

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М. В. ЛОМОНОСОВА.**

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**Магнитные свойства двуслойных
систем на основе железа**

Дипломная работа студентки
4 курса кафедры магнетизма
Физического факультета
Сороколетовой Марины Сергеевны

Научный руководитель:
дфмн., профессор
Шалыгина Елена Евгеньевна

Допущена к защите
« » июня 2020 года.
Зав. кафедрой магнетизма
проф. Перов Н.С.

Москва

2020

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	3
Глава 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	5
1.1 Тонкие магнитные пленки.....	5
1.2 Магнитные свойства тонких пленок	6
1.2.1 Магнитная анизотропия плёнок.....	6
1.2.2 Доменная структура тонких пленок	8
1.2.3 Квантовые размерные эффекты в тонких пленках	9
1.3 Механизмы образования пленки	10
1.4 Методы получения тонких магнитных пленок	11
Глава 2. ИЗУЧАЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА .	13
2.1 Изучаемые образцы.....	13
2.2 Методика измерения магнитных характеристик изучаемых образцов.	13
2.2.1 Классификация магнитооптических эффектов	14
2.2.2 Описание магнитооптической установки для измерения магнитных характеристик изучаемых образцов	17
Глава 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ	21
3.1 Результаты магнитных измерений	21
Основные результаты и выводы	28
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	29

ВВЕДЕНИЕ

Тонкие ферромагнитные пленки и многослойные тонкопленочные системы привлекают внимание ученых с середины XX века. Интерес к ним обусловлен особенностями их физических свойств. В частности, для указанных выше материалов были обнаружены такие эффекты, как гигантское магнетосопротивление, проявляющееся в зависимости электрического сопротивления системы от взаимной ориентации намагниченностей в ферромагнитных слоях [1], и осциллирующее поведение обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями с изменением толщины неферромагнитного слоя [2-3]. При этом особого внимания заслуживали квантовые размерные эффекты, наблюдаемые для низкоразмерных многослойных тонкопленочных магнитных систем, состоящих из чередующихся магнитных и немагнитных (без магнитного упорядочения) слоев. Вышеуказанные свойства и особенности магнитного поведения указанных выше образцов привлекли внимание исследователей, что способствовало появлению большого количества экспериментальных работ, посвященных их исследованию, и, в частности, магнитных характеристик.

Следует также отметить, что тонкопленочные системы имеют большое практическое значение. Благодаря обнаруженному для этих систем быстроедействию, снижению энергетических потерь и малым размерам тонкие магнитные пленки и многослойные тонкопленочные системы получили широкое применение в микро-, наноэлектронике и спинтронике [4]. На их основе создаются новые материалы с заданным набором кинетических и магнитных свойств, например, магниторезистивные датчики магнитного поля и различные сенсоры [5-7]. Кроме того, тонкопленочные магнитные системы используются в качестве сред для записи и хранения информации в запоминающих устройствах, поскольку они позволяют получить высокую плотность и скорость записи информации [8-12].

Несмотря на большой успех, достигнутый при исследовании тонкопленочных систем, поиск новых комбинаций магнитных и немагнитных слоев, перспективных для практически приложений, остается актуальным. **Объектом исследования в данной работе** являются двухслойные образцы, состоящие из магнитного слоя железа и немагнитного (без магнитного упорядочения) **титанового** слоя. Выбор титана был обусловлен его уникальными свойствами. В частности, титан характеризуется высокой коррозионной стойкостью, низким коэффициентом теплового расширения. Он может применяться в широком диапазоне температур. Его механическая прочность вдвое выше, чем у чистого железа. При этом титан имеет **сравнительно небольшую массу**, что предопределило его незаменимость в областях, для которых важны как механические свойства изделий, так и их масса.

Титан нашел широкое применение в металлургии. В частности, его добавляют в медь, алюминий, никель с целью повышения их прочности. Титан используют в качестве конструкционного материала в ракетной технике, морском судостроении и в автомобилестроении. Кроме того, уникальные биологические свойства этого металла предопределили его использование в пищевой промышленности и восстановительной хирургии. Титан может быть полезен при напылении его на тонкую ферромагнитную пленку для защиты её от износа. Наконец, было обнаружено, что соответствующим образом выбранные тонкопленочные материалы могут быть объединены в многослойные системы, характеристики которых значительно превосходят свойства исходных компонент. Благодаря этому систематический выбор комбинаций материалов и дизайна многослойной системы (например, толщины магнитных и немагнитных слоёв) являются предметом интенсивных исследований в области физики магнитных явлений и, в частности, многослойных тонкопленочных систем.

В настоящее время существует большой объем экспериментальных работ, посвященных исследованию магнитных характеристик тонкопленочных систем (см., например, исследования многослойных (Fe/Si [13], Co/Si [13,14]), трёхслойных (Fe/Ta/Fe [15], Fe/Mo/Fe [15], Fe/Zr/Fe [16,17], Fe/Pt/Fe [17], Co/Mo/Co [18], Co/Cu/Co [19], Co/Si/Co [20,21], Co/Bi/Co [22]) и двухслойных (Zr/Fe [16,17], Pt/Fe [17], Bi/Co [22], Fe/Bi, Bi/Fe [23]) тонкопленочных систем). Вместе с тем **выбор комбинаций слоев в тонкопленочных слоистых структурах, перспективных для практических приложений, а также их исследование является по-прежнему актуальным.**

Целью данной работы является экспериментальное изучение влияния толщины титанового слоя на магнитные характеристики двухслойных Fe/Ti тонкопленочных систем с постоянной толщиной железных слоев и различной толщиной титанового.

Научная новизна работы состоит в том, что впервые проанализировано влияние как толщины, так и порядка напыления магнитных и немагнитных слоёв на магнитные характеристики двухслойных Fe/Ti тонкопленочных систем.

Глава 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.

1.1 Тонкие магнитные пленки

При анализе магнитного состояния ферромагнетика в основном учитываются следующие виды энергий:

- Энергия обменного взаимодействия;
- Энергия естественной или кристаллографической магнитной анизотропии, источником которой является спин-орбитальное взаимодействие;

- Магнитоупругая энергия;
- Магнитоэластическая энергия магнетика (обусловленная индуцированными магнитным полем поверхностными магнитными зарядами);
- Энергия взаимодействия среды с внешним магнитным полем (энергия Зеемана).

Перечисленные выше энергии определяют энергетическое состояние ферромагнитной среды. Минимизация полной энергии, задаваемой вышеприведенными вкладками, позволяет получить такие характеристики, как *длина обменного взаимодействия* $l_{ex} = (A/2\pi M_S^2)^{1/2}$ и *ширина доменной стенки* $l_{ДС} = (A/K)^{1/2}$ [24].

С учетом вышесказанного в микромагнитной теории ферромагнетиков **ультратонкой магнитной пленкой** называется слой ферромагнитного материала, толщина, t , которого равна или меньше длины, определяемой соотношением: $L = (A/K)^{1/2}$, где A – константа обменного взаимодействия, K – константа магнитной анизотропии. В зависимости от состава толщина ультратонкой магнитной пленки варьируется от нескольких ангстрем (Å) до 10000 Å.

1.2 Магнитные свойства тонких пленок

1.2.1 Магнитная анизотропия плёнок

1. Вообще говоря, тонкие магнитные пленки можно рассматривать как образцы, обладающие двумерной геометрией, то есть малым отношением ее толщины к её линейным размерам. При такой геометрической форме образца энергетически выгодным становится состояние пленки, при котором векторы намагниченности при отсутствии внешнего магнитного поля лежат в плоскости пленки. В этом случае говорят, что пленка обладает **плоскостной магнитной анизотропией**. Благодаря этому свойству для намагничивания пленки в её плоскости необходимо приложить магнитное поле, значение которого меньше, чем для случая, когда пленка намагничивается параллельно

нормали к её плоскости. Таким образом, специфика геометрических размеров пленок приводит к образованию **анизотропии формы** в тонкопленочных магнитных образцах.

2. В случае ультратонких плёнок магнитная анизотропия в основном объясняется так называемой **поверхностной анизотропией**, обусловленной отличием атомного окружения приповерхностных атомов от объёмных. На возможность существования поверхностной анизотропии впервые обратил внимание Неель. Он количественно оценил энергию поверхностной анизотропии для случая простых граней кубических кристаллов. Им было получено соотношение для плотности энергии поверхностной анизотропии, в частности, $\sigma = K_S \times \cos^2(\theta)$, где θ – угол между вектором спонтанной намагниченности и нормалью к поверхности. Оно позволило получить величину K_S порядка 0.1-1 эрг/см². Кроме того, Неель предсказал, что поверхностная магнитная анизотропия будет проявляться в малых ферромагнитных частицах размером порядка 100 ангстрем [25].

3. Было также установлено, что если к пленке в процессе её изготовления приложить магнитное поле, то в ней возникает **одноосная магнитная анизотропия**, при которой становится энергетически выгодной ориентация вектора намагниченности вдоль одного преимущественного направления – **оси легкого намагничивания** (ОЛН). Направление ОЛН, как правило, совпадает с ориентацией внешнего магнитного поля, приложенного в процессе напыления пленки. Согласно существующим представлениям, основная причина появления такой анизотропии в тонкоплёночных системах состоит в том, что благодаря приложенному к образцу в процессе его получения внешнему магнитному полю пары ближайших соседних атомов ориентируются вдоль направления, задаваемого этим полем. Это и предопределяет ориентацию вектора намагниченности в образце [26].

При отклонении магнитного момента в плёнке от ОЛН её энергия возрастает. Изменение энергии E пленки при отклонении намагниченности от ОЛН определяется соотношением:

$$E = VK_u \sin\phi,$$

где E – энергия анизотропии, K_u – среднее значение константы анизотропии, ϕ – угол между направлением намагниченности и ОЛН, V – объем пленки.

Ось, перпендикулярная ОЛН ($\phi = 90^\circ$), называется **осью трудного намагничивания** (ОТН). Как видно из приведённого выше соотношения, при ориентации векторов намагниченности параллельно ОТН энергия одноосной анизотропии максимальна. Следует отметить, что на анизотропию пленки могут влиять и другие факторы, например, кристаллическая структура пленки, упругие напряжения, преимущественная ориентация определенного вида пар атомов в сплаве.

1.2.2 Доменная структура тонких пленок

Согласно существующим представлениям, доменной структурой образцов и, в частности, тонких плёнок, называются области самопроизвольной намагниченности, обусловленные минимумом свободной энергии образца. При наличии внешнего магнитного поля пленка намагничивается и при некотором его значении переходит в однодоменное состояние. Между доменами существуют доменные границы. В массивных ферромагнитных образцах реализуются доменные границы (ДГ) Блоха. В этом случае при переходе от домена к домену вектора намагниченности границы параллельны плоскости границы. Вместе с тем Неель показал, что в пленках малой толщины (менее 20 нм) поворот векторов намагниченности границы при переходе от одного домена к другому происходит в плоскости пленки. Доменная граница такого типа называется **неелевской**. При экспериментальном исследовании тонких пленок помимо описанных выше двух типов ДГ были обнаружены и другие типы доменных границ, например,

в которых чередуются элементы границ Блоха и Нееля. Эти доменные границы получили название границ с перевязками.

1.2.3 Квантовые размерные эффекты в тонких пленках

Согласно существующим представлениям, при исследовании тонкопленочных образцов необходимо учитывать их геометрические размеры, так как для таких систем наблюдаются качественные изменения, например, когда размеры элементов становятся сравнимы или меньше одного из характерных физических параметров, имеющего размерность длины. Такого типа изменения называют «размерными эффектами». В тонкопленочных системах различают **классический** и **квантовый** размерные эффекты.

Классический размерный эффект проявляется при толщине магнитной пленки, сравнимой по порядку величины со средней длиной свободного пробега электронов проводимости в металле [27]. Эффект обусловлен тем, что в этом случае при изучении движения электронов становится необходимым учитывать наравне с их рассеянием на примесях и дефектах кристаллической структуры в объеме вещества, рассеяние на поверхностях. При этом существенным оказывается **отражение электронов от внешней границы пленки**. В многослойных тонкопленочных магнитных системах классический размерный эффект обусловлен различием амплитуд рассеяния электронов в соседних слоях, возникающим из-за различия электронной структуры этих слоев.

В ультратонких ферромагнитных пленках толщиной, сравнимой с постоянной решетки, недостаточно учитывать только классический размерный эффект. В этом случае необходимо принимать во внимание **квантовый размерный эффект (КРЭ)**, обусловленный квантованием энергии носителей заряда, движение которых ограничено в одном, двух или трех направлениях. Если говорить точнее, то квантовые размерные эффекты начинают оказывать влияние на электронные свойства образца, когда размер области локализации свободных носителей становится соизмерим с длиной

волны де Бройля: $\lambda_{дБ} = h / \sqrt{2mE}$, где m – эффективная масса электронов; E – энергия носителей; h – постоянная Планка. В работе [28] было показано, что при очень малой толщине магнитной пленки возможен квантовый характер движения носителей заряда между поверхностями образца, при котором необходимо учитывать многократные отражения электронных волн от потенциальных барьеров на границах пленки. В многослойных системах потенциальные барьеры образуются на поверхностях раздела слоев из-за различия уровней Ферми для электронов в разных металлах. В результате интерференции электронных волн образуются стоячие волны, что обуславливает дискретность энергетических уровней в пленке, обычно называемых Quantum Well States (QWSs).

Экспериментальные и теоретические исследования КРЭ были начаты более 50 лет назад. Результаты этих исследований (1966 г.) свидетельствовали об осцилляции некоторых физических свойств (электрического сопротивления, магнитной проницаемости, эффекта Холла) с изменением толщины образца [29]. Теоретическая работа Сандомирского [30], объясняющая эти осцилляции, была опубликована в 1967 году. Позже было показано, что магнетосопротивление, магнитооптический эффект и магнитная анизотропия также могут проявлять осциллирующее поведение при изменении толщины промежуточного немагнитного слоя в ФМ/НФМ/ФМ системах. Здесь ФМ – ферромагнитные слои (без магнитного упорядочения), НФМ – немагнитный слой. Зависимость межслоевой связи от толщины немагнитной прослойки была проанализирована и объяснена с учетом квантового интерференционного эффекта в работе [31].

1.3 Механизмы образования пленки

Выделяют три основных механизма роста тонких плёнок [32]. Эти механизмы получили свои названия по именам их авторов, в частности, **1.** механизм послойного роста Франка–ван дер Мерве; **2.** механизм островкового

роста Вольмера–Вебера; 3. механизм послойного-плюс-островкового роста Странского–Крастанова.

Послойный рост относится к случаю, когда атомы плёнки сильнее связаны с подложкой, чем друг с другом. В результате этого рост следующего слоя не начинается, пока не завершено формирование предыдущего, то есть имеет место строго двумерный рост.

Островковый рост соответствует ситуации, когда атомы плёнки сильнее связаны между собой, чем с подложкой. В этом случае трёхмерные островки зарождаются и растут прямо на поверхности подложки.

Послойный-плюс-островковый рост представляет собой промежуточный случай между послойным и островковым ростом. После завершения формирования двумерного слоя идёт рост трёхмерных островков.

1.4 Методы получения тонких магнитных пленок

Одним из самых популярных методов получения тонких пленок является **метод магнетронного напыления**. В основе этого метода лежит бомбардировка ионами инертного газа поверхности твёрдого тела (мишени), перенос выбитых атомов и осаждение их на подложке.

Общая схема реализации данного метода следующая. Внутри вакуумной камеры располагается мишень из материала, атомы которого должны образовывать плёнку. В камеру напускается рабочий газ (обычно аргон). С помощью газового разряда в камере создается плазма, которая является источником заряженных свободных ионов. Их ускорение обеспечивается поданным на мишень отрицательным напряжением $V = 100 - 200$ В. Ионами аргона частицы выбиваются из мишени и конденсируются на поверхность подложки, образуя пленку

Особенностью магнетронной системы является наличие магнитной системы, расположенной под распыляемой мишенью. Создаваемое магнитное поле (порядка 0,04-0,06 Тл) является ловушкой для свободных электронов в

плазме, так как под действием поля траектория электронов, летящих к стенкам камеры, изменяется. Это предотвращает накопление отрицательного заряда на стенках и дрейф положительных ионов.

Иллюстрация данного процесса приведена на рисунке 1 [33].

- | | |
|---------------------------------|--|
| 1. Мишень; | 4. Электроны; |
| 2. Система постоянных магнитов; | 5. Области повышенной электронной плотности; |
| 3. Ион аргона; | 6. Подложка |

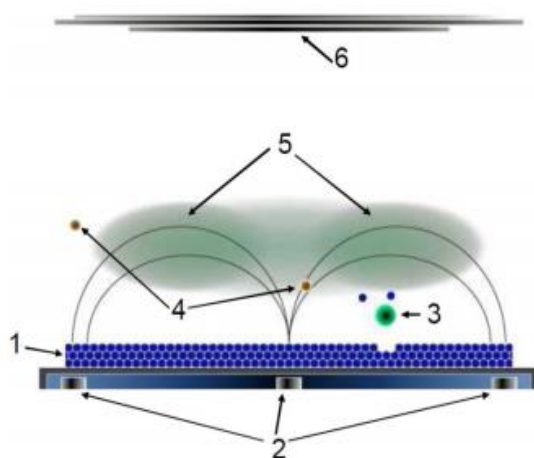


Рис 1. Иллюстрация метода магнетронного напыления тонкопленочных систем.

Для предотвращения разогрева мишени её обычно охлаждают водой и припаивают к держателю мишени легкоплавкими сплавами. Контроль температуры подложек осуществляется с помощью термопары или пирометра. После завершения напыления получаемые образцы плавно охлаждают и извлекают из установки для дальнейших исследований.

Описанный выше метод напыления тонких пленок обладает рядом преимуществ, таких как относительная простота, высокая скорость осаждения пленок, малая дефектность, оптимальная плотность, близкая к плотности материалов используемых мишеней. Высокая скорость распыления повышает производительность процесса осаждения и адгезию наносимых пленок.

Вместе с тем следует отметить, что существуют и другие методы получения тонких пленок, например, термовакuumное напыление, молекулярно-лучевая эпитаксия и др. Однако при всём многообразии методов получения тонких плёнок магнетронное напыление с точки зрения практических приложений является наиболее популярным. Это обусловлено его меньшей по сравнению с другими методами стоимостью и оперативным получением достаточно высокого качества тонкопленочных магнитных систем.

Глава 2. ИЗУЧАЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1 Изучаемые образцы

В настоящей работе были исследованы тонкопленочные Fe/Ti образцы круглой формы диаметром 8 мм, полученные методом магнетронного напыления путем последовательного напыления слоев железа и титана. Экспериментально изучались две серии образцов, отличающиеся толщиной слоёв и последовательностью их напыления. В **первой серии** толщина слоёв железа, t_{Fe} , равна 100 нм, а толщина титана варьируется от 2 до 100 нм. Причём титан является прослойкой между подложкой и слоем железа. Во **второй серии** толщина слоя железа равна 20 нм, а t_{Ti} изменяется от 1 до 100 нм, а. В этой серии верхним слоем является титан, а железный слой – нижний.

Процесс напыления вышеописанных образцов был выполнен при наличии внешнего магнитного поля, равного 70 Э, приложенного параллельно плоскости подложки, что предопределило наличие в них оси легкого намагничивания.

2.2 Методика измерения магнитных характеристик изучаемых образцов.

Основными магнитными характеристиками тонких плёнок, предопределяющими их дальнейшее практическое применение, являются намагниченность насыщения M_s , поле насыщения H_s и коэрцитивная сила H_c . Одним из наиболее эффективных способов изучения магнитных

характеристик тонких плёнок и многослойных тонкоплёночных систем является магнитооптический метод.

Магнитооптические методы основаны на регистрации изменения интенсивности отражённого или проходящего через образец света при его намагничивании. Следует отметить, что для исследования магнитных свойств низкоразмерных (толщиной не более 100 нм) тонкоплёночных систем необходима высокая чувствительность используемых методик. Магнитооптические методы исследования магнитных систем удовлетворяют этим требованиям. В частности, наряду с простотой и удобством этой измерительной техники они позволяют изучать магнитные свойства низкоразмерных однослойных и многослойных тонкоплёночных магнитных систем в широком интервале магнитных полей и температур.

Учитывая изложенное выше, в данной работе был использован магнитооптический метод исследования магнитных характеристик изучаемых образцов.

2.2.1 Классификация магнитооптических эффектов

Намагниченный ферромагнетик, помещенный во внешнее магнитное поле, обнаруживает свойства двойного магнитного лучепреломления света. Это приводит к появлению различных магнитооптических эффектов.

В настоящее время магнитооптические методы широко используются для исследования магнитных свойств как объемных, так и тонкоплёночных магнитных систем толщиной нанометрового диапазона. В случае объемных магнитных материалов изучаются их приповерхностные магнитные свойства, что позволяет оценить вклад приповерхностных дефектов на изучаемые магнитные характеристики. В случае ультратонких магнитных пленок измеряются магнитные характеристики всего объема образца.

Магнитооптические эффекты обычно классифицируются по методу их наблюдения. В частности, существуют эффекты, наблюдаемые на отраженном от магнитного образца свете и на проходящем свете [4].

- **Эффекты, наблюдаемые в проходящем свете.**

Эффект Фарадея. Он обусловлен круговым двулучепреломлением, то есть различием показателей преломления для лево- и правополяризованного по кругу света, что вызывает поворот плоскости поляризации и появление эллиптичности линейно поляризованного света (рис. 2 (а)).

Эффект Фохта. Он обусловлен линейным двулучепреломлением света, то есть различием комплексных показателей преломления для линейно поляризованного света (рис. 2 (б)).

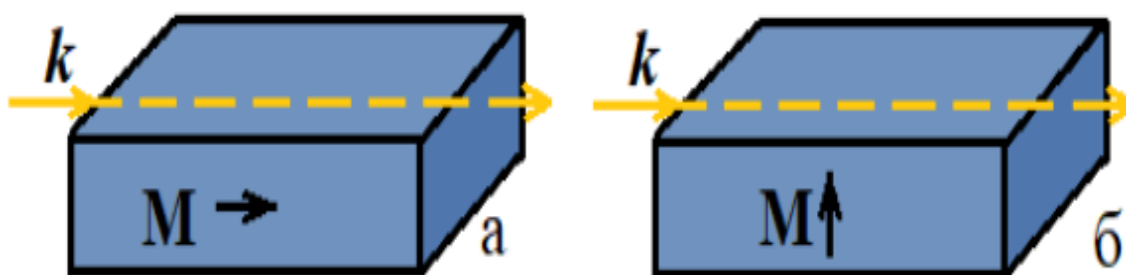


Рис 2. Магнитооптические эффекты Фарадея (а) и Фохта (б), где M – вектор намагниченности, k – волновой вектор.

- **Эффекты, наблюдаемые на отраженном от магнитного кристалла свете.**

Полярный (рис. 3 (а)) и меридиональный (рис. 3 (б)) эффекты Керра проявляются во вращении плоскости поляризации и превращении линейно поляризованной волны в эллиптически поляризованную. Экваториальный (Рис. 3 (в)) эффект Керра состоит в изменении интенсивности и сдвиге фаз линейно поляризованного света, отраженного от намагниченного образца.

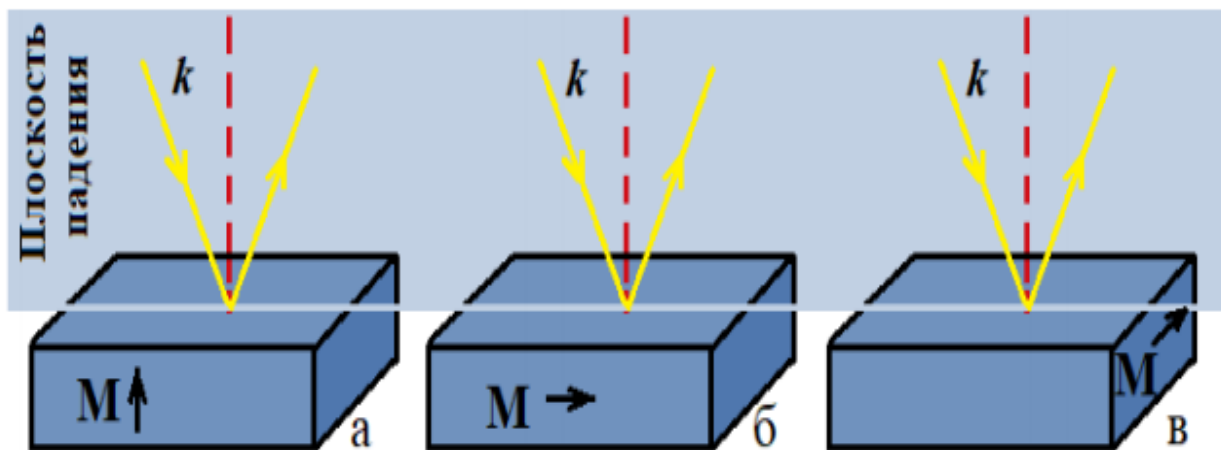


Рис 3. Магнитооптические эффекты Керра: полярный (а), меридиональный (б), экваториальный (в).

Кроме того, магнитооптические эффекты классифицируются также по направлению распространения света относительно вектора намагниченности.

- В продольных эффектах вектор намагниченности лежит в плоскости падения света. К их числу относятся полярный, меридиональный эффекты Керра, а также эффект Фарадея.
- В поперечных эффектах вектор намагниченности лежит в плоскости, перпендикулярной плоскости падения света. К поперечным эффектам относятся экваториальный эффект Керра (ЭЭК) и эффект Фохта.

Существует также такое определение магнитооптических явлений как чётный (квадратичный) и нечётный (линейный) по намагниченности эффект. Квадратичными по намагниченности являются эффект Фохта и ориентационный магнитооптический эффект.

Магнитооптические эффекты в первом приближении линейно зависят от намагниченности образца. Они широко используются для измерения кривых намагничивания, петель гистерезиса и приповерхностных магнитных характеристик объемных образцов. Вместе с тем полярный и меридиональный эффекты Керра, а также эффект Фарадея применяются и для наблюдения доменной структуры в магнитных образцах.

2.2.2 Описание магнитооптической установки для измерения магнитных характеристик изучаемых образцов

В данной работе измерения магнитных характеристик изучаемых образцов были выполнены на магнитооптическом (МО) магнитометре. Блок-схема магнитооптической установки, собранной на базе микроскопа МИС-11, представлена на рис. 4 (см. подробное описание в [34]).

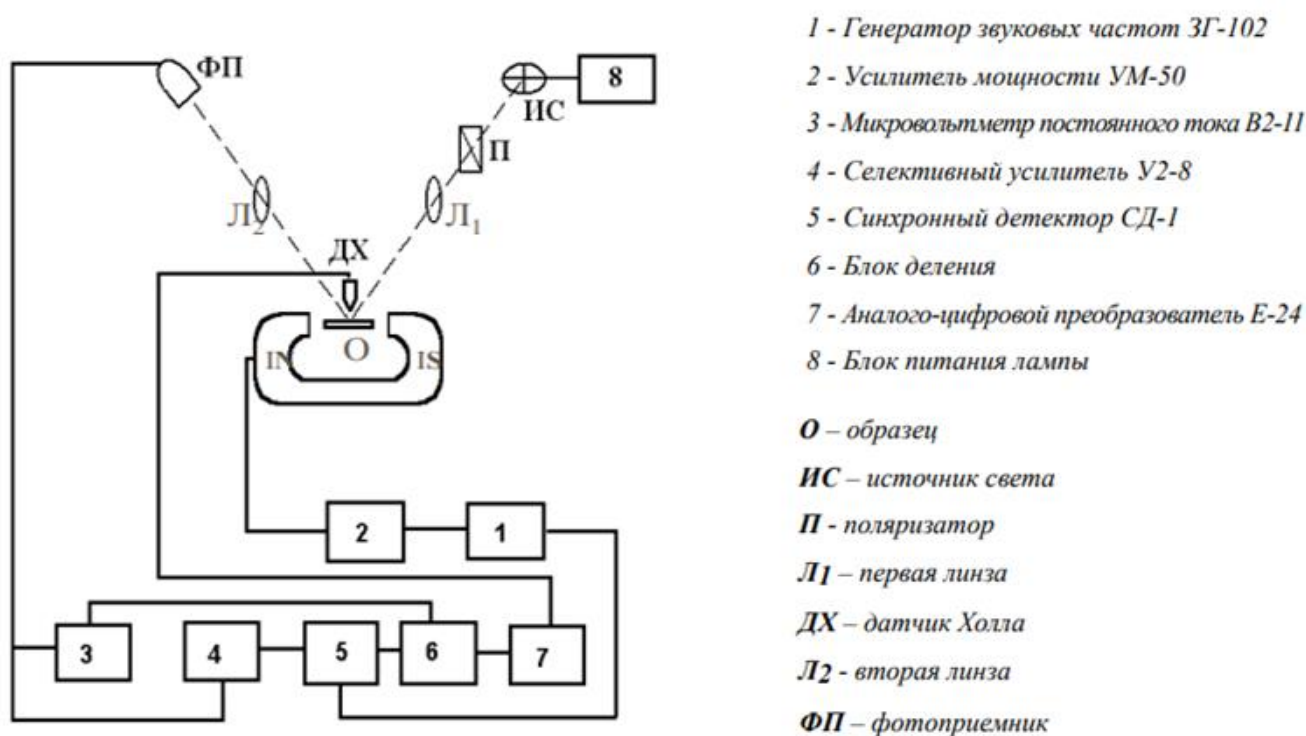


Рис. 4. Блок-схема магнитооптической установки, собранной на базе микроскопа МИС-11.

Измерения были выполнены с помощью экваториального эффекта Керра (ЭЭК), состоящего в изменении интенсивности и сдвиге фазы р-компоненты света, отражённого от исследуемого образца при его переманчивании. В случае р-компоненты падающего света называют его составляющую, электрический вектор которой параллелен плоскости падения. В случае ЭЭК вектор намагниченности перпендикулярен плоскости падения света и параллелен поверхности образца.

Принцип действия установки заключается в следующем. Свет от излучения ИС (лампа К-12, питаемая от стабилизированного источника питания) проходит через поляризатор П и с помощью системы линз Л1 первого тубуса микроскопа фокусируется на образец О, расположенный между полюса электромагнита. Угол падения света на образец равен 45 градусам.

Отражённый от образца свет системой линз Л2 второго тубуса собирается в плоскости изображения микроскопа, где расположен приёмник излучения ФП (германиевый фотодиод). Сигнал, пропорциональный интенсивности падающего на фотодиод света, поступает на вход измерительной системы.

В работе использовался модуляционный метод регистрации магнитооптических сигналов. Преимущество данного метода заключается в том, что его применение позволяет устранить влияние колебаний источника света, влияние флуктуаций тока, и в силу того, что метод является дифференциальным, чувствительность его увеличивается по сравнению со статическим методом на 2-3 порядка, то есть, возможно измерение относительного изменения интенсивности отраженного света от перемагничиваемого образца вплоть до 10^{-5} .

Сущность применяемой методики заключается в следующем. Исследуемый образец с помощью магнита перемагничивается переменным магнитным полем с частотой $f = 80$ Гц. Питание магнита осуществляется от генератора звуковых частот ЗГ-102. Изменение намагниченности засвеченного участка поверхности под действием периодически изменяющегося внешнего магнитного поля приводит к изменению интенсивности света за счёт магнитооптического эффекта. Это изменение интенсивности регистрируется фотоприёмником.

В цепи приёмника излучения возникают два сигнала:

U_0 – постоянное напряжение, пропорциональное интенсивности света I_0 , отражённого от образца в отсутствие магнитного поля;

U_m – переменное напряжение с частотой f , пропорциональное глубине модуляции интенсивности отражённого от образца света ΔI за счёт магнитооптического эффекта, возникающего при изменении намагниченности от M до $-M$ под действием внешнего переменного магнитного поля.

Постоянное напряжение U_0 измеряется микровольтметром постоянного тока В2-11, а переменное напряжение U_m – усилителем-преобразователем У2-8 с синхронным детектором СД-1. Роль детектора сводится к подавлению сигналов с частотой следования, отличающейся от частоты опорного сигнала, задаваемого генератором ЗГ-102, и регистрации изменения фазы сигнала. С выхода СД-1 и В2-11 сигналы подаются на вход блока деления. С блока деления сигнал, пропорциональный отношению переменной и постоянной составляющих интенсивности отражённого света, подаётся на один из входов аналого-цифрового преобразователя (АЦП) Е-24.

На второй вход АЦП Е-24 подаётся напряжение, пропорциональное напряжённости магнитного поля в зазоре электромагнита. Магнитное поле регистрируется датчиком Холла (ДХ), закреплённым между тубусами микроскопа таким образом, чтобы фиксировать значение поля на участке проведения измерения. АЦП осуществляет преобразование аналоговых сигналов в цифровые, регистрация которых осуществляется компьютером. Программное обеспечение «PowerGraph» позволяет визуализировать и упрощать процессы регистрации, обработки и анализа данных.

Исследуемые образцы вместе с электромагнитом устанавливаются на предметном столике микроскопа, снабжённом двумя микроподачами, позволяющими перемещать образец в двух взаимно перпендикулярных направлениях с точностью до ± 5 мкм. Поляризация света осуществляется с помощью поляризатора Глана-Томсона (степень поляризации $\sim 10^{-4}$),

снабжённого лимбом, позволяющим выставлять угол поляризации с точностью до ~ 0.5 градусов.

Основные технические характеристики магнитооптической установки:

- минимальная величина регистрируемого относительного изменения интенсивности отражённого от перематничиваемого образца света порядка 10^{-5} .
- минимальный диаметр изучаемого локального участка образца с учётом увеличения микроскопа равен 20 мкм.

Кривые намагничивания для изучаемых образцов были измерены на вышеописанной установке с помощью ЭЭК. Величина ЭЭК определялась из соотношения: $\delta = (I - I_0)/I_0$, где I и I_0 – интенсивности света, отраженного от намагниченного и ненамагниченного образца. При этом фактически измеряются зависимости $\delta(H) \sim M(H)$, где δ – значение магнитооптического сигнала в магнитном поле H . Значение H изменяется от 0 до H , $H > H_s$ – поле насыщения образца. При этом намагниченность изучаемого образца изменяется от M до M_s – намагниченность насыщения образца.

Для получения более полной информации об исследуемых образцах измерения магнитных характеристик изучаемых тонкоплёночных систем были выполнены при двух ориентациях внешнего магнитного поля H . В одном случае, H было параллельно ориентации магнитного поля, приложенного в процессе напыления образцов (направление D1), а в другом случае – перпендикулярно D1 (направлении D2). Все измерения проводились при комнатной температуре.

В заключение следует остановиться на следующем факте. Известно, что магнитооптические эффекты Керра позволяют измерять магнитные свойства и магнитное поведение приповерхностного слоя определенной толщины, соответствующей глубине проникновения света в среду – $t_{\text{прон}}$. Значение $t_{\text{прон}}$

определяется из соотношения: $t_{\text{прон}} = \lambda/4\pi k$, где k – коэффициент поглощения среды, λ – длина волны падающего света [35].

Согласно экспериментальным данным, полученным на кафедре магнетизма [36], глубина проникновения света в ферромагнитный образец при энергии квантов падающего света **0.5 – 4.5 эВ** не превышает **30.0 – 10.0 нм**. Все магнитооптические измерения в данной работе были выполнены при фиксированной энергии квантов падающего света, равной 2.5 эВ, при которой $t_{\text{прон}} \approx 20$ нм.

Глава 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1 Результаты магнитных измерений

На описанной выше магнитооптической установке были измерены кривые намагничивания для изучаемых образцов. Перемагничивающее образец магнитное поле было приложено параллельного оси легкого или трудного намагничивания (соответственно направления D1 и D2). Типичные кривые намагничивания, наблюдаемые для первой серии изучаемых образцов, приведены на рисунке 5. Чёрным и красным цветом представлены соответственно кривые намагничивания, измеренные в магнитном поле, приложенном параллельно и перпендикулярно оси лёгкого намагничивания. При обсуждении результатов приводятся значения поля насыщения и коэрцитивной силы, наблюдаемые в магнитном поле, приложенном параллельно направлению D1.

На рисунке 5 представлены **типичные кривые** намагничивания, наблюдаемые для первой серии изучаемых образцов, в которых верхним был слой железа.

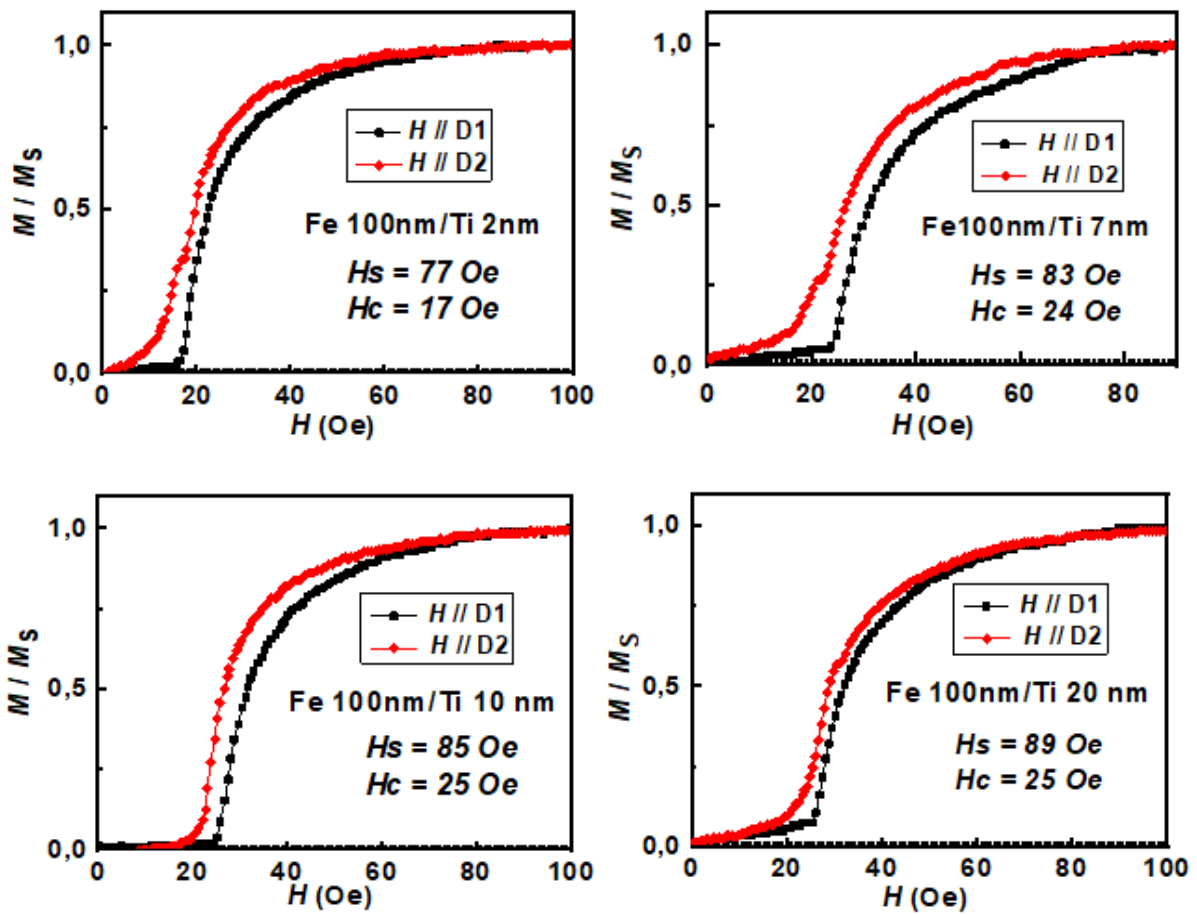
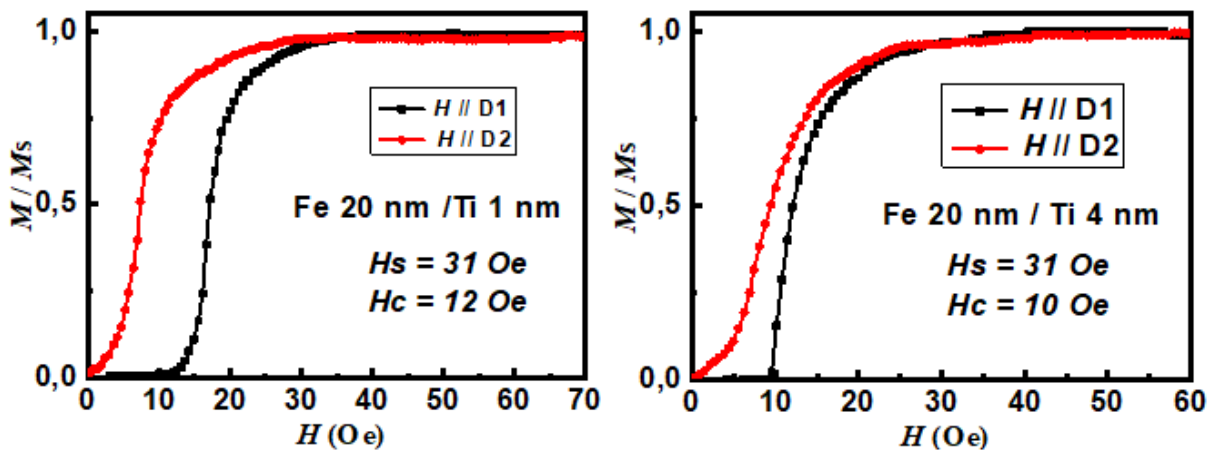


Рис. 5. Кривые намагничивания, наблюдаемых Ti/Fe образцов с толщиной железного слоя $t_{Fe} = 100$ нм и различной толщиной титанового слоя

Аналогичные измерения были выполнены для Fe/Ti тонкопленочных образцов с толщиной слоя железа, равной 20 нм. На рисунке 6 представлены типичные кривые намагничивания, наблюдаемые для образцов с толщиной титана, равной 1, 4, 40 нм.



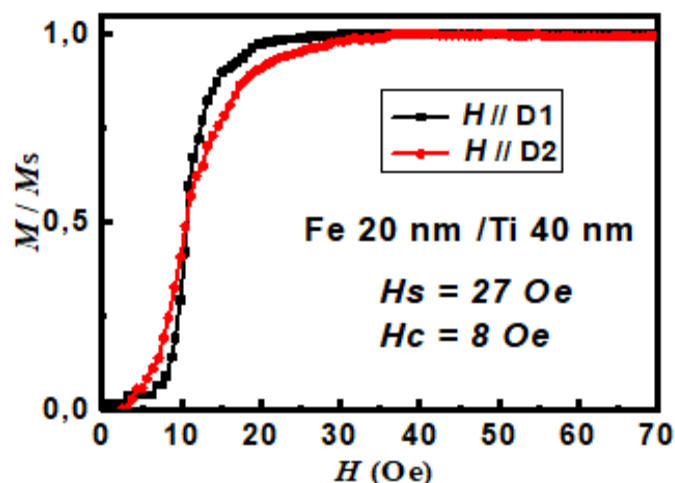


Рис. 6. Кривые намагничивания, наблюдаемые для *Fe/Ti* образцов с толщиной железного слоя $t_{Fe} = 20$ нм и $t_{Ti} = 1, 4, 40$ нм.

В целом анализ полученных данных показал, что кривые намагничивания изучаемых *Ti/Fe* и *Fe/Ti* и тонкопленочных образцов, измеренные в магнитном поле, приложенном параллельно D1 и D2 направлениям, различаются. Это свидетельствует о наличии магнитной анизотропии в плоскости образцов с осью лёгкого намагничивания, совпадающей с направлением магнитного поля, приложенного в процессе их напыления. Как описано в главе 1, согласно существующим представлениям, основным механизмом, обуславливающим наведенную магнитную анизотропию, является парное упорядочение атомов [26].

Полученные данные позволили получить зависимости значений поля насыщения, H_S , и коэрцитивной силы, H_C , от толщины титанового слоя, наблюдаемые для *Ti/Fe* (верхний слой железа) и *Fe/Ti* (верхний слой титана) образцов с толщиной железного слоя $t_{Fe} = 100$ и 20 нм и различной толщиной слоя титана в магнитном поле, приложенном параллельно D1 направлению. Найденные значения H_S и H_C приведены в таблицах 1 и 2. Следует отметить, что значение коэрцитивной силы H_C изучаемых образцов определялось величиной перемагничивающего поля, начиная с которого наблюдается резкое возрастание магнитооптического сигнала (фактически резкий рост намагниченности образца), а величина поля насыщения H_S –

значением поля, начиная с которого изменения намагниченности в магнитном поле не превышают **5%**.

Таблица. 1. Значения поля насыщения H_S и коэрцитивной силы H_C , наблюдаемые для **Ti/Fe** образцов с $t_{Fe} = 100$ нм и различной толщиной титана в магнитном поле, приложенном параллельно направлению $D1$.

t_{Ti}	2 нм	4 нм	7 нм	10 нм	15 нм	20 нм	40 нм	100 нм
$H_S, \text{Э}$	77	80	83	85	88	89	89	90
$H_C, \text{Э}$	17	22	24	25	25	25	26	26

Таблица. 2. Значения поля насыщения H_S и коэрцитивной силы H_C , наблюдаемые для **Fe/Ti** образцов с $t_{Fe} = 20$ нм и различной толщиной титана в магнитном поле, приложенном параллельно направлению $D1$.

t_{Ti}	1 нм	4 нм	10 нм	20 нм	40 нм	100 нм
$H_S, \text{Э}$	31	31	29	28	27	24
$H_C, \text{Э}$	12	10	11	9	8	6.7

Анализ данных, приведённых в таблице 1, показывает, что **поле насыщения и коэрцитивная сила Ti/Fe образцов с $t_{Fe} = 100$ нм возрастает с ростом толщины титанового слоя.** При этом максимальное значение поля насыщения H_S порядка 90 Э, а коэрцитивной силы H_C – 26 Э. Вместе с тем, согласно данным таблицы 2, **поле насыщения и коэрцитивная сила Fe/Ti образцов с $t_{Fe} = 20$ нм уменьшается с ростом толщины титана,** при этом H_S уменьшается от 31 до 24 Э, а H_C от 12 до 6.7 Э.

Таким образом, в целом приведённые выше результаты свидетельствуют о том, что **последовательность напыления слоёв в тонкоплёночных системах влияет на их магнитные характеристики.** Для наглядности

полученных данных ниже для обеих серий изучаемых образцов приведены зависимости поля насыщения и коэрцитивной силы от толщины титанового слоя (рис. 7). Следует помнить, что в серии 1 верхним был **слой железа**, а в серии 2 – **слой титана**.

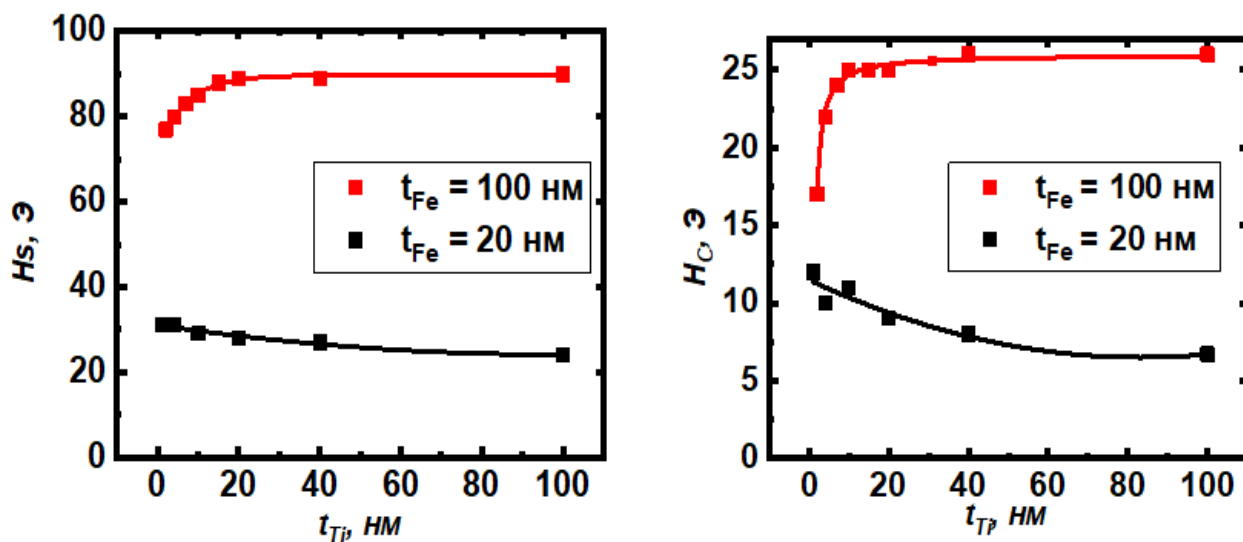


Рис. 7. Зависимости значений поля насыщения H_s (слева) и коэрцитивной силы H_c (справа) Fe/Ti образцов с $t_{Fe} = 100$ нм и $t_{Fe} = 20$ нм от толщины титанового слоя в магнитном поле, приложенном параллельно $D1$ направлению.

Увеличение значений поля насыщения и коэрцитивной силы в случае Ti/Fe образцов с $t_{Fe} = 100$ нм (красные кривые на рис. 7) можно объяснить следующим. Как многократно наблюдалось в лаборатории магнитооптики на кафедре магнетизма физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова, для тонкопленочных систем характерны так называемые интерфейсные явления, проявляющиеся, например, в образовании сплавов на границах раздела слоёв в многослойных структурах [37]. В данном случае, можно предположить, на границе между Fe и Ti слоями возникает промежуточный слой, представляющий собой **сплав Ti-Fe**, толщина которого увеличивается с ростом толщины титана. Это может способствовать росту поля насыщения и коэрцитивной силы.

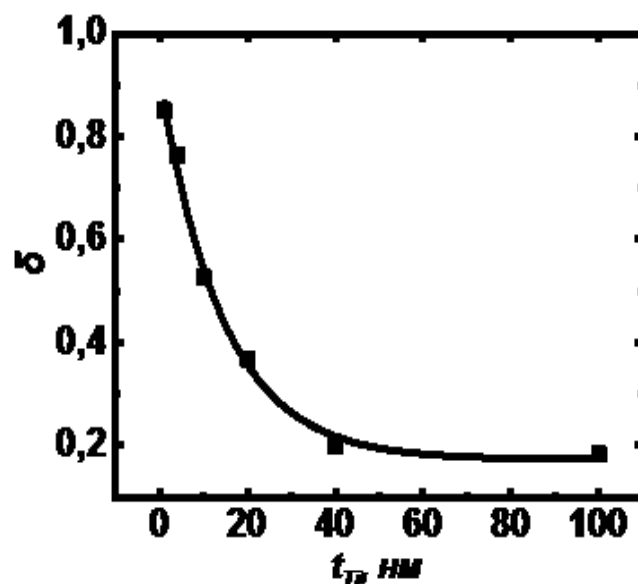
Уменьшение поля насыщения и коэрцитивной силы, наблюдаемое для Fe/Ti образцов с $t_{Fe} = 20$ нм (чёрные кривые на рис. 7), можно объяснить, если учесть в данном случае глубину формирования магнитооптического сигнала. Для образцов с $t_{Fe} = 20$ нм **увеличение толщины титана** сопровождается **уменьшением вклада слоя железа** в магнитооптический сигнал, поскольку, как описано выше, величина магнитооптического сигнала в основном определяется магнитной компонентой изучаемой тонкопленочной системы.

В данной работе этот факт был подтверждён результатами измерений магнитооптических сигналов при различных значениях толщины слоя железа. В таблице 3 приведены значения магнитооптических сигналов $\delta = U_-/U_+$ (расчет данного соотношения приведён выше) от толщины титанового слоя.

Таблица 3. Значения магнитооптических сигналов $\delta = U_-/U_+$ в зависимости от толщины титанового слоя в образцах с $t_{Fe} = 20$ нм в магнитном поле, приложенном параллельно направлению $D1$.

t_{Ti} , нм	U_+ , мВ	U_- , мВ	$\delta = U_-/U_+$
1	20	17	0,85
4	19	14,5	0,76316
10	19	10	0,52632
20	19	7	0,36842
40	20	4	0,2
100	19	3,5	0,18421

Ниже для наглядности приведен график зависимости $\delta(t_{Ti})$, где $\delta = U_-/U_+$.



*Рис. 8. Зависимость величины ЭЭК от толщины титанового слоя
для $t_{Fe} = 20$ нм*

Таким образом, приведённые на рисунках 7 и 8 экспериментальные данные подтверждают уменьшение вклада слоя железа в магнитооптический сигнал с ростом толщины слоя титана. Это, в свою очередь, сопровождается уменьшением значений поля насыщения и коэрцитивной силы образцов с толщиной слоя железа, равной 20 нм.

Наконец следует отметить следующий факт. Ранее проведённые в лаборатории измерения магнитных характеристик тонких пермаллоевых магнитных плёнок с плоскостной магнитной анизотропией в магнитном поле, приложенном параллельно их плоскости, свидетельствовали о том, что значения поля насыщения H_S и коэрцитивной силы H_C уменьшаются с уменьшением их толщины.

Основные результаты и выводы

1. Изучаемые двухслойные Ti/Fe и Fe/Ti тонкоплёночные системы характеризуются плоскостной магнитной анизотропией с осью легкого намагничивания (ОЛН), совпадающей с направлением магнитного поля, H , приложенного в процессе их напыления.
2. Наличие анизотропии в изучаемых Ti/Fe и Fe/Ti образцах обуславливает различие кривых намагничивания, измеренных в магнитном поле, приложенном параллельно и перпендикулярно ОЛН.
3. Значения коэрцитивной силы, $H_C(t_{Ti})$, и поля насыщения, $H_S(t_{Ti})$, Ti/Fe и Fe/Ti тонкопленочных систем зависят от толщины слоёв титана и железа.
4. С увеличением толщины титанового слоя в **Ti/Fe** образцах с $t_{Fe} = 100$ нм, наблюдается рост значений поля насыщения и коэрцитивной силы, что объяснено появлением в указанных образцах **Ti-Fe** прослойки между слоями железа и титана, толщина которой увеличивается с ростом толщины титана.
5. С увеличением толщины титанового слоя в **Fe/Ti** образцах с $t_{Fe} = 20$ нм наблюдается уменьшение значений поля насыщения и коэрцитивной силы, что объяснено уменьшением влияния слоя железа на магнитополовое поведение указанных образцов с ростом t_{Ti} .
6. Величина магнитооптического сигнала в **Fe/Ti** образцах с верхним титановым слоем уменьшается с ростом толщины титана. Этот факт объяснен уменьшением вклада слоя железа в магнитооптический сигнал с ростом толщины титана.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Parkin S.S.P., Li Z.G., Smith D.J. Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers // *Appl. Phys. Lett.* — 1991. — Vol. 58. — P. 2710–2712.
- [2] Parkin S.P., More N., Roche K.P. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr // *Phys. Rev. Lett.* — 1990. — Vol. 64. — P. 2304–2307.
- [3] Coehoorn R. Giant magnetoresistance and magnetic interactions in exchange-biased spin-valves // Ed. by K. H. J. Buschow. Elsevier, *Handbook of Magnetic Materials* — 2003. — Vol. 15. — P. 1–197.
- [4] Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений // М: Изд-во Моск. ун-та — 1985. — С. 1–336.
- [5] Tumansky S. Thin film magnetoresistive sensors // IOP Publishing Ltd.— 2001. — P. 1–576.
- [6] Иванов Р.Д. Магнитные металлические пленки в микроэлектронике // М.: Советское радио. — 1980. — С. 1–192.
- [7] Svalov A.V., Aseguinolaza I.R., Garcia-Arribas A., Orue I., et al. Structure and Magnetic Properties of Thin Permalloy Films Near the “Transcritical” State // *IEEE Trans. Magn.* — 2010. — Vol. 46. — N.2. — P. 333–336.
- [8] Ферт А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники // *УФН.* — 2008. — Т. 178. — №.12. — С. 1336–1348.
- [9] Грюнберг П.А. От спиновых волн к гигантскому магнетосопротивлению и далее // *УФН.* — 2008. — Vol. 178. — N.12. — P. 1349–1358.
- [10] Stebliy M.E., Ognev A.V., Samardak A.S., Kolesnikov A.G., Chebotkevich L.A., Han X. Vortex manipulation and chirality control in asymmetric bilayer nanomagnets // *J. Appl. Phys.* — 2015. — Vol. 117. — P. 17A317-1–17A317-3.
- [11] Skirdkov P. N., Zvezdin K. A., Belanovsky A. D., George J. M., Wu J. C., Cros V., Zvezdin A. K. Large amplitude vortex gyration in permalloy/Bi₂Se₃-like

heterostructures // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Vol. 92. — N.2. — P. 094432-1–5094432-5.

[12] Касаткин С.И., Васильева Н.П., Муравьев А.М. Спинтронные магниторезистивные элементы и приборы на их основе // М.: Электронинформ. — 2005. — С.1–168.

[13] Lucinski T., Korciewicz M., Hutten A. et al. Magnetic properties of Fe/Si and Co/Si multilayers // *Materials Science* — 2003. — Vol. 21. — P. 25–37.

[14] Grundy P.J., Fallon J.M., Blythe H.J. Magnetic and electrical properties of Co/Si multilayer thin films // *Phys. Rev. B* — 2000. — Vol. 62.— N.14. — P. 9566–9574

[15] Shalygina E., Rozhnovskaya A., Shalygin A. Influence of Quantum Confinement on Magnetic Properties of Fe/Mo/Fe and Fe/Ta/Fe Thin-Film Systems // *Technical Physics Letters.* — 2011. — Vol. 37, no. 10. — P. 980–983.

[16] E. Shalygina, G. Maksimova, A. Shalygin, L. Kozlovskii The effect of a nonmagnetic zr layer on the magnetic and magneto-optical properties of Fe/Zr and Fe/Zr/Fe thin-film systems // *Moscow University Physics Bulletin.* — 2009. — Vol. 64, no. 1. — P. 62–66.

[17] Shalyguina E. E., Kyung-Ho S., Karsanova M. A. Magnetic and magneto-optical properties of Fe/Ti, Zr, Pt bilayers and Fe/Ti, Zr, Pt/Fe trilayers // *Non-Linear Electromagnetic Systems, ISEM'99.* — 2000. — P. 27–31.

[18] E. E. Shalyguina, E. V. Perepelova, L. Kozlovskii, E. Tamanis Magneto-optical investigation of Co/Mo/Co thin-film systems // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* — 2006. — Vol. 300, no. 1. — P. E363–E366.

[19] S. Elena, K. Anna, M. Andrey et al. Structural magnetic characteristics of the Co/Cu/Co thin-film systems // *EPJ Web of Conferences.* — 2018. — P. 185, 03009–185, 03009–4.

- [20] E. E. Shalygina, E. A. Gan'shina, A. M. Kharlamova et al. The Influence of Si on Magnetic and Magneto-optical Properties of Co/Si/Co Thin-Film Systems // *Solid State Phenomena*. — 2015. — Vol. 233. — P. 653–656.
- [21] E. E. Shalygina, A. M. Kharlamova, A. A. Rozhnovskaya et al. Features of the magnetic properties of Co/Si/Co thin-film systems // *Technical Physics Letters*. — 2013. — Vol. 39, no. 12. — P. 30–37.
- [22] E. Shalygina, A. Svalov, A. Kharlamova et al. Influence of Bi on the magnetic and magneto-optical properties of Co/Bi/Co and Bi/Co thin-film systems // *Japanese Journal of Applied Physics*. — 2016. — Vol. 55. — P. 07MF01–1–07MF01–6.
- [23] Г.С. Патрин, В.Ю. Яковчук, С.А. Яриков, Я.Г. Шиян, В.П. Фурдык Влияние интерфейса на магнитное состояние в двухслойных пленках системы Fe–Bi // *Письма в ЖТФ*. — 2019. — Том 45, вып. 10. — P. 34–37.
- [24] Vaz C.A.F., Bland J.A.C., Lauhoff G. Magnetism in ultrathin film structures // *Rep. Prog. Phys.* — 2008. — Vol. 71. — P. 1–78.
- [25] Neel L. L'anisotropie magnetique superficielle et substructures d'orientation // *J. Phys. Rad.* — 1954. — Vol. 15. — P. 225–239.
- [26] Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма, магнитные характеристики и практическое применение // Москва: Мир 1987.
- [27] Войтович И.Д., Корсунский В.М. Интеллектуальные сенсоры: Учебное пособие // Из-во Бином. — 2015. — P. 1–624.
- [28] Stiles M.D. Exchange coupling in magnetic heterostructures // *Phys. Rev. B* — 1993. — Vol. 48. — P. 7238–7258.
- [29] Оргин Ю.Ф., Луцкий В.Н., Елинсон М.И. О наблюдении квантовых размерных эффектов в тонких пленках висмута // *ЖЭТФ. Письма в редакцию*. — 1966. — вып. 3. — С.114-118.
- [30] Сандомирский В.Б. Квантовый эффект размеров в пленке полуметалла // *ЖЭТФ*. — 1967. — вып. 52. — С. 158.

- [31] Stiles, M.D Exchange coupling in magnetic heterostructures // Phys.Rev. — 1993. — Vol. 48. — P.7238–7258.
- [32] Оура К., Лифшиц В. Г., Саранин А. А. и др. Введение в физику поверхности // Под ред. В. И. Сергиенко. — М.: Наука, 2006. — 490 с.
- [33] Свалов А.В. Влияние размерного и структурного факторов на магнетизм многослойных пленок на основе 3d- и 4f-металлов: диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук: 01.04.11; [Место защиты: Екатеринбург. «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»] — Екатеринбург, 2017.
- [34] Шалыгина Е.Е., Комарова М.А., Молоканов В.В. // ЖЭТФ. — 2002. — Т. 122, № 3. — P. 593.
- [35] Traeger G., Wenzel L., Hubert A. Computer experiments on the information depth and the figure of merit in magnetooptics //Phys. Stat. Sol. — 1992. — Vol. 131. — P.201-227.
- [36] Е. Е. Шалыгина, В. Л. Козловский, Ду Сяньбо. Магнитооптическое исследование ультратонких пленок железа и кобальта // Вестн. Моск. Ун-та. — 1995. — Сер. 3, Физика. Астрономия. Т. 36, № 5.
- [37] А. М. Харламова. Магнитные и структурные свойства тонкопленочных трехслойных систем на основе кобальта с кремнием, висмутом и медью: диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук: 01.04.11; [Место защиты: Москва, МГУ им. М. В. Ломоносова] — 2018.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю проф., дфмн Шалыгиной Елене Евгеньевне за неоценимую помощь в ходе написания данной работы и проведении экспериментальных исследований.