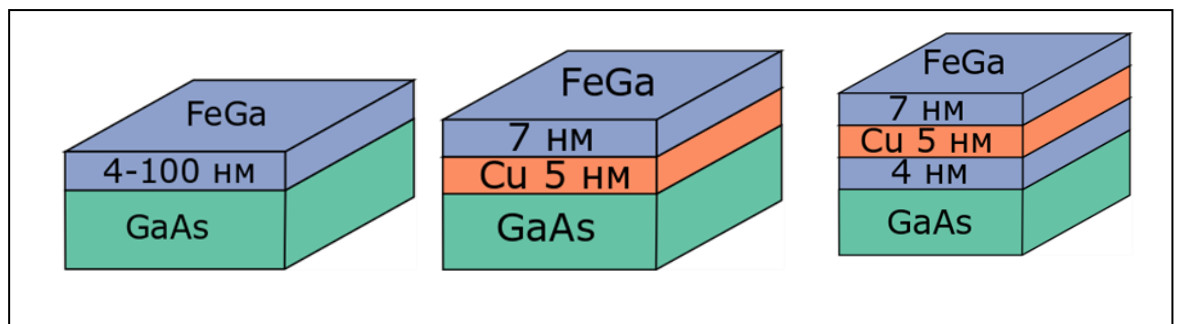


Рисунок 5- Виды исследуемых структур: тонкие пленки FeGa на подложке GaAs и многослойные образцы FeGa/Cu/GaAs, FeGa/Cu/FeGa.

Кроме того, все образцы покрыты тонким защитным слоем металла. Образцы с толщиной пленок FeGa 4 нм, 20 нм, 100 нм, а также многослойные структуры FeGa/Cu/GaAs и FeGa/Cu/FeGa покрыты слоем алюминия (Al) толщиной 3 нм, а образцы FeGa 5 нм, 10 нм и 50 нм, слоем хрома (Cr) 2,5 нм. Пленки галфенола имеют поликристаллическую структуру с размером зерна около 12 нм, и с относительной разориентацией поликристаллов не более 5 градусов [17].

Намагниченность насыщения галфенола составляет 1.8 Т. Из предыдущих исследований известно, что пленки FeGa, выращенные на подложке GaAs (001), имеют кубическую анизотропию в объеме, и обусловленную подложкой одноосную анизотропию в плоскости [18]. Так, в исследуемых пленках галфенола имеются две оси трудного намагничивания, ориентированные вдоль кристаллографических направлений  $[110]$  и  $[1\bar{1}0]$ , а также две оси легкого намагничивания, ориентированных соответственно в направлениях  $[100]$  и  $[010]$  [18].

На предварительном этапе проводится характеристика образцов методом магнитооптической поляриметрии для получения информации о магнитной структуре, в частности, о направлении осей лёгкого и трудного намагничивания, ширине петель гистерезиса и намагниченности насыщения. На Рисунках 6-8 представлены характерные петли гистерезиса для различных типов образцов. Во всех случаях петли гистерезиса имеют коэрцитивность порядка 5-10 мТ, их форма подтверждает, что намагниченность в пленках галфенола ориентирована в плоскости пленки.

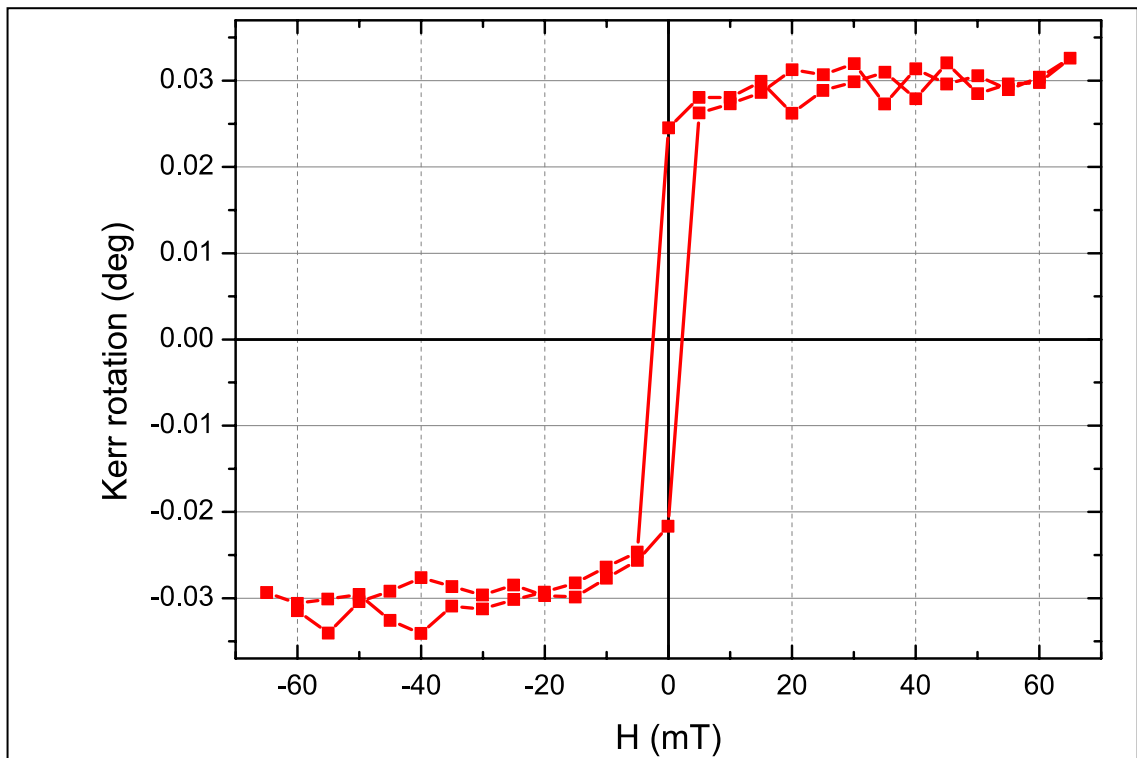


Рисунок 6 - Петля гистерезиса для пленки FeGa(4 нм)/GaAs

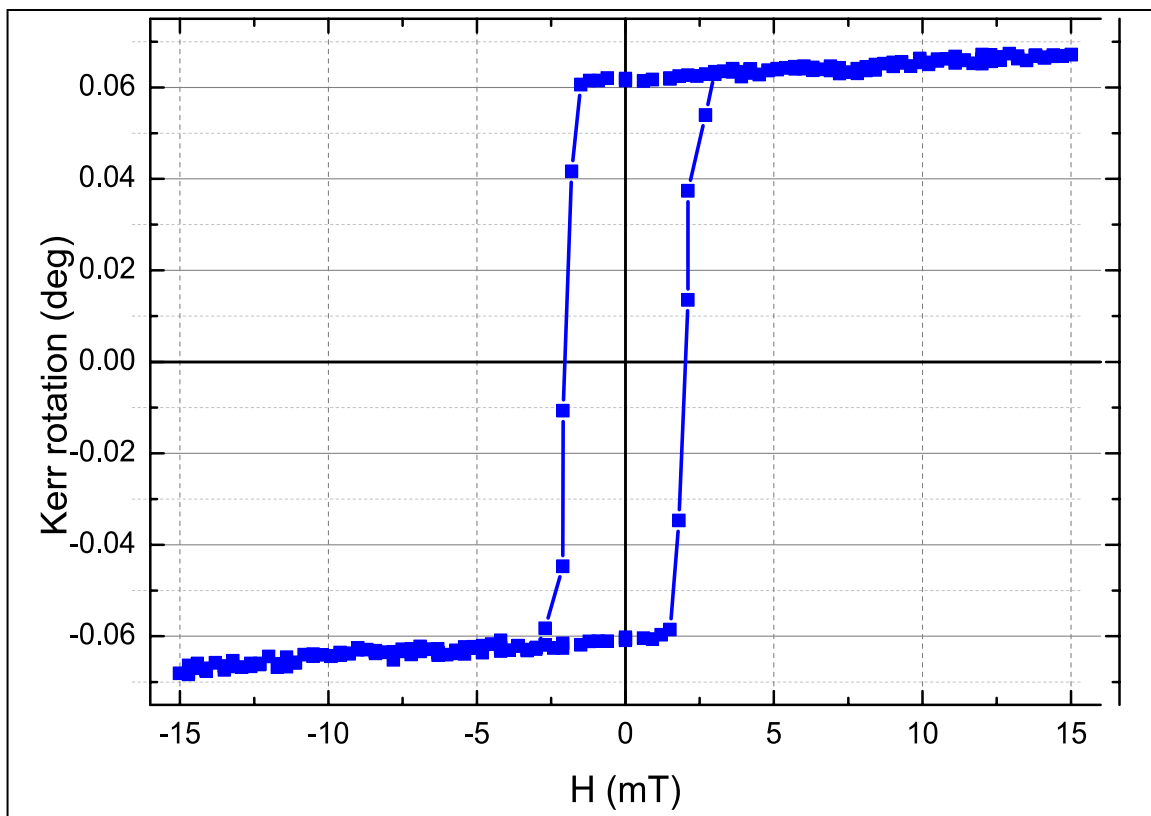


Рисунок 7 - Петля гистерезиса для многослойной структуры FeGa(7нм)/Cu(5нм)/GaAs

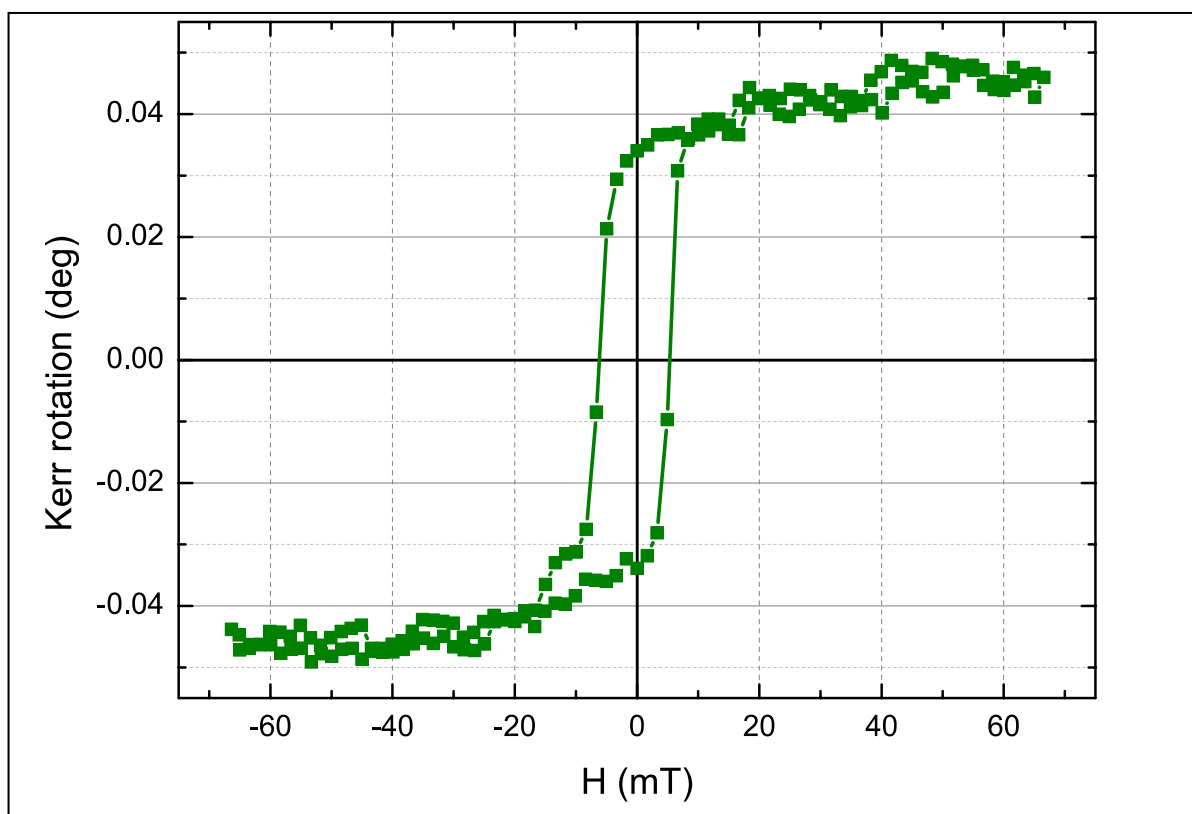


Рисунок 8 - Петля гистерезиса для многослойной структуры  
 $\text{FeGa}(7\text{нм})/\text{Cu}(5\text{нм})/\text{FeGa}(4\text{нм})/\text{GaAs}$

### 2.3 Интерпретация результатов измерений

Характеризация образцов путем измерения петли гистерезиса позволяет определить угол поворота плоскости поляризации отраженного импульса зондирования  $\Theta_s$ , пропорциональный компоненте намагниченности насыщения вдоль поля для данного образца и поле насыщения  $H_s$ , как показано на Рисунке 9.

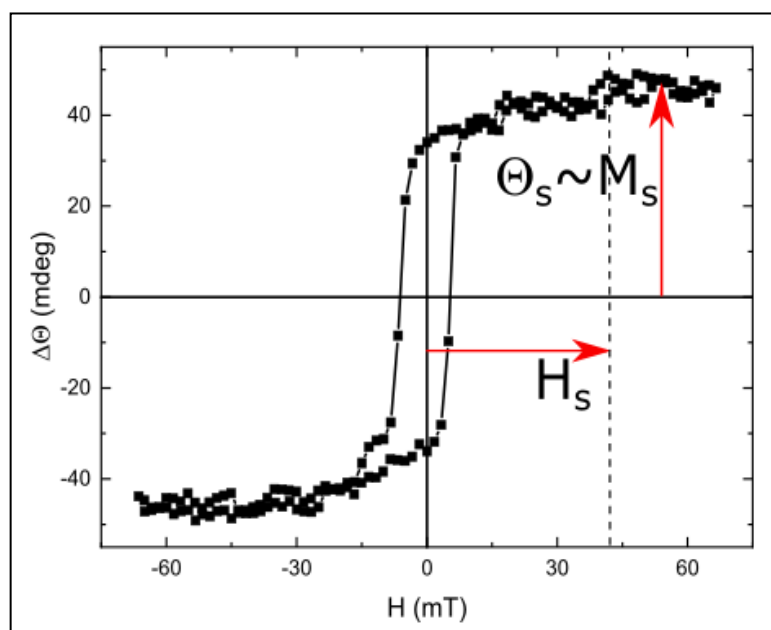


Рисунок 9 – Определение намагниченности насыщения и поля насыщения образца путем измерения петли гистерезиса

При исследовании лазерно-индуцированной динамики намагниченности нужно приложить к образцу поле, превышающее поле насыщения, чтобы обеспечить однодоменное состояние образца и исключить возможность доворота намагниченности к полю в процессе лазерно-индуцированных изменений, что привело бы к неверной интерпретации полученных результатов. В эксперименте по лазерно-индуцированной динамике намагниченности измеряется зависимость угла поворота плоскости поляризации импульсов зондирования  $\Delta\Theta$  от времени  $t$  задержки между импульсами накачки и зондирования при двух противоположных

направлениях внешнего магнитного поля. Типичный вид таких зависимостей приведен на Рисунке 10.

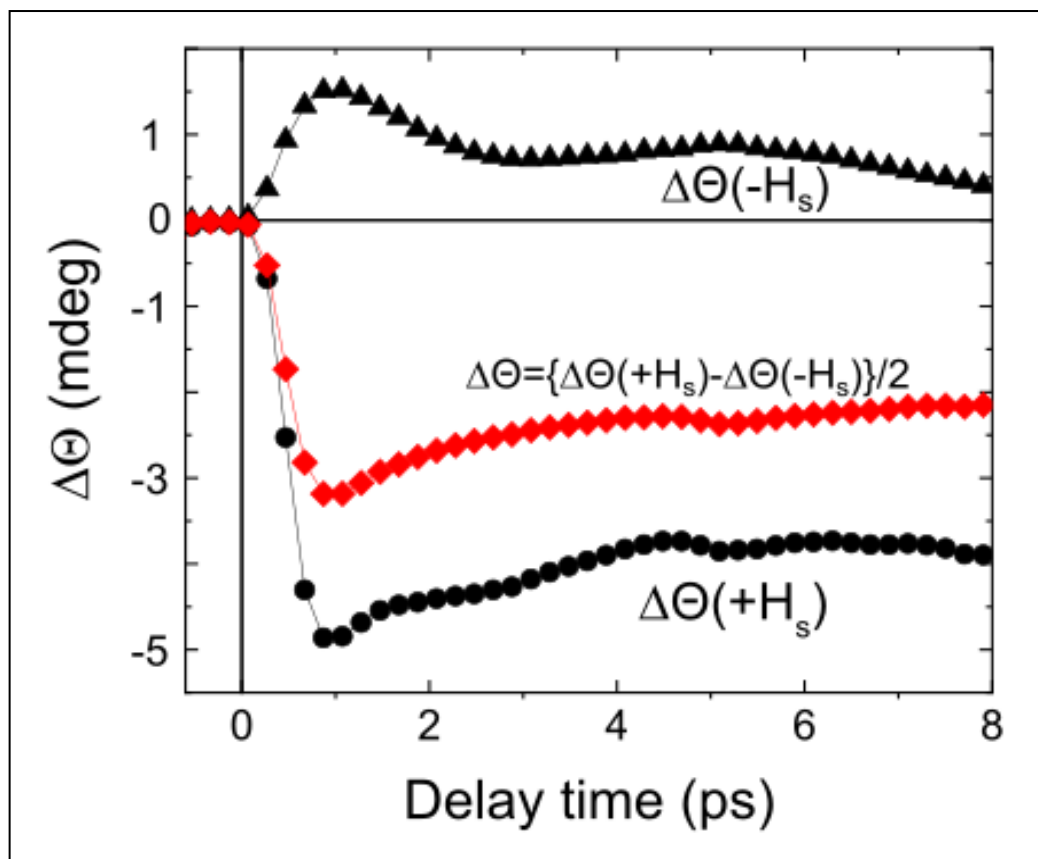


Рисунок 10 – Зависимость угла поворота плоскости поляризации импульсов зондирования  $\Delta\Theta$  от времени  $t$  задержки между импульсами накачки и зондирования, измеренная при двух противоположных направлениях внешнего магнитного поля, а также разность этих зависимостей

В полученный сигнал при каждом поле могут давать вклад как лазерно-индуцированное изменение намагниченности, так и другие эффекты, не связанные с магнитным порядком, например, изменения температуры решетки и электронов, влияющие на оптические свойства материала. Поэтому вклад, зависящий от намагниченности, выделяется путем получения разности двух зависимостей, полученных в положительном и отрицательном поле. Действительно, меридиональный эффект Керра является линейным по намагниченности эффектом, и меняет знак при изменении знака поля.



Относительную величину размагничивания можно определить по формуле (2):

$$\frac{\Delta M_S}{M_S} = \frac{\Delta\theta(+H_S) - \Delta\theta(-H_S)}{2\theta_S}. \quad (2)$$

Далее полученная временная зависимость относительной величины размагничивания аппроксимируется функцией по формуле (3):

$$\frac{\Delta M_S}{M_S}(t) = A_1(e^{-t/\tau_1} - 1) + A_2(1 - e^{-t/\tau_2}) * G(t), \quad (3)$$

где:  $A_1$  – степень размагничивания в процентах (%),

$\tau_1$  – время размагничивания в пикосекундах (пс),

$\tau_2$  – время частичного восстановления намагниченности в пикосекундах (пс),

$A_2$  – численный параметр восстановления намагниченности в процентах (%),

$G(t)$  – временной профиль импульса зондирования, представляющий собой гауссову функцию времени задержки  $t$ :

$$G(t) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}. \quad (4)$$

Параметр  $\sigma$  в формуле (4) - полуширина гауссова профиля, которая связана с длительностью импульса  $\Delta t$  как:

$$\sigma = \frac{\Delta t}{2\sqrt{2 \ln 2}}. \quad (5)$$

### 3 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

#### 3.1 Лазерно-индуцированная динамика намагниченности для различных типов структур

В работе были экспериментально получены кривые размагничивания для образцов с толщинами слоя галфенола от 4 до 100 нм при различных плотностях энергии в импульсе накачки. На Рисунках 11, 12, 13, 14, 15, 16 представлены кривые размагничивания для пленок галфенола на подложке GaAs с толщинами 4, 5, 10, 20, 50 и 100 нм, соответственно, полученные для различных мощностей импульса накачки в диапазоне от 2 до 14 м Дж/см<sup>2</sup> на временах задержки до 8 пс.

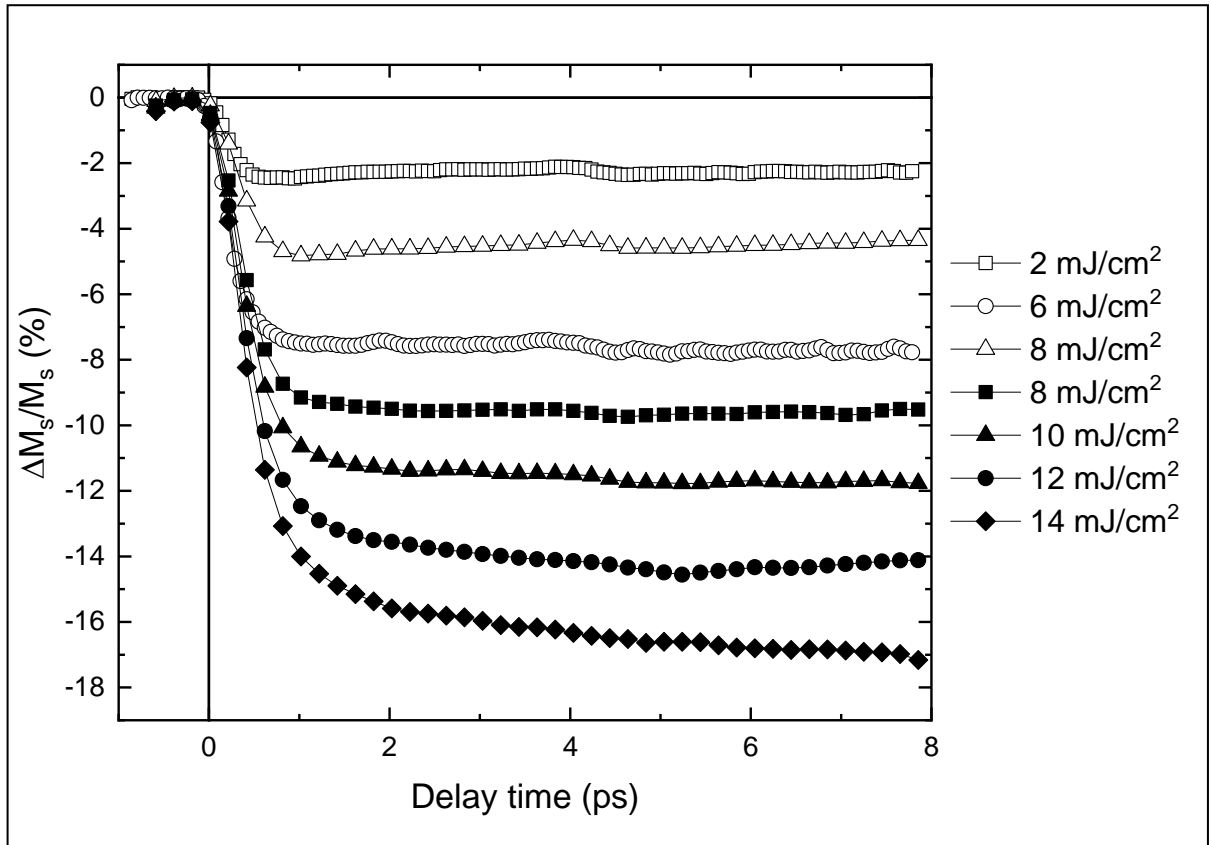


Рисунок 11 - Кривые размагничивания для пленки FeGa (4нм)/GaAs, полученные для различных мощностей импульса накачки в диапазоне от 2 до 14 мДж/см<sup>2</sup> для времен задержки до 8 пс

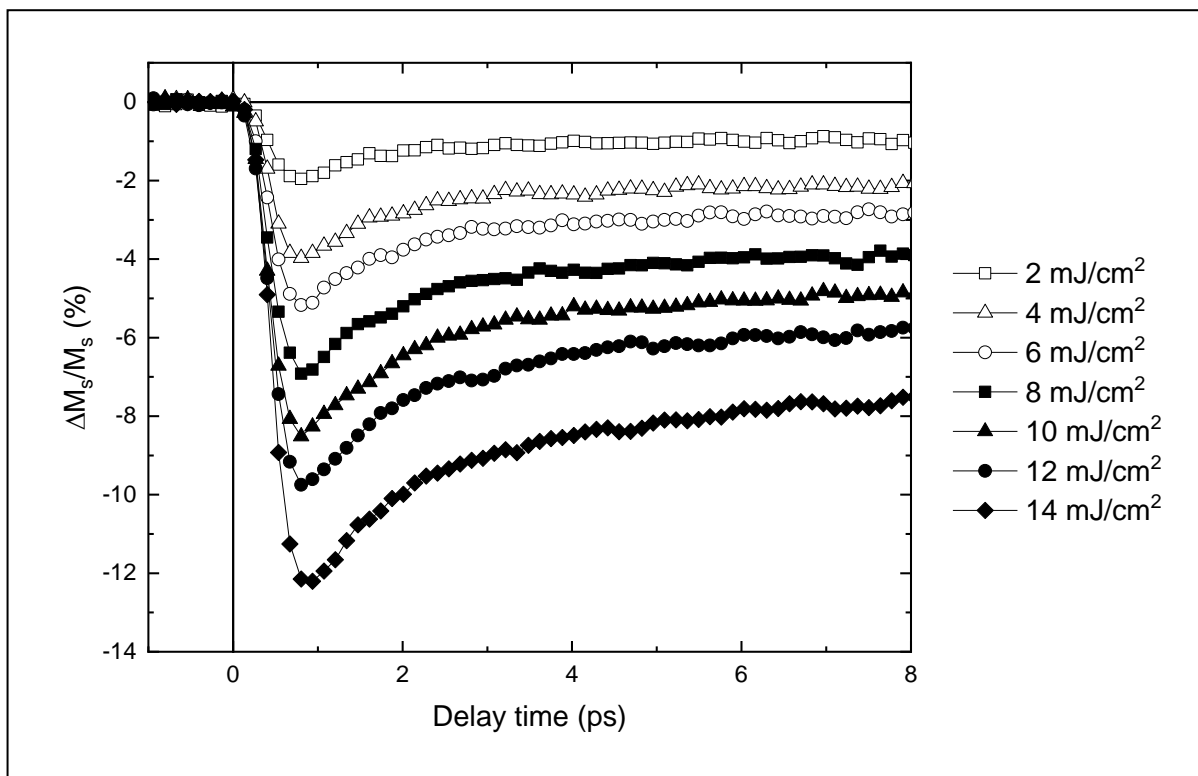


Рисунок 12 - Кривые размагничивания для пленки FeGa (5nm)/GaAs, полученные для различных мощностей импульса накачки в диапазоне от 2 до 14 мДж/см<sup>2</sup> для времен задержки до 8 пс

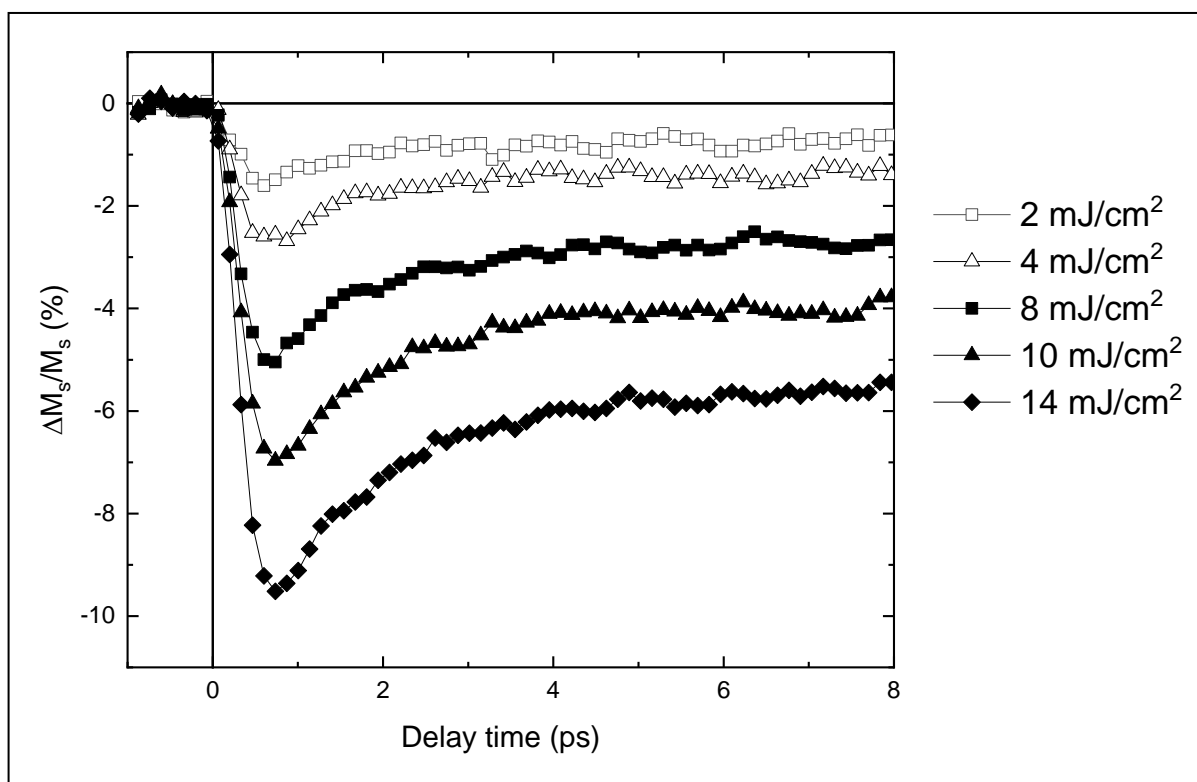


Рисунок 13 - Кривые размагничивания для пленки FeGa (10нм)/GaAs, полученные для различных мощностей импульса накачки в диапазоне от 2 до 14 мДж/см<sup>2</sup> для времен задержки до 8 пс

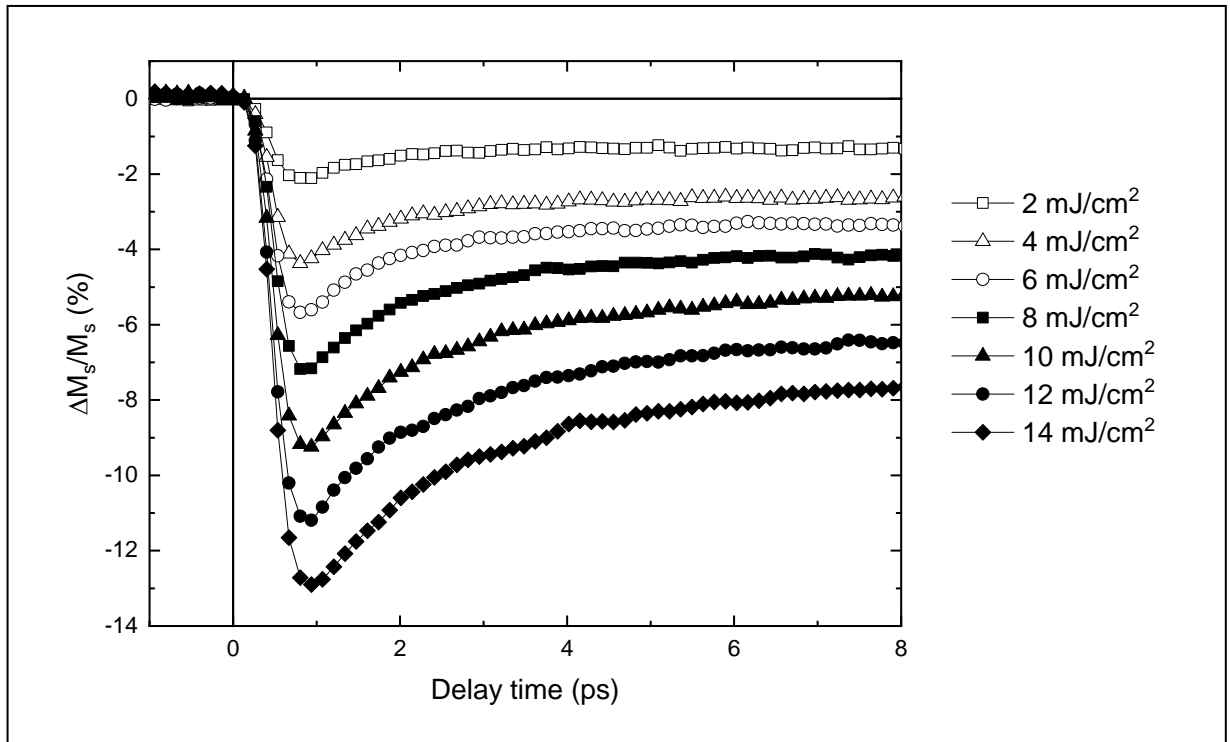


Рисунок 14 - Кривые размагничивания для пленки FeGa (20нм)/GaAs, полученные для различных мощностей импульса накачки в диапазоне от 2 до 14 мДж/см<sup>2</sup> для времен задержки до 8 пс

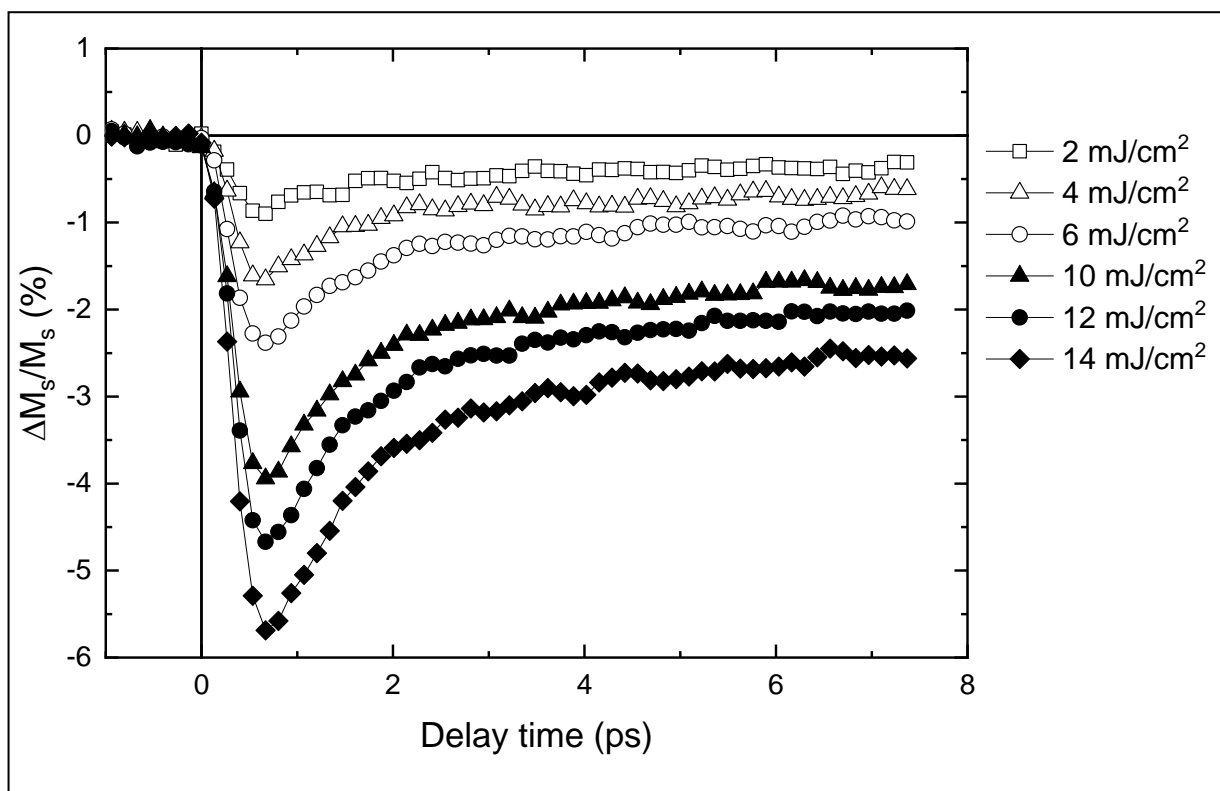


Рисунок 15 - Кривые размагничивания для пленки FeGa (50нм)/GaAs, полученные для различных мощностей импульса накачки в диапазоне от 2 до 14 мДж/см<sup>2</sup> для времен задержки до 8 пс



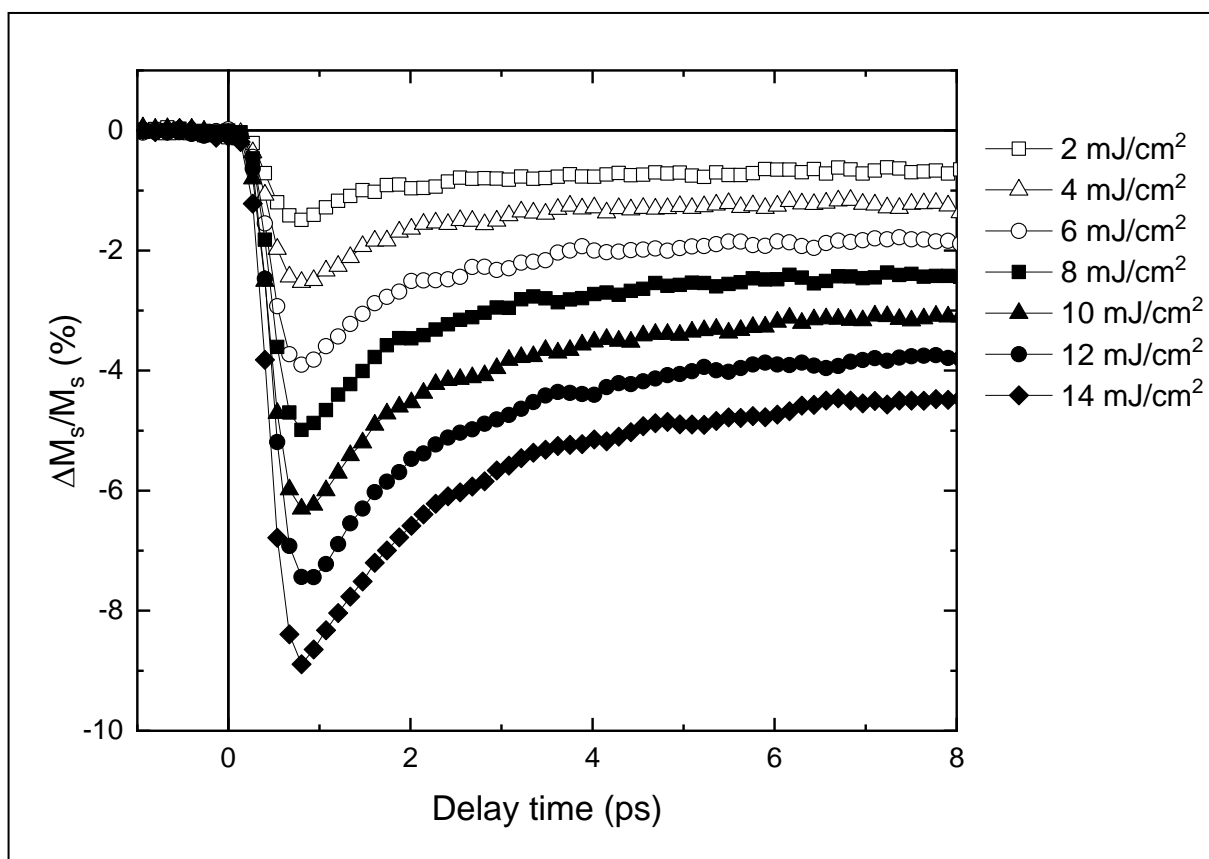


Рисунок 16 - Кривые размагничивания для пленки FeGa (100нм)/GaAs, полученные для различных мощностей импульса накачки в диапазоне от 2 до 14 мДж/см<sup>2</sup> для времен задержки до 8 пс

На Рисунках 17 и 18 представлены кривые размагничивания для многослойных структур FeGa(7нм)/Cu(5нм)/GaAs и FeGa(7нм)/Cu(5нм)/FeGa(4нм)/GaAs, соответственно.

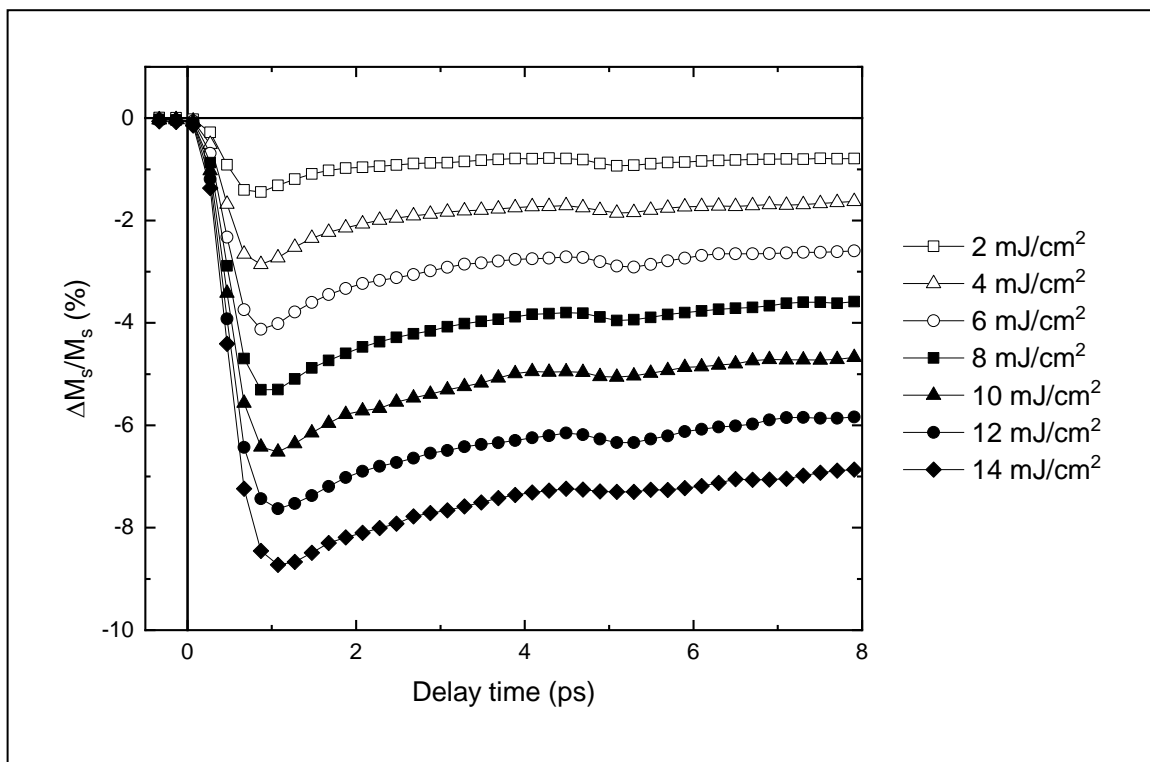


Рисунок 17 - Кривые размагничивания для структуры FeGa(7нм)/Cu(5нм)/GaAs, полученные для различных мощностей импульса накачки в диапазоне от 2 до 14 мДж/см<sup>2</sup> для времен задержки до 8 пс

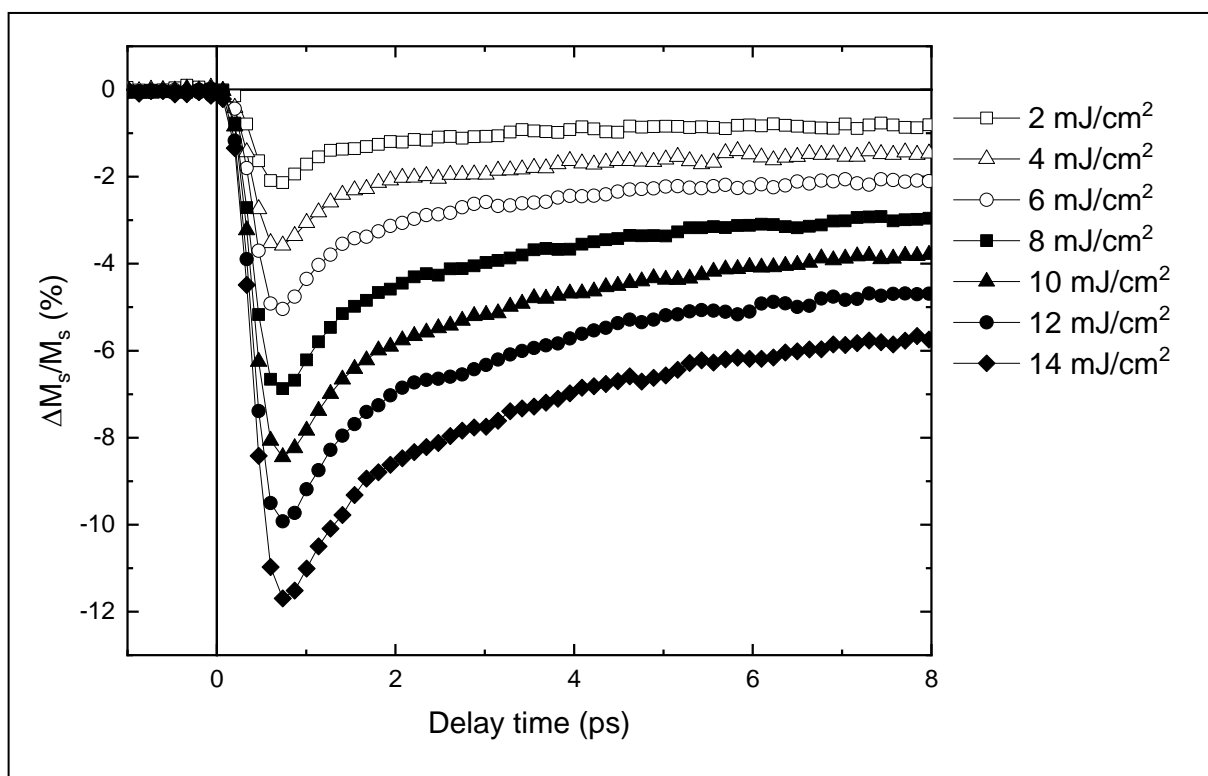


Рисунок 18 - Кривые размагничивания для структуры FeGa(7нм)/Cu(5нм)/FeGa(4нм)/GaAs, полученные для различных мощностей импульса накачки в диапазоне от 2 до 14 мДж/см<sup>2</sup> для времен задержки до 8 пс

Из приведенных зависимостей видны следующие особенности динамики размагничивания. Во-первых, во всех образцах за время ~1 пс происходит существенное уменьшение намагниченности. За этим процессом во всех образцах за исключением образца с самой тонкой пленкой галфенола 4 нм (Рисунок 11), следует частичное восстановление намагниченности, происходящее на временной шкале в несколько пикосекунд. В пленке 4 нм, частичного восстановления намагниченности в диапазоне времен до 8 пс не наблюдается.

Измеренные на более длительных временах до 60 пс кривые размагничивания для образцов FeGa(4нм)/GaAs, FeGa(10нм)/GaAs, FeGa(7нм)/Cu(5нм)/GaAs и FeGa(7нм)/Cu(5нм)/FeGa(4нм)/GaAs

представлены на Рисунках 19-22. Из Рисунков 11 и 19 видно, что динамика размагничивания для пленки 4 нм заметно отличается от остальных образцов. Так, размагничивание в ней происходит не в один, а в два этапа и наибольшая степень размагничивания достигается на временах задержки более 10 пс, а уже затем наблюдается процесс частичного восстановления намагниченности.

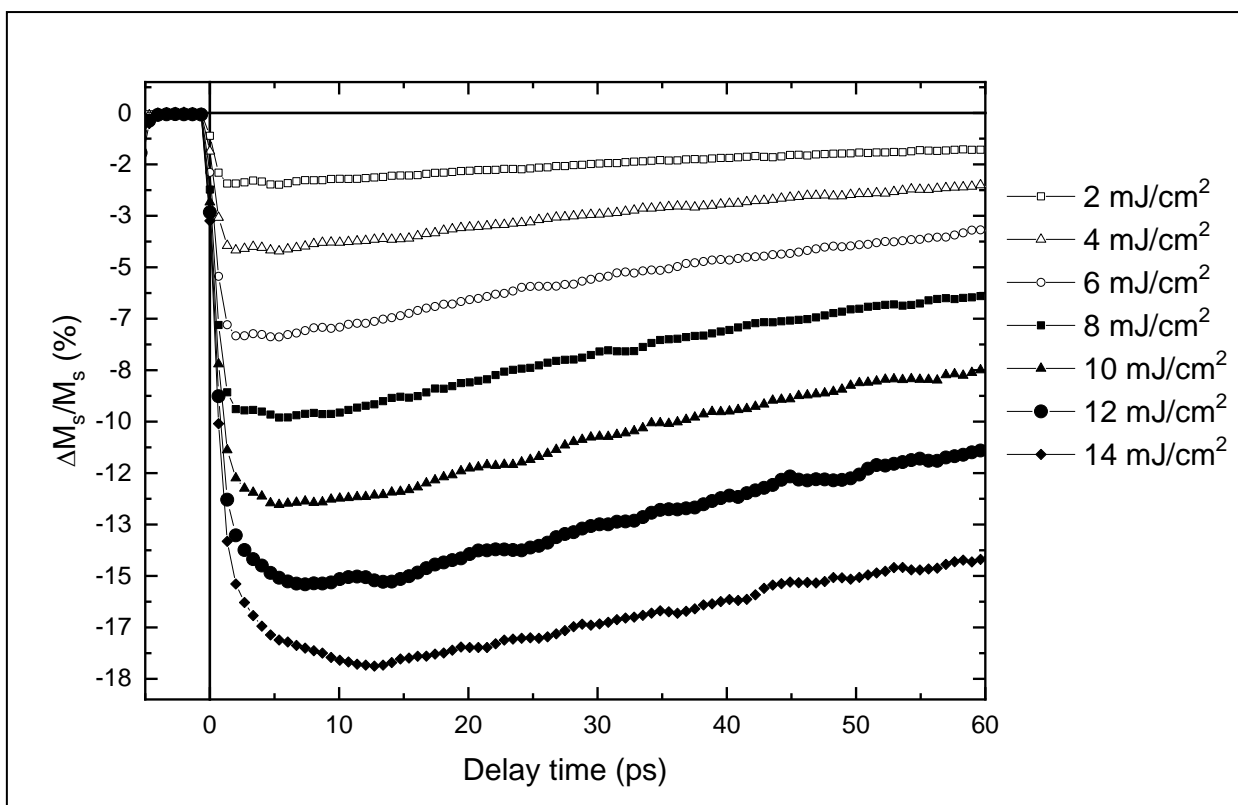


Рисунок 19 - Кривые размагничивания для пленки FeGa (4нм)/GaAs, полученные для различных мощностей импульса накачки в диапазоне от 2 до 14 мДж/см<sup>2</sup> для времен задержки до 60 пс

Из Рисунков 20-22 видно, что для пленок с большей толщиной, а также для многослойных структур не наблюдается двухэтапного размагничивания, аналогичного пленке 4 нм. То есть сразу после размагничивания, происходящего за время около 1 пс, начинается процесс частичного восстановления намагниченности.

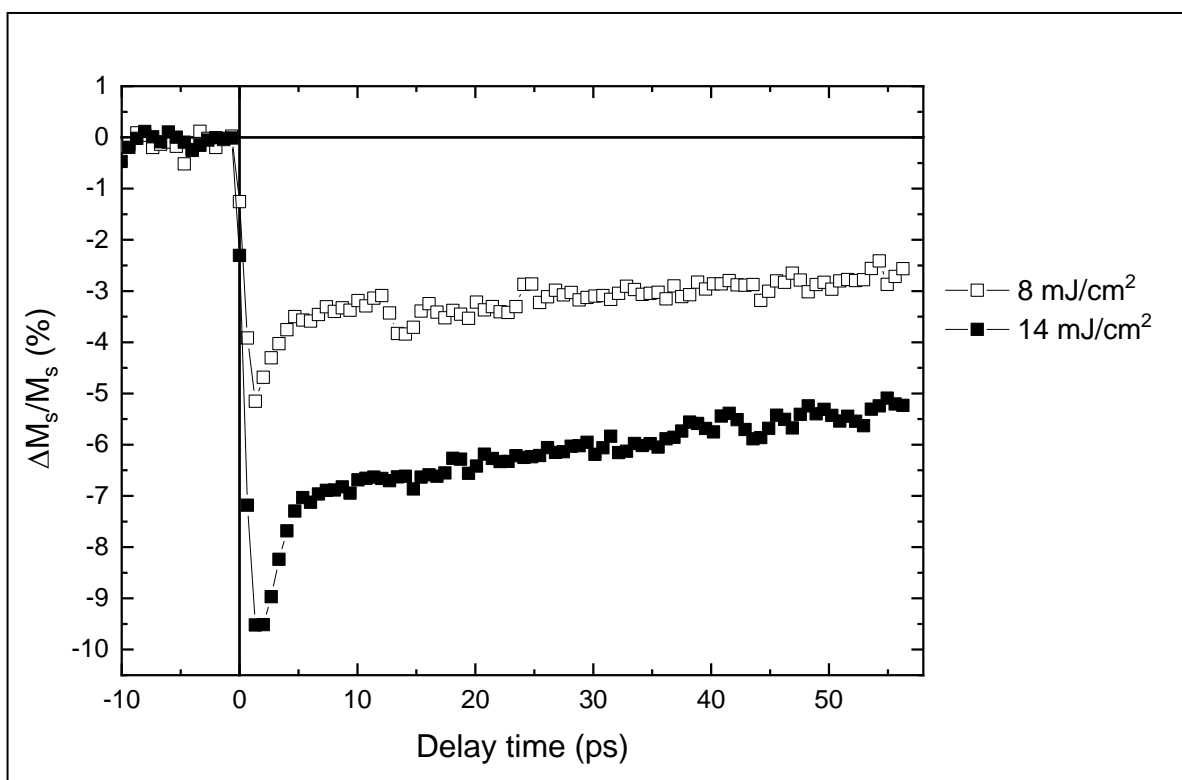


Рисунок 20 - Кривые размагничивания для пленки FeGa (10нм)/GaAs, полученные для мощностей импульса накачки  $8$  и  $14 \text{ мДж/см}^2$  для времен задержки до  $60$  пс

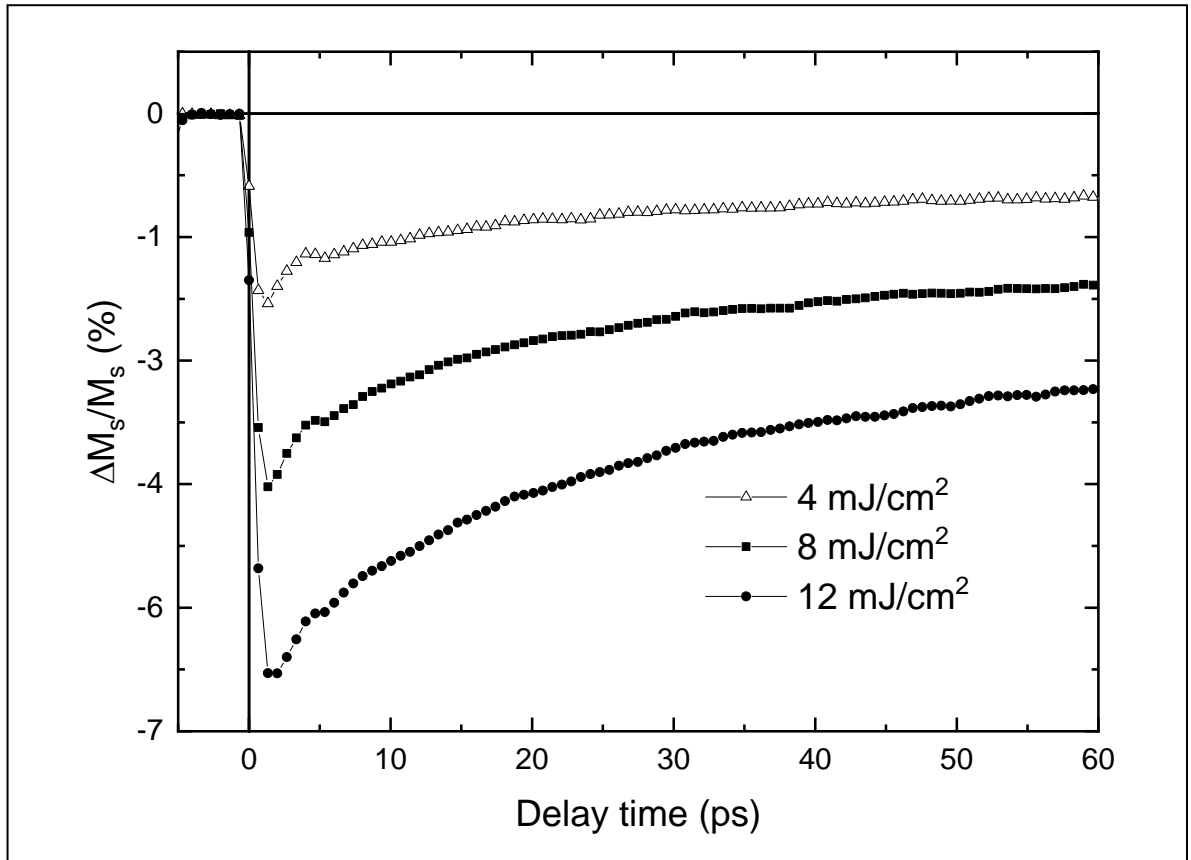


Рисунок 21 - Кривые размагничивания для структуры FeGa/Cu/GaAs, полученные для мощностей импульса накачки 4, 8 и 12 мДж/см<sup>2</sup> для времен задержки до 60 пс

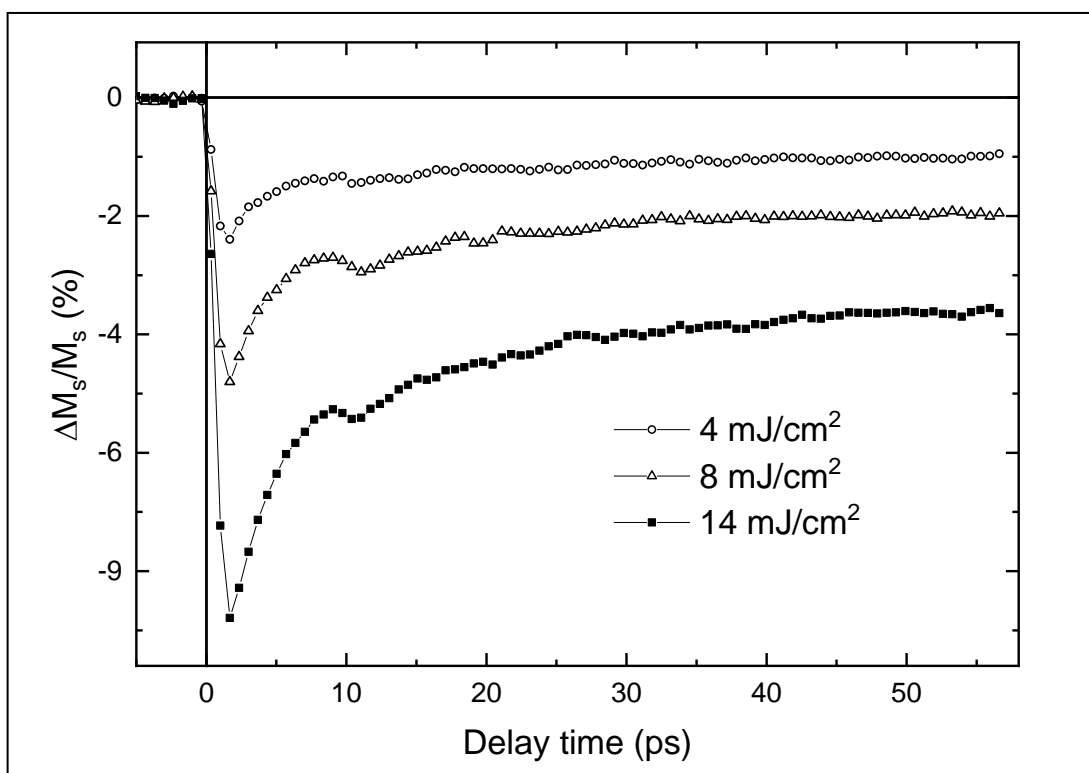


Рисунок 22 - Кривые размагничивания для структуры FeGa/Cu/FeGa/GaAs, полученные для мощностей импульса накачки 4, 8 и 14 мДж/см<sup>2</sup> для времен задержки до 60 пс

Из приведенных данных видно, что динамика размагничивания заметно отличается для пленок галфенола 4 нм в сравнении с пленками галфенола большей толщины, а также многослойными структурами. Для наглядности сравнения можно представить экспериментальные кривые размагничивания для пленок галфенола различной толщины на Рисунке 23.

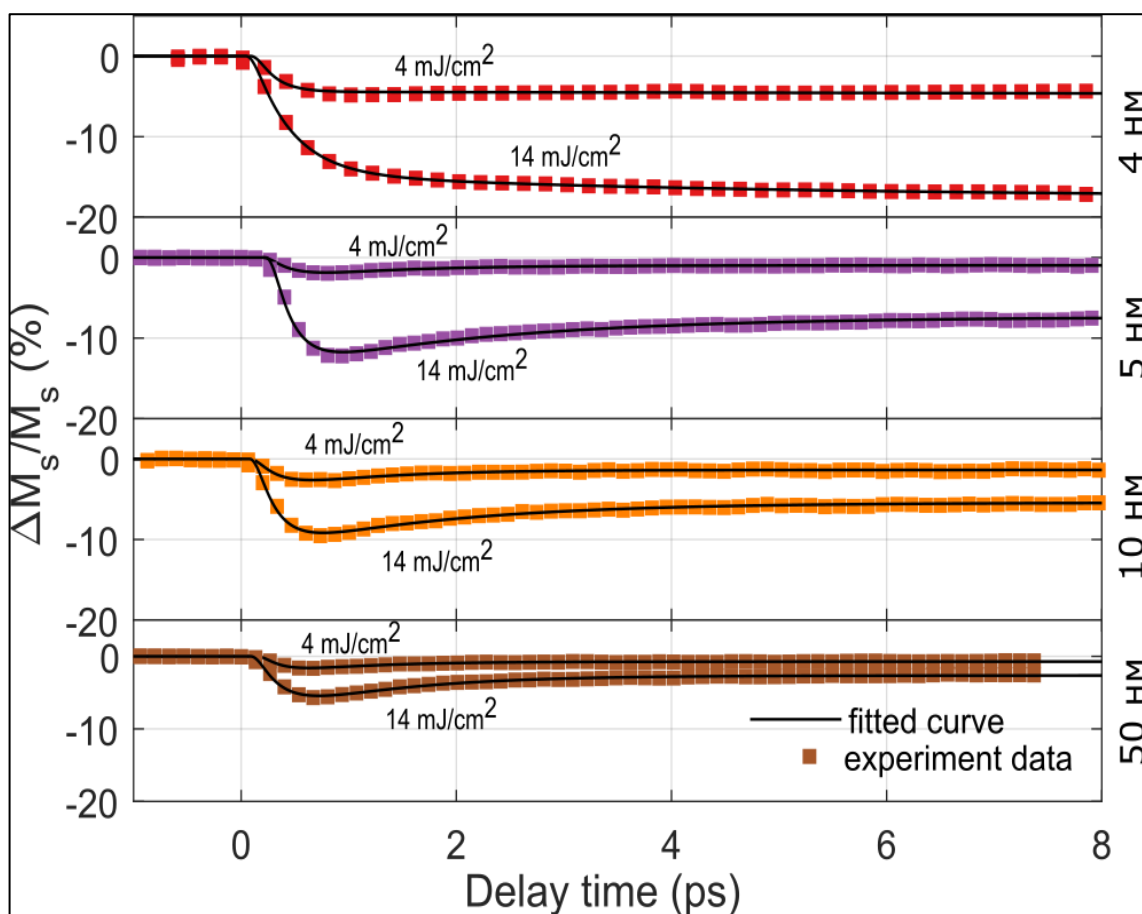


Рисунок 23 – Кривые размагничивания для пленок FeGa 4, 5, 10 и 50 нм, полученные для мощностей импульса накачки 4 и 14 мДж/см<sup>2</sup> для времен задержки до 8 пс, точками показаны экспериментальные данные, сплошными линиями – аппроксимация по формуле (3)

Из рисунка видно, что относительная степень размагничивания при фиксированной плотности энергии возбуждающего импульса уменьшается при увеличении толщины пленки, при этом характер динамики размагничивания одинаков у пленок 5, 10 и 50 нм, т.е. наблюдается размагничивание в течение пикосекунды, а затем – более медленное восстановление намагниченности. В пленке толщиной 4 нм ситуация качественно иная. При той же плотности энергии возбуждающего импульса размагничивание происходит в два этапа: быстрое размагничивание на



первой пикосекунде, за которым следует не восстановление намагниченности, а более медленное размагничивание.

Для многослойных структур FeGa/Cu/GaAs и FeGa/Cu/FeGa/GaAs также были получены кривые размагничивания, представленные на Рисунке 24.

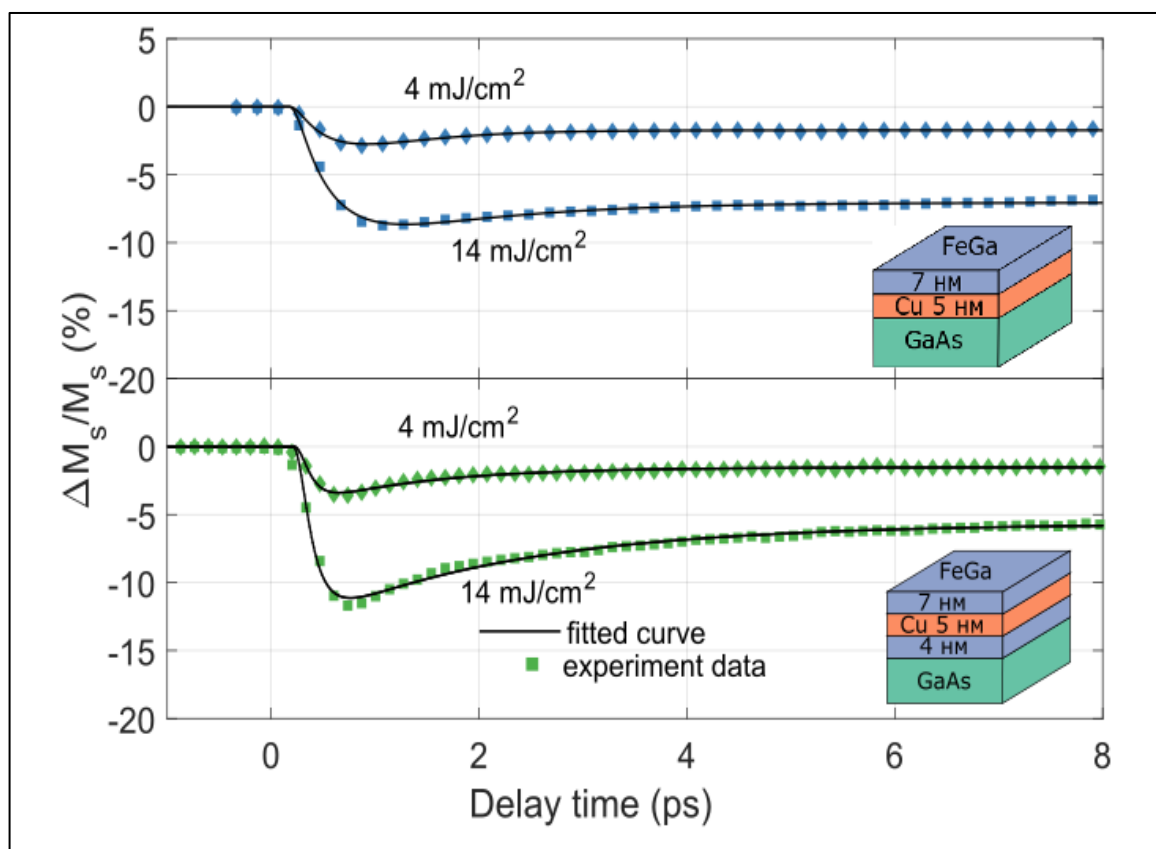


Рисунок 24 - Кривые размагничивания для многослойных структур FeGa/Cu/GaAs и FeGa/Cu/FeGa/GaAs, полученные для мощностей импульса накачки 4 и 14 мДж/см<sup>2</sup> для времен задержки до 8 пс, точками показаны экспериментальные данные, сплошными линиями – аппроксимация по формуле (3)

По полученным экспериментальным данным можно заметить, что характер лазерно-индуцированной динамики намагниченности в многослойных образцах близка по характеру к пленкам с толщиной 5 нм и более, хотя образец FeGa/Cu/FeGa/GaAs содержит слой FeGa (4 нм).

### 3.2 Зависимость времени и величины размагничивания от плотности энергии импульса накачки

Для того, чтобы получить численные характеристики изменений характера сверхбыстрого лазерно-индуцированного размагничивания с изменением толщины пленок и плотности энергии в импульсе, были определены степень  $A_1$  и время  $\tau_1$  размагничивания, а также степень частичного восстановления намагниченности  $A_2$  и соответствующее время  $\tau_2$ . Их значения получены, как численные параметры аппроксимации кривых размагничивания по формуле (3). Аппроксимация экспериментальных кривых производилась с помощью программного пакета Matlab.

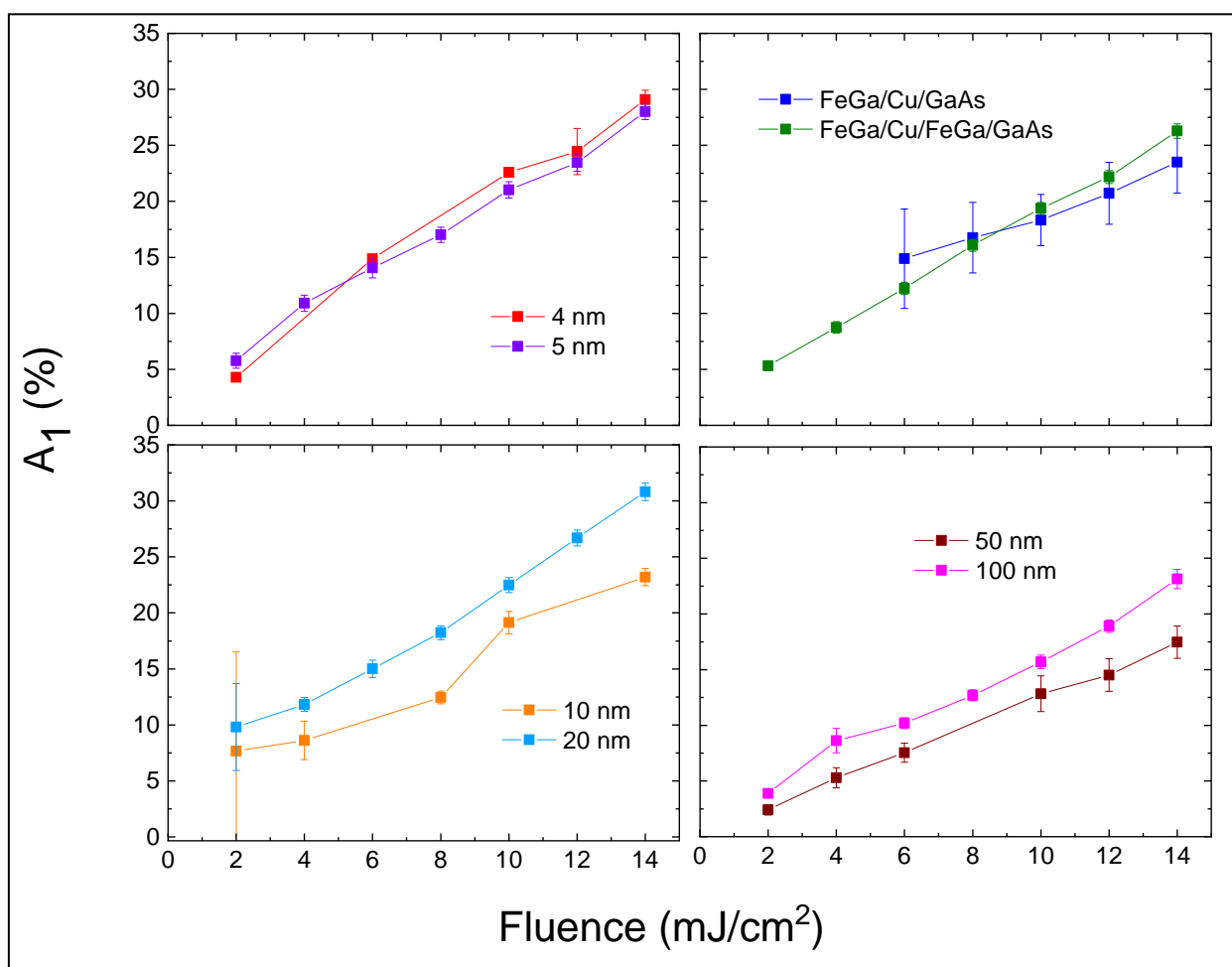


Рисунок 25 - Зависимость степени размагничивания  $A_1$  от плотности энергии в импульсе накачки для пленок толщины 4,5,10, 20, 50 и 100 нм и многослойных структур.

На Рисунке 25 приведены зависимости степени размагничивания  $A_1$  плотности энергии импульса накачки для всех исследованных образцов. Из рисунка видно, что степень размагничивания линейно растет с увеличением плотности энергии в импульсе накачки для всех образцов, что не противоречит ранее известным результатам [7].

На Рисунке 26 представлена зависимость времени размагничивания  $\tau_1$  от плотности энергии в импульсе накачки для пленок галфенола различной толщины и многослойных структур. Из Рисунка 26 видно, что для всех образцов кроме пленки с самой малой толщиной 4 нм, время размагничивания мало изменяется при изменении плотности энергии в импульсе. Для пленки толщиной 4 нм это время существенно меняется при увеличении плотности энергии в импульсе накачки. При этом наименьшее время размагничивания (около 100 фс) наблюдается для образца с пленкой галфенола 4 нм, а также для многослойного образца FeGa(7nm)/Cu(5nm)/FeGa(4nm)/GaAs. Такой результат может свидетельствовать о том, что граница раздела с арсенидом галлия оказывает существенное влияние не только на динамику намагниченности, но и на характерное время размагничивания.

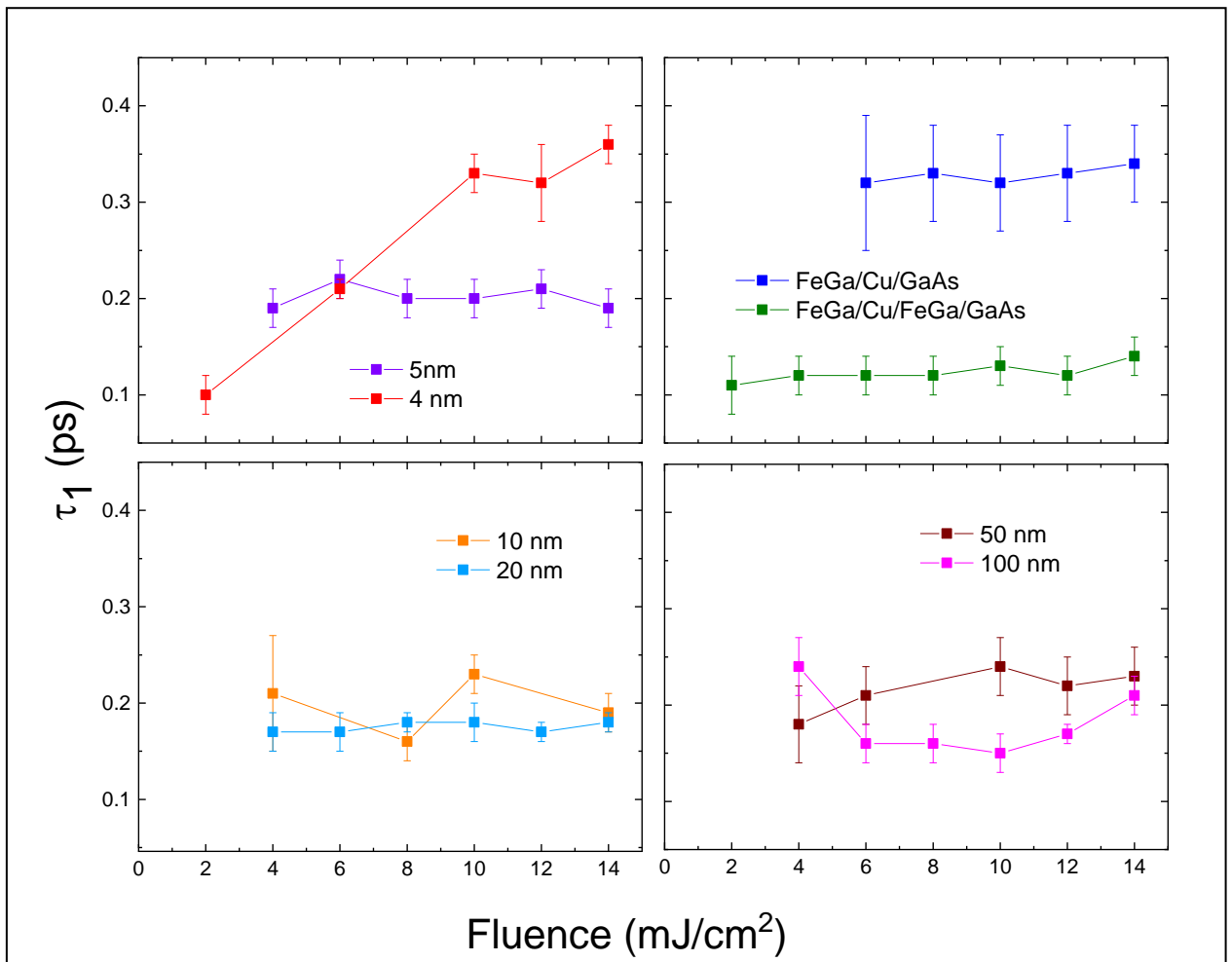


Рисунок 26 - Зависимость времени  $\tau_1$  размагничивания от плотности энергии в импульсе накачки

Для времени частичного восстановления  $\tau_2$  намагниченности получены следующие зависимости, представленные на Рисунке 27.

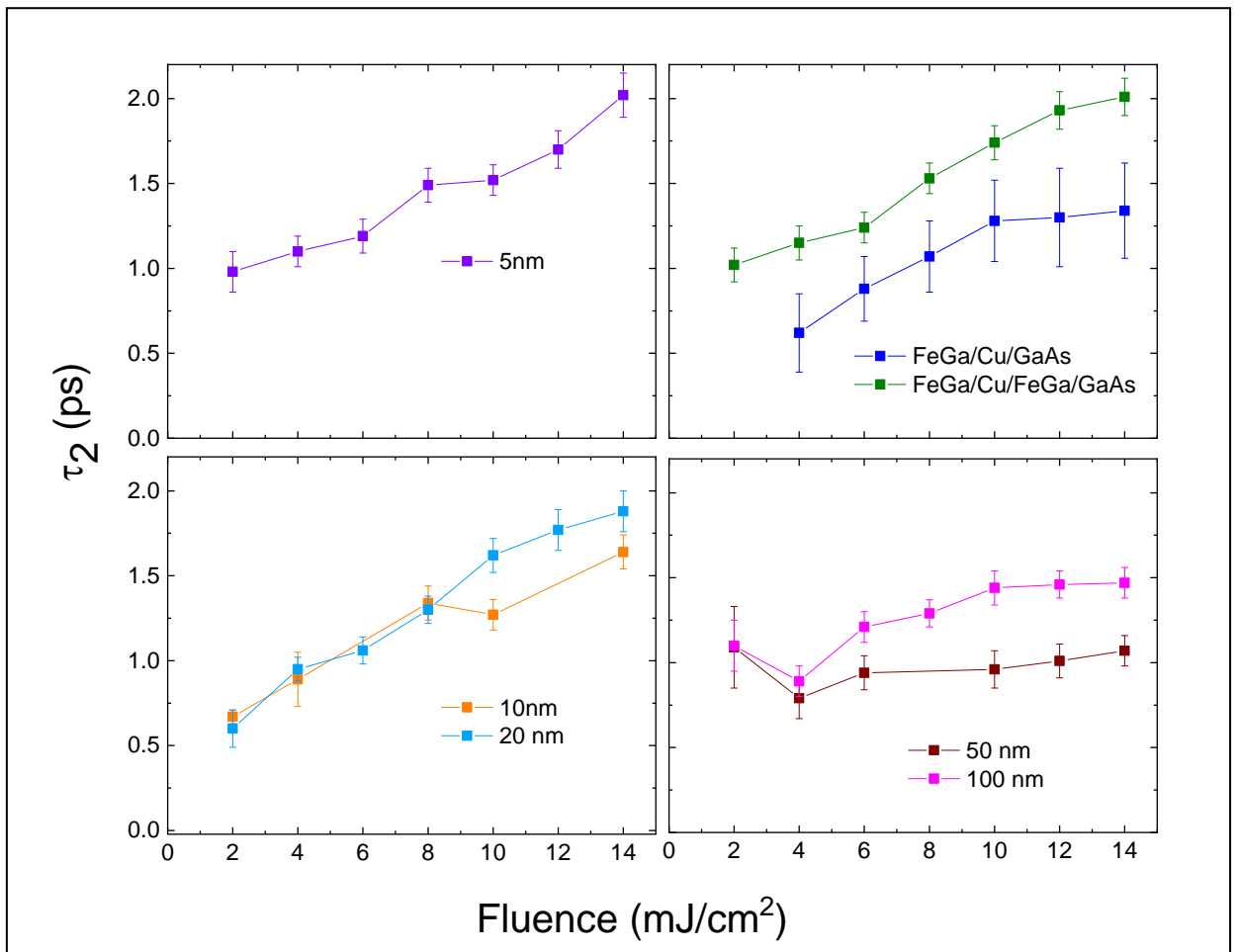


Рисунок 27 - Зависимость времени частичного восстановления намагниченности  $\tau_2$  от плотности энергии в импульсе накачки

На Рисунке 28 показаны зависимости численного параметра  $A_2$ , соответствующего степени частичного восстановления намагниченности.

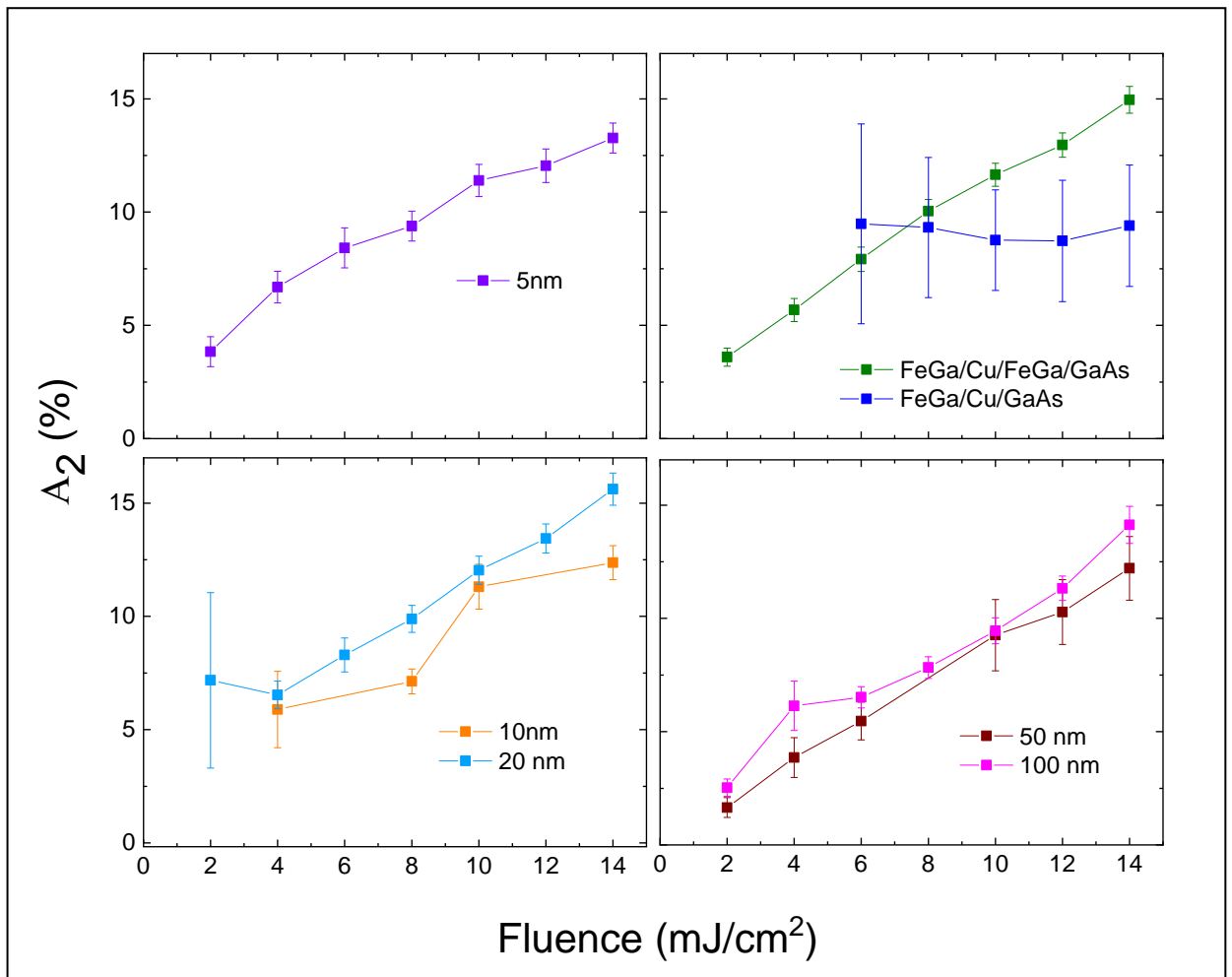


Рисунок 28 - Зависимость параметра  $A_2$ , соответствующего степени частичного восстановления намагниченности от плотности энергии в импульсе накачки

По представленным на Рисунках 27 и 28 данным можно сказать, что параметры, соответствующие восстановлению намагниченности, а именно время  $\tau_2$  и параметр  $A_2$  для всех образцов, кроме имеющих наибольшую толщину слоя FeGa (50 и 100 нм), увеличиваются с ростом плотности энергии в импульсе накачки, что аналогично поведению Степени размагничивания  $A_1$ , и можно предположить, что они определяются в том числе данным параметром.

## 4 МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО РАЗМАГНИЧИВАНИЯ

### 4.1 Микроскопическая трех-температурная модель

Для моделирования лазерно-индуцированного размагничивания использовалась микроскопическая трех-температурная модель (МЗТМ-модель). На Рисунке 29 схематично представлено взаимодействие между тремя подсистемами 3d металла.

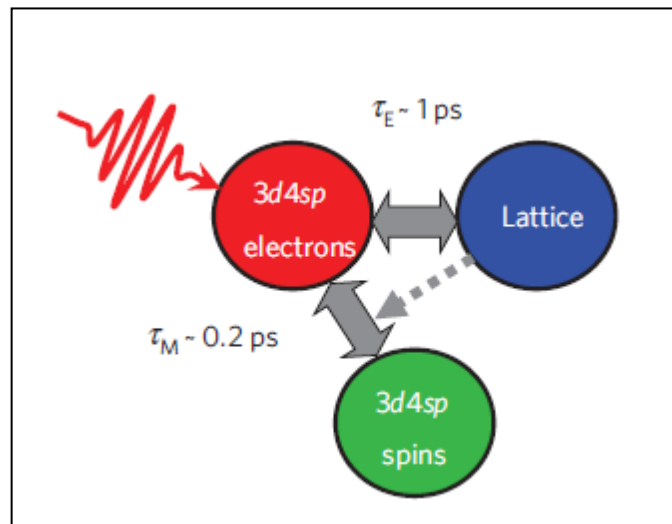


Рисунок 29 - МЗТМ-модель: взаимодействие между электронной, решеточной и спиновой подсистемами и характерные времена взаимодействия в 3d металле. Рисунок взят из работы [7]

При воздействии лазерным импульсом реакция магнитного материала может быть описана [7] системой уравнений:

$$\begin{cases} C_e [T_e] \frac{dT_e}{dt} = \nabla_z (\kappa \nabla_z T_e) + g_{ep} (T_p - T_e) \\ C_p \frac{dT_p}{dt} = g_{ep} (T_e - T_p) \\ \frac{dm}{dt} = Rm \frac{T_p}{T_c} \left( 1 - m \coth \left( \frac{mT_c}{T_e} \right) \right) \end{cases}, \quad (6)$$

где  $T_e$  и  $T_p$  - температуры электронов и решетки соответственно;

$C_e[T_e]$  - теплоемкость электронов, зависящая от температуры как:

$$C_e = A_e T_e,$$

$A_e$  – числовой температурный коэффициент, зависящий от материала;

$C_p$  – теплоемкость решетки;

$g_{ep}$  – константа электрон-фононного взаимодействия;

$m$  – зависящая от времени намагниченность, нормированная на намагниченность в равновесном состоянии. Эта величина связана с степенью размагничивания, получаемой в эксперименте, как  $1 - \frac{\Delta M_s}{M_s}$ ;

$R$  – размерный параметр скорости размагничивания, зависящий от материала и определяемый соотношением (7);

$T_C$  – температура Кюри.

$$R \propto \frac{a_{sf} T_C^2}{\mu_{at}}, \quad (7)$$

где  $a_{sf}$  – вероятность электрон-фононного рассеяния с переворотом спина;

$\mu_{at}$  – атомный магнитный момент.

$\nabla_z(\kappa \nabla_z T_e)$  – член, учитывающий пространственный и временной профиль изменений температуры электронной подсистемы, индуцированных воздействием лазерного импульса.

Уравнения (6) описывают динамику температур электронной и решеточной подсистем материала, а также относительной намагниченности. В качестве микроскопического механизма размагничивания в данной модели рассматривается рассеяние электронов на фононах с переворотом спина, эффективность которого учитывается в макроскопическом параметре  $R$



Для расчета процесса размагничивания необходимо учесть поглощенную мощность импульса накачки. При расчетах мы пренебрегли зависимостью поглощенной мощности от координаты  $z$ , перпендикулярной плоскости пленки. Тогда систему уравнений (6) можно переписать следующим образом:

$$\begin{cases} C_e [T_e] \frac{dT_e}{dt} = g_{ep}(T_p - T_e) + P_a(t) \\ C_p \frac{dT_p}{dt} = g_{ep}(T_e - T_p) \\ \frac{dm}{dt} = Rm \frac{T_p}{T_c} \left( 1 - m \coth \left( \frac{mT_c}{T_e} \right) \right) \end{cases}, \quad (8)$$

где  $P_a(t)$  – плотность поглощенной мощности лазерного импульса накачки.

Для оценки плотности поглощенной энергии в пленках галфенола были выполнены расчеты доли прошедшего излучения через покрывающий слой. Для этого был использован следующий подход:

1. Был рассчитан коэффициент прохождения  $T_1 = t_1 t_1^*$  для границы раздела воздух/покрывающий слой:

$$t_1 = \frac{2}{1+n_{\text{cap}}}, \quad (9)$$

где  $n_{\text{cap}}$  – комплексный показатель преломления для покрывающего слоя. Для покрывающих слоев Al и Cr  $n_{\text{cap}} = 1.4 + 9.85i$  и  $n_{\text{cap}} = 3.49 + 3.57i$ , соответственно [19; 20]

2. Было рассчитано ослабление излучения в покрывающем слое как

$$A_{\text{cap}} = e^{-\alpha_{\text{cap}} l_{\text{cap}}}, \quad (10)$$

где  $\alpha_{\text{cap}}$  - коэффициент поглощения материала покрывающего слоя,  $l_{\text{cap}}$  - толщина слоя. Для Al и Cr коэффициенты поглощения  $\alpha_{\text{cap}} = 1.2021 \cdot 10^8$  и  $\alpha_{\text{cap}} = 4.3609 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ , соответственно.

3. Был рассчитан коэффициент прохождения  $T_2 = t_2 t_2^*$  через границу покрывающий слой/пленка:

$$t_2 = \frac{2n_{\text{cap}}}{n_{\text{cap}} + n_{\text{FeGa}}}, \quad (11)$$

где  $n_{\text{FeGa}}$  – комплексный показатель преломления галфенола. Он был принят равным показателю преломления железа  $n_{\text{FeGa}} \approx n_{\text{Fe}} = 2.94 + 3.9i$  [20]. Так как толщина покрывающего слоя существенно меньше длины волны, эффекты интерференции света не рассматривались.

Результирующий коэффициент прохождения через покрывающий слой был найден как  $T = T_1 A_{\text{cap}} T_2$ . Для случая покрывающего слоя Al (3 нм) и Cr (2.5 нм) были получены коэффициенты прохождения  $T = 0.05$  и  $T = 0.11$ , соответственно.

Плотность поглощенной энергии в пленке галфенола рассчитывалась как:

$$P = TF \alpha_{\text{FeGa}} (1 - e^{-1}), \quad (12)$$

для случаев, когда толщина пленки галфенола превышала глубину проникновения света  $1/\alpha_{\text{FeGa}}$ , и как

$$P = TF \frac{(1 - e^{-\alpha_{\text{FeGa}} l_{\text{FeGa}}})}{l_{\text{FeGa}}}, \quad (13)$$

для более тонких пленок [21]. Здесь  $F$  – поверхностная плотность энергии в импульсе. Коэффициент поглощения галфенола был принят равным коэффициенту поглощения железа:

$$\alpha_{\text{FeGa}} \approx \alpha_{\text{Fe}} = 4.8149 \cdot 10^8 \text{ м}^{-1}.$$

Тогда плотность поглощенной мощности лазерного импульса накачки  $P_a(t)$  может быть рассчитана по формуле:

$$P_a(t) = \frac{P \cdot e^{\frac{-t^2}{2\sigma^2}}}{\sigma\sqrt{2\pi}}. \quad (14)$$

Численные значения параметров в уравнениях (6) и (8) следующие:

$$A_e = 672 \text{ Дж м}^{-3}\text{К}^{-2}$$

$$C_p = 3.8 \cdot 10^6 \text{ Дж м}^{-3}\text{К}^{-1}$$

$$g_{ep} = 8 \cdot 10^{17} \text{ Вт м}^{-3}\text{К}^{-1}$$

Данные взяты из работы [22].

Температура Кюри для галфенола  $T_C = 993 \text{ К}$  [23]. Начальная температура электронов и решетки принимается равной 300 К.

Параметр  $R$  не представляется возможным рассчитать точно, он может варьироваться и быть оценен по экспериментальным данным. Значение данного параметра было оценено как  $R \cong 2 \text{ пс}^{-1}$ . Порядок величины соответствует оценкам, представленным в работе [7] для переходных металлов.

#### 4.2 Сопоставление с экспериментальными результатами

В результате численного решения уравнений (8) с использованием программного пакета Matlab, для пленок галфенола с толщинами 5, 10, 20,

50 и 100 нм были получены кривые размагничивания. Результаты сопоставления с экспериментальными данными представлены на Рисунках 30-34. Точками обозначены экспериментальные данные, а сплошными линиями результаты расчета. Из Рисунков 30-34 видно, что данные расчета находятся в разумном количественном согласии с экспериментом, а также качественно отражают характер динамики намагниченности для образцов с толщинами слоя FeGa 5, 10, 20, 50 и 100 нм. А именно, и в расчетах и в экспериментах наблюдается размагничивание с последующим частичным восстановлением намагниченности. Характерные времена этих процессов в эксперименте и в расчетах совпадают по порядку величины.

Имеющиеся количественные расхождения, в первую очередь, могут быть связаны с необходимостью более точного подбора величины параметра  $R$ , входящего в уравнение (8) и определяющего как характерные времена, так и степень размагничивания, погрешностью в оценке поглощенной мощности в эксперименте, такими как неравномерность засветки образца, инструментальные погрешности измерений. Также, влияние на точность расчетов может оказать не точное соответствие реальной и номинальной толщины покрывающего слоя в различных образцах..

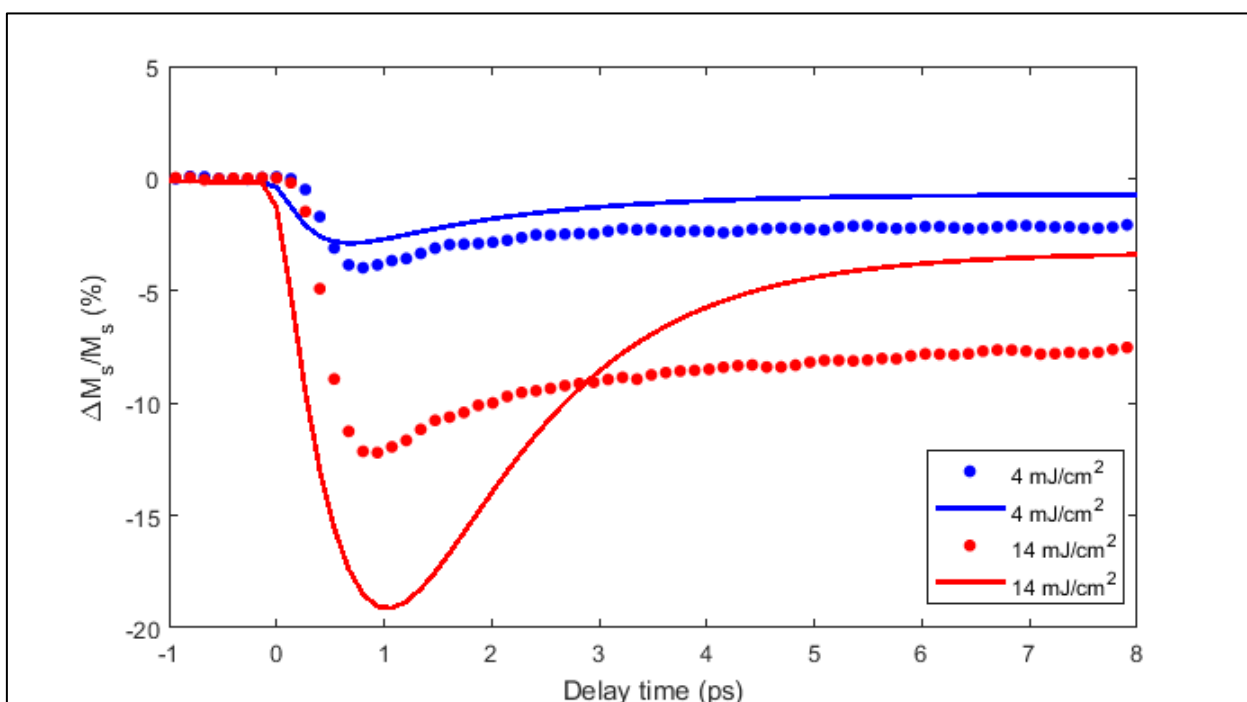


Рисунок 30 – Сопоставление экспериментальных и расчетных кривых размагничивания для пленки FeGa толщиной 5 нм при двух различных плотностях энергии в импульсе накачки: 4 и 14 мДж/см<sup>2</sup>

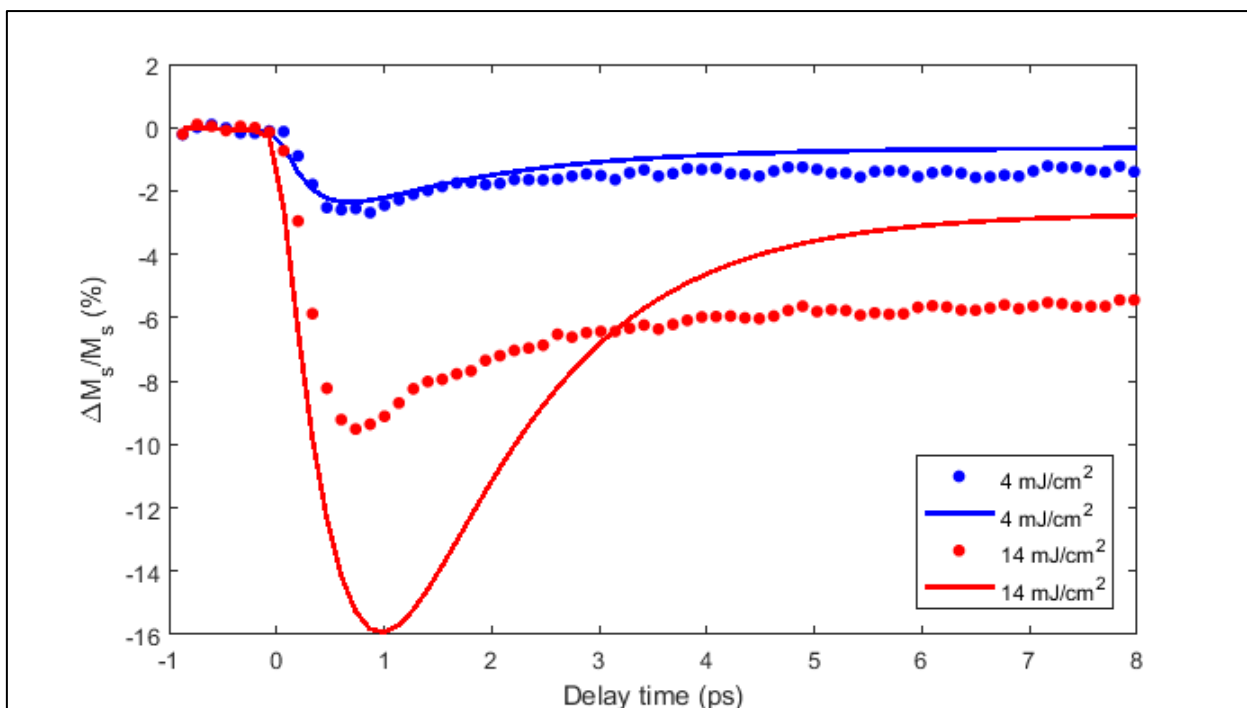


Рисунок 31 - Сопоставление экспериментальных и расчетных кривых размагничивания для пленки FeGa толщиной 10 нм при двух различных плотностях энергии в импульсе накачки: 4 и 14 мДж/см<sup>2</sup>

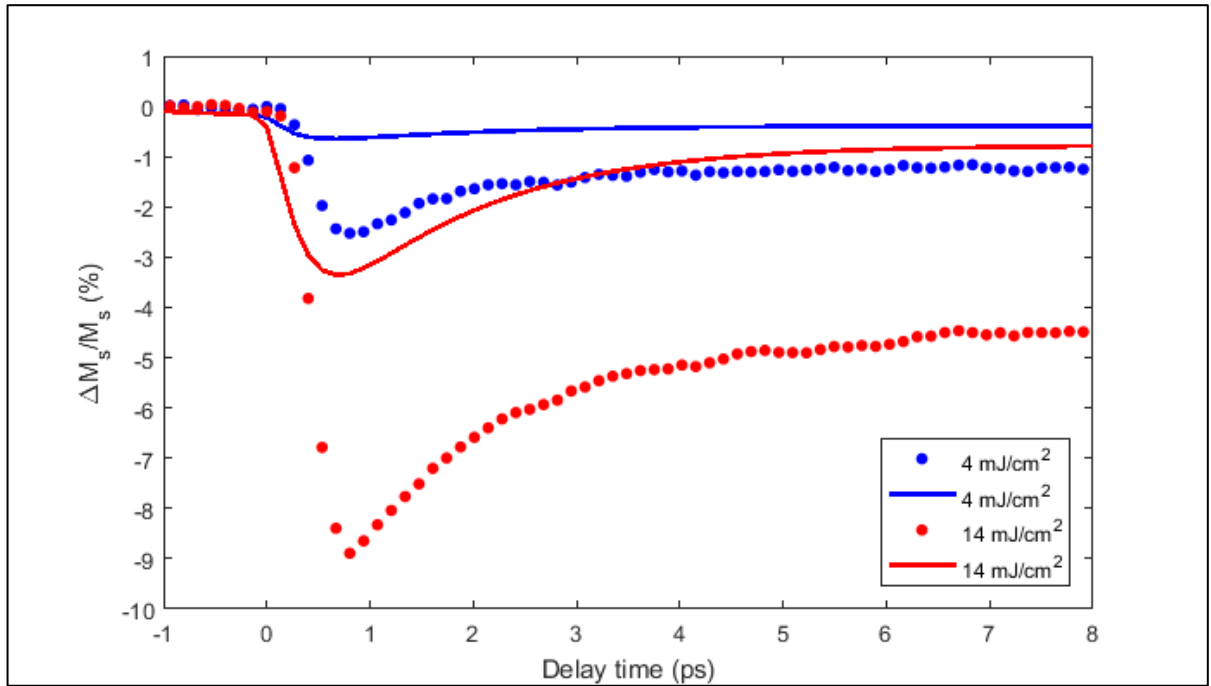


Рисунок 32 Сопоставление экспериментальных и расчетных кривых размагничивания для пленки FeGa толщиной 20 нм при двух различных плотностях энергии в импульсе накачки: 4 и 14 мДж/см<sup>2</sup>

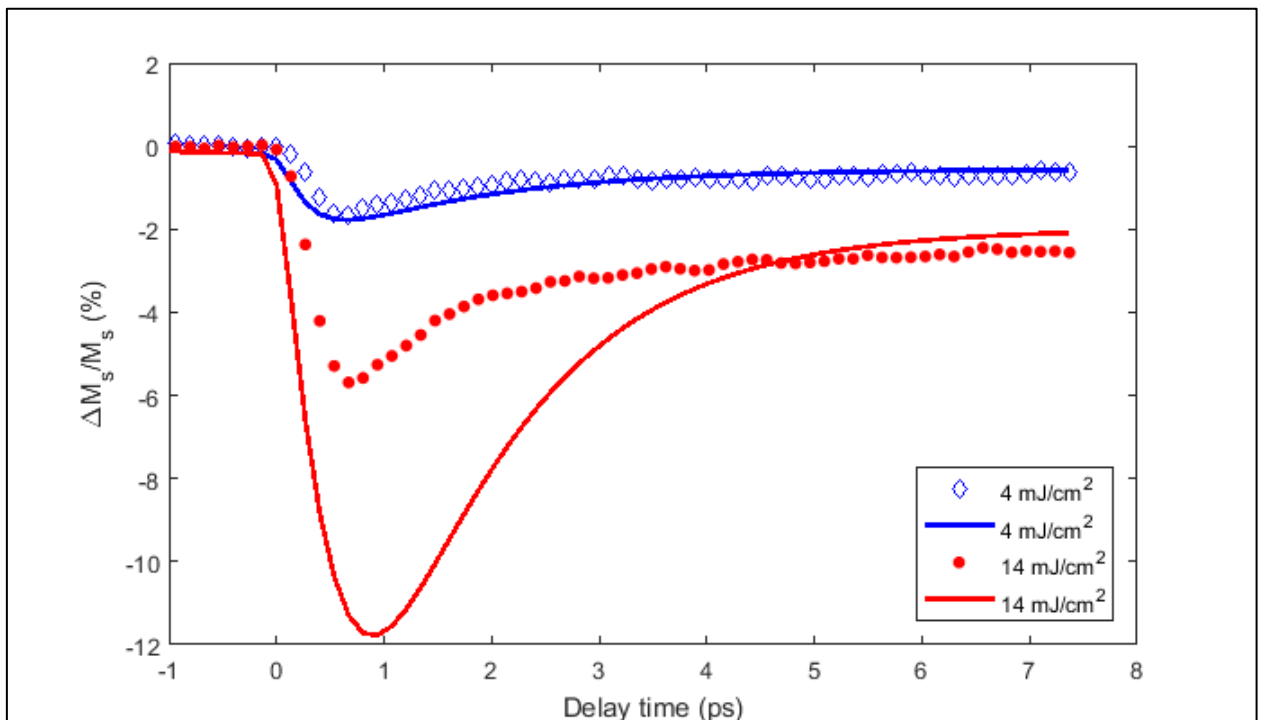


Рисунок 33 – Сопоставление экспериментальных и расчетных кривых размагничивания для пленки FeGa толщиной 50 нм при двух различных плотностях энергии в импульсе накачки: 4 и 14 мДж/см<sup>2</sup>

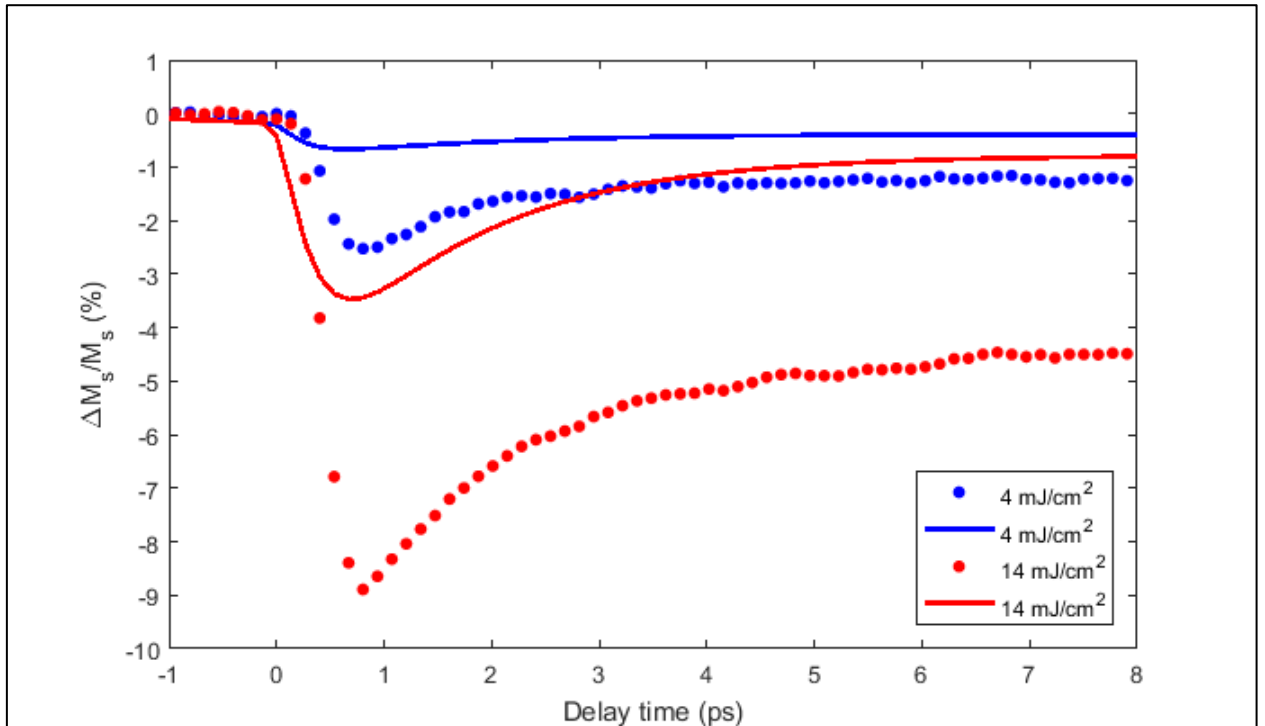


Рисунок 34 – Сопоставление экспериментальных и расчетных кривых размагничивания для пленки FeGa толщиной 100 нм при двух различных плотностях энергии в импульсе накачки: 4 и 14 мДж/см<sup>2</sup>

Также можно заметить, что количественные расхождения экспериментальных данных и результатов расчета более выражены для пленок с толщиной 20 нм и более (Рисунки 32-34). Это может свидетельствовать о том, что в расчетах для более толстых пленок существенным становится учет профиля поглощения энергии лазерного импульса и процессов переноса энергии на временах, сравнимых с временами размагничивания.

#### 4.3 Особенности динамики размагничивания для структур, в которых присутствует граница раздела с GaAs

Как уже отмечалось в Разделе 3 настоящей работы, экспериментально полученная динамика намагниченности и параметры размагничивания для

пленок галфенола толщиной 4 нм (см. Рисунки 11 и 19), а также для многослойной структуры  $\text{FeGa}(7\text{nm})/\text{Cu}(5\text{nm})/\text{FeGa}(4\text{nm})/\text{GaAs}$ , имеют особенности, которые могут объясняться наличием границы раздела  $\text{FeGa}/\text{GaAs}$ . Предположение основано на том, что в работе [11] было показано, что такая граница раздела оказывает существенное влияние на равновесную динамику намагниченности.

На Рисунке 35 изображены кривые размагничивания, полученные из расчетов на основе МЗТМ-модели для аналогичного диапазона плотностей энергии в импульсе накачки для пленки толщиной 4 нм. Из сравнения Рисунков 11 и 35 можно увидеть, что характер экспериментально полученной динамики намагниченности имеет существенные отличия от расчетной. Так, в отличие от двухэтапного размагничивания, наблюдаемого в эксперименте, в рассчитанных данных мы видим начало процесса восстановления намагниченности на временах около 1 пс, в то время как в эксперименте такое восстановление происходит начиная со времен более 10 пс (см. Рисунок 19).



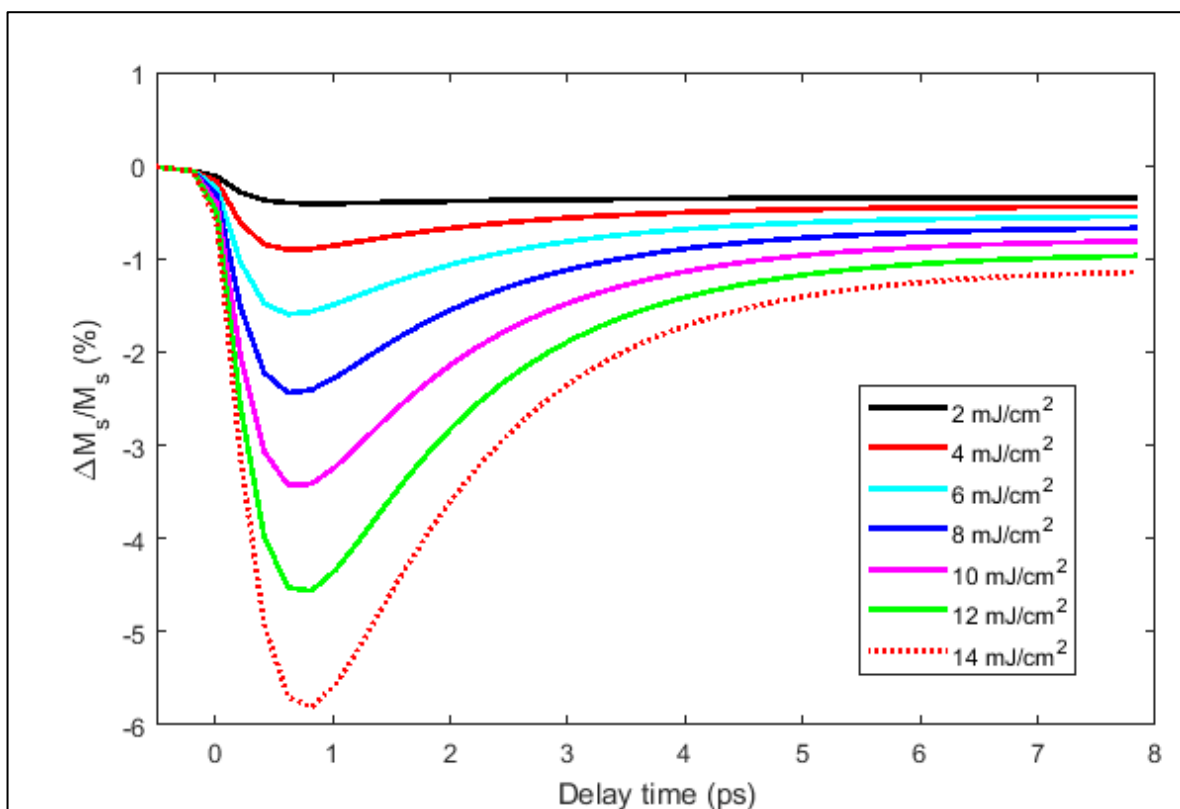


Рисунок 35 – Рассчитанные по МЗТМ-модели кривые размагничивания для пленки FeGa(4нм)/GaAs при плотностях энергии в импульсе накачки от 2 до 14 мДж/см<sup>2</sup>

Чтобы оценить возможность изменения характера процесса сверхбыстрого размагничивания мы произвели расчет кривых размагничивания для пленки толщиной 4 нм по МЗТМ-модели для плотностей энергии в импульсе накачки, значительно превышающих используемые в эксперименте. Как видно из результатов, представленных на Рисунке 36, при дальнейшем увеличении плотности энергии в лазерном импульсе действительно происходит постепенный переход от одного типа динамики (быстрое размагничивание и восстановление намагниченности) к другому (двухэтапное размагничивание)

Как видно из Рисунка 36, согласно МЗТМ-модели, при воздействии лазерным импульсом накачки с большой плотностью энергии, можно получить переход к качественно иной динамике намагниченности. Однако,

использование в эксперименте таких плотностей энергии в импульсе невозможно из-за большой вероятности повреждения образца.

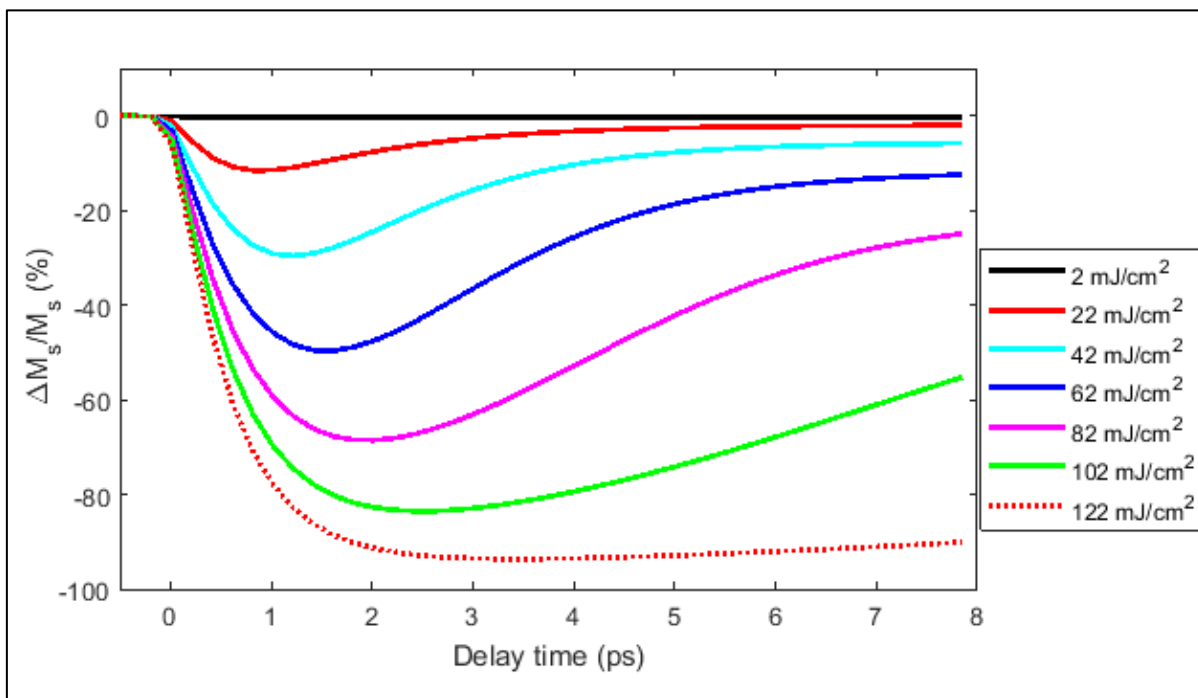


Рисунок 36 – Расчет кривых размагничивания для пленки FeGa толщиной 4 нм в диапазоне плотностей энергии в импульсе накачки от 2 до 122 мДж/см<sup>2</sup>

Из приведенных данных можно сделать вывод о том, что качественное согласие с экспериментом наблюдается в пленках галфенола толщиной 5 и более нм. В то же время, МЗТМ-модель не выявляет резкого перехода к динамике намагниченности, наблюдаемой в пленке 4 нм. Следовательно, можно сделать предположение, что в тонких пленках галфенола на подложках GaAs есть дополнительные факторы, оказывающие влияние на время, степень и характер динамики намагниченности, но не учитываемых в МЗТМ-модели. Такими факторами могут быть, в том числе, спин-орбитальное взаимодействие на границе раздела с GaAs, отличное от объемного, которое может привести к изменению макроскопического параметра  $R$  в уравнении (8). Кроме того, вклад в размагничивание может давать супердиффузионный транспорт поляризованных по спину

электронов [8]. Можно ожидать, что такие факторы должны проявляться именно в полках малой толщины, в которых эффектами на границах раздела нельзя пренебрегать.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной целью данной работы являлся поиск способов управления лазерно-индуцированным сверхбыстрым размагничиванием в тонких пленках ферромагнитного металла. В соответствии с этим мною в ходе исследования были решены следующие основные задачи:

1) Экспериментальное исследование сверхбыстрого размагничивания в тонких пленках ферромагнитного металла галфенола  $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$  (FeGa).

2) Установление факторов, влияющих на динамику и величину размагничивания, таких как толщина пленки и граница раздела с другими материалами.

3) Моделирование лазерно-индуцированного размагничивания с использованием микроскопической трех-температурной (МЗТМ) модели и сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными.

Согласно поставленным задачам в работе были получены следующие основные результаты:

1) Экспериментально получены кривые размагничивания в тонких пленках галфенола на подложке GaAs с толщиной слоя FeGa 4, 5, 10, 20, 50 и 100 нм, а также в многослойных образцах FeGa(7 нм)/Cu(5 нм)/GaAs и FeGa(7 нм)/Cu(5 нм)/FeGa(4 нм)/GaAs. Выявлено существенное отличие характера динамики сверхбыстрого размагничивания в пленке 4 нм от пленок с большей толщиной и многослойных образцов.

2) Обнаружено влияние толщины пленки на степень сверхбыстрого размагничивания, показано, что при увеличении толщины степень размагничивания уменьшается для фиксированной плотности энергии в лазерном импульсе.

3) Границы раздела FeGa с Cu и GaAs оказывают влияние на величину и время размагничивания, граница раздела с GaAs также оказывает существенное влияние на характер размагничивания.

4) При сопоставлении результатов расчетов по МЗТМ-модели выявлено качественное соответствие экспериментальных и расчетных кривых временных зависимостей сверхбыстрого размагничивания для пленок FeGa толщиной 5 нм и более.

5) Теоретическая модель не выявляет изменения характера сверхбыстрого размагничивания при уменьшении толщины пленки до 4 нм, наблюдаемого в эксперименте. Мы предполагаем, что такое несоответствие указывает на то, что в пленке с малой толщиной существенное влияние на размагничивание оказывают такие факторы, как спин-орбитальное взаимодействие на границе раздела с GaAs, отличное от объемного, и супердиффузионный транспорт, которые не включены в МЗТМ-модель.

В заключение можно сказать, что результаты, полученные в данной работе, позволяют расширить имеющиеся научные данные об особенностях взаимодействия ферромагнитных металлов с фемтосекундными лазерными импульсами, в том числе о динамике сверхбыстрого лазерно-индуцированного размагничивания и факторах, влияющих на его характер. Эти сведения открывают перспективу для разработки магнитных гетероструктур со свойствами, оптимизированными для получения различных типов отклика намагниченности таких структур на оптическое возбуждение. Создание таких новых структур будет восстербовано при разработке, например, усовершенствованных и новых элементов памяти и обработки информации для информационных технологий.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю благодарность за помощь в выполнении данной работы:

- 1) Ведущему научному сотруднику Университета ИТМО, заведующей лабораторией Физики ферроиков ФТИ им. А.Ф. Иоффе А.М. Калашниковой за научное руководство.
- 2) Профессору Университета Ноттингема A.W. Rushforth за предоставленные образцы.
- 3) Сотрудникам лаборатории Физики ферроиков ФТИ им. А.Ф. Иоффе: Я.А. Могунову, Л.А. Шелухину и П.И. Геревенкову за помощь в проведении экспериментов, обсуждение результатов и ценные рекомендации.
- 4) Российскому фонду фундаментальных исследований (Грант РФФИ 20-32-70149).

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Kirilyuk A., Kimel A. V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order. // *Rev. Mod. Phys.* 2010. Vol. 82, No. 3. P. 2731–2784.
2. Калашникова А. М., Кимель А. В., Писарев Р. В. Сверхбыстрый оптомагнетизм. // *УФН.* 2015. № 185, С. 1064–1076.
3. Beaurepaire E. et al. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel. // *Phys Rev Lett.* 1996. Vol. 76, No. 22, P. 4250–4253.
4. Stanciu C. D. et al. All-Optical Magnetic Recording with Circularly Polarized Light. // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 99, No. 4, P. 047601.
5. van Kampen M. et al. All-Optical Probe of Coherent Spin Waves. // *Phys. Rev. Lett.* 2002. Vol. 88, No. 22. P. 227201.
6. Satoh T. et al. Directional control of spin-wave emission by spatially shaped light. // *Nat. Photonics.* Nature Publishing Group, 2012. Vol. 6, No. 10. P. 662–666.
7. Koopmans B. et al. Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization. // *Nature Mater.* 2010. Vol. 9, P. 259–265.
8. Battiato M., Carva K., and Oppeneer P. M. Superdiffusive Spin Transport as a Mechanism of Ultrafast Demagnetization. // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 105, No. 2, P. 027203.
9. Ostler T.A. et al. Ultrafast heating as a sufficient stimulus for magnetization reversal in a ferrimagnet. // *Nature Commun.* 2012. Vol. 3, No. 666, P. 1–6.
10. Liu T.-M. et al. Nanoscale Confinement of All-Optical Magnetic Switching in TbFeCo - Competition with Nanoscale Heterogeneity. // *Nano Lett.* 2015. Vol. 15, No. 10, P. 6862–6868.
11. Kimel A. V. & Li M. Writing magnetic memory with ultrashort light pulses. // *Nature Rev. Mater.* 2019. Vol. 4, P. 189–200.
12. Weller D. A HAMR Media Technology Roadmap to an Areal Density of 4 Tb/in. // *IEEE Transactions on Magnetics.* 2014. Vol. 50, No. 1, P. 3100108.

13. Mangin S. et al. Engineered materials for all-optical helicity-dependent magnetic switching. // *Nature Mater.* 2014. Vol. 13, P. 286–292.
14. L. Chen et al. Emergence of anisotropic Gilbert damping in ultrathin Fe layers on GaAs (001). // *Nature Phys.* 2018. Vol. 14, 490 – 494.
15. B. Koopmans et al. Unifying Ultrafast Magnetization Dynamics. // *Phys. Rev. Lett.* 2005. Vol. 95, No. 26, P. 267207.
16. Modern magneto-optics and magneto-optical materials / A. K. Zvezdin and V. A. Kotov. Bristol : Philadelphia : Institute of physics Publication, 1997 – 386 p.
17. Bowe S. Magnetisation dynamics in magnetostrictive nanostructures. PhD Thesis. // The University of Nottingham – 2007 – 300 p.
18. Khokhlov N.E. et al. Optical Excitation of Propagating Magnetostatic Waves in an Epitaxial Gallenol Film by Ultrafast Magnetic Anisotropy Change // *Phys. Rev. Appl.* American Physical Society, 2019. Vol. 12, № 4. P. 044044.
19. Rakić A. D. Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films: application to aluminum. // *Appl. Opt.* 1995. Vol. 34, No. 22, P. 4755 – 4767.
20. Johnson P. B. and Christy R. W. Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd. // *Phys. Rev. B.* 1974. Vol. 9, No. 12, P. 5056 – 5070.
21. Walowski J. Physics of laser heated ferromagnets: Ultrafast demagnetization and magneto-Seebeck effect. Dissertation. // Georg-August-Universität Göttingen. – 2012 – 140 p.
22. Kats V.N. et al. Ultrafast changes of magnetic anisotropy driven by laser generated coherent and noncoherent phonons in metallic films // *Phys. Rev. B.* 2016. Vol. 93, № 21. P. 214422.
23. Quinn C.J. The Fabrication and Analysis of the Magnetic and Crystallographic Properties of Fe-rich ( $\text{Fe}_x\text{Ga}_{1-x}$ ) Gallenol Alloys. PhD thesis. // University of Salford Greater Manchester United Kingdom–2012 – 252 p.