

**Министерство образования и науки Российской Федерации  
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
(государственный университет)  
ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ  
КАФЕДРА ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА  
(Специализация «Прикладные математика и физика»)**

**МАГНИТНЫЕ И РЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА УЛЬТРАТОНКИХ  
ПЛЕНОК МАНГАНИТА ЛАНТАНА**

**Выпускная квалификационная работа бакалавра  
студента 822 группы  
Шалашугиной Елены Андреевны**

**Научный руководитель  
Успенская Л.С., к.ф.-м.н.**

**г. Черноголовка  
2012**

# Содержание

Введение.....	3
1 Литературный обзор.....	4
1.1 Ферромагнетизм.....	4
1.2 Манганиты.....	6
2 Экспериментальные методы.....	10
2.1 Наблюдения с помощью магнитооптических методов.....	10
2.2 Измерение сопротивления.....	15
2.3 Параметры образцов.....	15
3 Экспериментальные результаты.....	16
3.1 Кинетика перемагничивания пленок манганита лантана.....	16
3.2 Зависимости сопротивления.....	18
Заключение.....	22
Список использованных источников.....	23

## Введение

В данной работе изучались свойства манганитов. Эти вещества интересны в силу необычной и сильной зависимости свойств от степени легирования и приложенного магнитного поля. Возникающий в них эффект колоссального магнетосопротивления может найти применение в создании чувствительных сенсоров магнитного поля, управляемых магнитным полем резистивных затворов, а также в спинтронике. Кроме того, наночастицы манганитов могут быть использованы для доставки лекарств к раковым клеткам, в разогреве переменным магнитным полем локальных областей организма строго до нужной температуры, что необходимо для уничтожения раковых клеток. И если в магнитных головках для считывания дисков более удобным материалом оказались многослойные пленки ферромагнетик-антиферромагнетик, то в области низких температур, в криптоэлектронике, для управляемых магнитным полем систем ферромагнетик — сверхпроводник — ферромагнетик манганиты могут быть использованы в силу схожести их кристаллической структуры со структурой ВТСП и соответствия параметров решеток, а также в силу достаточно высокой чувствительности к магнитному полю.

# 1 Литературный обзор

## 1.1 Ферромагнетизм

Ферромагнетики — вещества, обладающие спонтанным магнитным моментом. Реальные образцы могут обладать суммарным нулевым моментом, так как состоят из некоторого количества намагниченных в разных направлениях областей, доменов. Доменная структура зависит от параметров конкретного образца и формируется так, чтобы энергия тела была минимальной. Энергия ферромагнетика складывается из энергии обмена, энергии анизотропии, магнитостатической, магнитоэластической и магнитоупругой энергии.

Обменное взаимодействие вводится при квантовомеханическом рассмотрении электростатической энергии. Потенциал для пары соседей имеет вид  $V_{ij} = -2 J_{ij} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j$ , где  $J_{ij}$  — обменный интеграл  $i$  и  $j$  атомов, а  $\mathbf{S}_i$  — спин атома  $i$ . Ферромагнитный или антиферромагнитный тип упорядочения определяется знаком обменного интеграла. Различают механизмы прямого обмена между ближайшими соседями (как в Fe, Ni, Co) и косвенного обменного взаимодействия через электроны разделяющих магнитные атомы немагнитных ионов (через ионы кислорода для оксидов, например  $\text{LaMnO}_3$  и  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) [1].

Энергия магнитной анизотропии связана с наличием в кристалле спин-орбитальных взаимодействий, ориентирующих магнитный момент вдоль определенных кристаллографических направлений (осей легкого намагничивания). Она равна разнице энергий, необходимых, чтобы намагнить кристалл вдоль легкого и трудного направлений. Магнитоупругая энергия обусловлена взаимодействием между намагниченностью и механическими деформациями решетки. Магнитоэластичность (самопроизвольная деформация кристалла при изменении магнитного порядка) возникает, когда энергия анизотропии убывает при деформации быстрее, чем упругая энергия. Для недеформированной решетки магнитоупругая энергия равна нулю.

Магнитостатическая энергия (энергия полей рассеяния) обуславливает выгодность разбиения образца на домены. Она тем меньше, чем меньше размеры доменов. Кроме того, она уменьшается за счет образования замыкающих доменов. Возрастание количества доменов ограничено увеличением энергии, связанным с образованием границ между доменами, в которых вектор намагниченности отклоняется от направления оси легкого намагничивания. Размеры замыкающих доменов лимитируются магнитоупругой энергией и энергией магнитной анизотропии.

Намагничивание ферромагнетика происходит сначала за счет увеличения размеров доменов, выгодно ориентированных по отношению к полю, а затем за счет поворота намагниченности в доменах к направлению поля. Вращение делится на когерентное, когда происходит поворот магнитных моментов всех ионов кристалла, и некогерентное вращение, когда параллельность магнитных моментов отдельных участков нарушается. Основными причинами возникновения гистерезиса намагничивания являются задержка движения доменных границ на неоднородностях потенциального рельефа, вызванных неидеальностью кристалла, процессы необратимого вращения намагниченности и задержка зародышеобразования новой магнитной фазы.

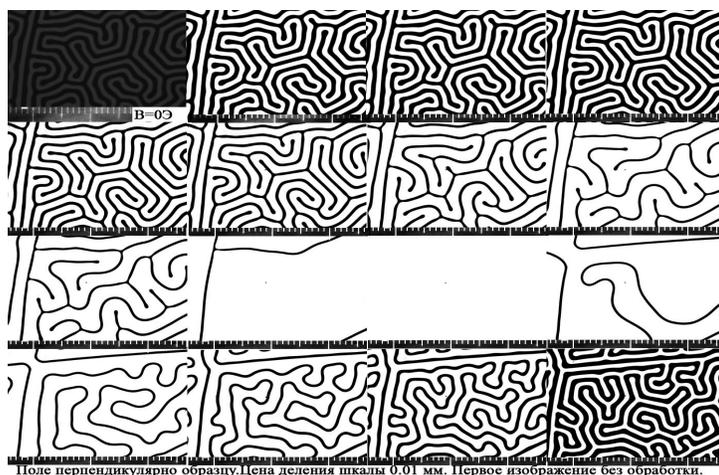


Рисунок 1.1

Рисунок 1.1 является подборкой фотографий, полученных при намагничивании тонкой пленки допированного  $Y_3Fe_5O_{12}$  с перпендикулярной анизотропией перпендикулярным магнитным полем. Черные и белые участки образца соответствуют доменам с противоположной ориентацией намагниченности. Видно, что по мере возрастания магнитного поля, размеры светлых областей возрастают, а черных — сужаются, а после выключения поля лабиринтная доменная структура восстанавливается.

## 1.2 Манганиты

Манганиты являются в настоящее время объектом внимательного изучения из-за эффекта колоссального магнитного сопротивления, наблюдаемого в них. Четырехкомпонентные манганиты лантана обладают формулой  $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ , где А - щелочно-земельный металл (например Ca, Sr или Ba), La - редкоземельный, а Mn - переходный металл (ПМ). При том, что исходные  $\text{LaMnO}_3$  и  $\text{AMnO}_3$  являются антиферромагнитными (АФМ) диэлектриками,  $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$  с промежуточными составами ( $0,2 \leq x \leq 0,5$ ) становятся высокопроводящими ферромагнетиками (ФМ). В окрестности точки Кюри магнитное поле Н оказывает огромное влияние на электросопротивление  $R_H$  манганитов, этот эффект назван колоссальным магнетосопротивлением (КМС). Например, в пленках  $\text{La}_{0,67}\text{Ca}_{0,33}\text{MnO}_3$  относительное магнетосопротивление  $\delta_H = (R_H - R_0)/R_H$  достигает порядка 105 % при температуре около 100К [2]. Для объяснения этих свойств привлекаются представления об искажении структуры при допировании, рассмотрим сначала неискаженную структуру.

Структура идеального кубического перовскита  $\text{BMO}_3$  (например  $\text{LaMnO}_3$ ) представляет собой совокупность правильных октаэдров  $\text{MO}_6/2$  (кислород разделен между ближайшими октаэдрами, находится на гранях элементарной ячейки), касающихся вершинами, с катионами В, находящимися в вершинах ячейки (Рисунок 1.2). Обычно кристаллическая решетка искажается из-за несоответствия размеров катионов размерам занимаемых ими пор или из-за эффекта

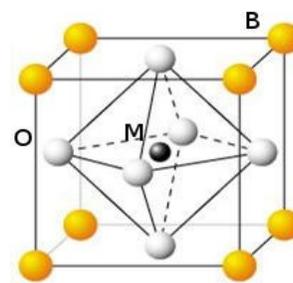


Рисунок 1.2

Яна-Теллера (снимающего вырождение основного электронного терма в кристаллическом поле). Смешанным оксидам переходных металлов присущи тетрагональное, орторомбическое и ромбоэдрическое искажения. Например для  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  структура орторомбическая при  $x < 0,175$ , и ромбоэдрическая при больших  $x$ . Существует связь между магнитной подсистемой и решеткой в манганитах, но прямой зависимости между изменением симметрии кристаллической решетки и изменением типа проводимости не найдено.

В процессе легирования изменяется порядок от АФМ к ФМ и обратно к АФМ. Причем тип магнитного упорядочения для  $\text{LaMnO}_3$  - решетка с ферромагнитными слоями, где чередующиеся плоскости имеют противоположные ориентации спинов, а для  $\text{SrMnO}_3$  каждый ион  $\text{Mn}^{4+}$  окружен шестью соседними ионами  $\text{Mn}^{4+}$  с противоположными спинами. Взаимодействие между магнитоактивными ионами в манганитах происходит посредством

суперобмена. Деформация и повороты октаэдров в решетке приводят к изменению межатомных расстояний, к изгибу линии межионных связей в соседних атомах Mn-O-Mn, влияющему на суперобмен Mn-Mn, и к расщеплению уровней, через которые осуществляются виртуальные переносы электронов. Поэтому может получаться не только ожидаемый (например АФМ) тип взаимодействия, но и противоположный (ФМ) для некоторых соседей.

При этом в [2] считается, что всегда ФМ порядок соседствует с АФМ областями, то есть образуются металлические (с делокализованными электронами) и диэлектрические домены. Экспериментально получено, что нейтронографические спектры представляют собой суперпозицию спектров, характерных для ферромагнитного и антиферромагнитного упорядочения. Это можно объяснить двухфазным состоянием образца или однофазным двухподрешёточным состоянием (неколлинеарным антиферромагнитным упорядочением). Двухфазность подтверждалась исследованием зависимости спектров от магнитного поля [3], неизменностью температуры Нееля от  $x$  при малой концентрации примесей в  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  и методом электронной микроскопии [4]. В той же статье описывался перколяционный переход в металлическую фазу под действием магнитного поля, сопровождаемый эффектом КМС, при этом разбиение АФМ доменов имеет стабильный характер.

В обзоре [3] указывается, что ферро-антиферромагнитное разделение фаз происходит лишь при невысоких степенях легирования, а при больших степенях соединения являются полностью ферромагнитными. Также там описаны два механизма обратимого разделения фаз: электронного и примесного. Оба они основываются на выгоды ферромагнитного состояния для носителей заряда по сравнению с антиферромагнитным. Тогда при недостаточной концентрации носителей они будут собираться в отдельных областях кристалла для установления там ферромагнитного состояния, а остальная часть кристалла будет изолирующей антиферромагнитной. При электронном разделении фаз происходит взаимное заряджение фаз, сильные кулоновские поля вызывают перемешивание фаз. При повышении концентрации указывается опять же на перколяционный переход изолятор-металл, а затем на переход всего кристалла в ферромагнитное состояние. Магнитопримесное разделение фаз происходит при повышенной концентрации в ферромагнитных областях и делокализованных электронов и породивших их примесных атомов, продиффундировавших в эти области. В таком случае нет взаимного заряджения фаз, а размеры фаз лимитируются упругими силами. При повышении температуры должно происходить разрушение двухфазного состояния, и, так как средняя

концентрация примесей оказывается ниже, чем она была в ферромагнитных областях, ее может не хватить для перехода в высокопроводящее состояние, так как носители не будут делокализованы. Необходимо отметить, что примесное разделение возможно только при большом коэффициенте диффузии примеси. При этом любое разделение фаз может вызывать отрицательное магнетосопротивление, так как магнитное поле приводит к росту ферромагнитных капель и облегчает туннелирование между ними.

В манганитах в АФМ состоянии может происходить зарядовое упорядочение ионов  $Mn_{3+}$  и  $Mn_{4+}$ , и связанное с ними орбитальное [2]. При малых концентрациях  $La_{3+}$  стремящиеся деформировать идеальный октаэдр ионы  $Mn_{3+}$  распределены хаотично и деформации невелики. Для  $x > 0,5$  в соединении  $La_{1-x}Ca_xMnO_3$  является диэлектриком и деформации в значительной степени локализованы и статичны. Взаимодействие между ионами  $Mn_{3+}$  имеет изотропную кулоновскую и анизотропную деформационную компоненты. Орбитальное упорядочение рассматривается по расположению длинных осей октаэдров с ионами  $Mn_{3+}$  друг относительно друга в плоскости  $ab$ . Для  $x=1/2$ ,  $x=2/3$  и  $x=3/4$  были обнаружены необычные полосовые структуры (в плоскости образуются цепочки зарядового и орбитального упорядочения). Устойчивым элементом является  $Mn_{3+}-Mn_{4+}-Mn_{3+}$ , например для  $x=2/3$  с учетом удвоения структуры реализуется последовательность  $Mn_{3+}-Mn_{4+}-Mn_{3+}-Mn_{4+}-Mn_{4+}-Mn_{4+}$ . А для других составов происходит распад на домены с составами, для которых цепочки устойчивы. Эти цепочки разрушаются в магнитном поле и не могут быть 1D металлами. Их существование не было предсказано ни одной теорией и не понятно, связаны ли они с КМС.

В [3] сказано, что в отсутствии примесей пик сопротивления вблизи  $T_C$  отсутствует, а когда появляется, существенно зависит от концентрации дефектов и не совпадает с  $T_C$  точно. Поэтому считается, что надо искать причину появления пика сопротивления в взаимодействии заряда с примесью, и искомое взаимодействие должно зависеть от намагниченности. Манганиты лантана рассматриваются как вырожденные полупроводники, и может происходить взаимодействие носителей с ионизированными примесями, экранированными другими носителями, и рассеяние на флуктуациями статистической намагниченности (из-за флуктуаций плотности носителей по кристаллу). Носители заряда осуществляют косвенный обмен между магнитными ионами и стремятся установить ферромагнитное упорядочение при небольших концентрациях носителей, локальная плотность носителей увеличивает локальную намагниченность в ферромагнитном полупроводнике. Флуктуации максимальны при не очень

низких и не очень высоких температурах, эффективный потенциал дефекта также максимален при промежуточных температурах и приводит к пику сопротивления. Внешнее магнитное поле подавляет локальные флуктуации намагниченности и ослабляет эффективный потенциал дефектов, что является потенциальным механизмом возникновения КМС. Упоминается о моделях, считающих основным обменное или электрон-фононное взаимодействие. Но говорится, что схожие зависимости сопротивления наблюдаются в других сильно легированных ферромагнитных полупроводниках, где нет эффекта Яна-Теллера, и изменение кристаллографической структуры слабо отражается на сопротивлении, что ставит под сомнение ведущую роль взаимодействия носителей с решеткой. Также приводятся некие теоретические соображения по которым неколлинеарно антиферромагнитно упорядоченная структура является неустойчивой и происходит фазовое расслоение.

Известно, что появление ФМ состояния и проводимости происходят практически одновременно при изменении концентрации  $x$ . Схема двойного обмена (ДО) заключается в резонансном переходе (реальном) электрона через лиганд на соседний атом ПМ с параллельным направлением спина [2]. Металлизация представляется как перестройка от АФМ состояния в ФМ фазу, которая, благодаря появлению в ней делокализованных носителей, понижает общую энергию системы. В модели ДО ФМ состояние может быть только металлическим и зона проводимости содержит носители лишь одной спиновой поляризации. К сожалению, сама по себе эта модель никак не учитывает ЯТ деформации и влияние примесей, поэтому вряд ли позволит описать особенности металлического состояния манганитов. Учет влияния ЯТ деформаций, то есть связи носителей с решеткой, дает возможность обосновать влияние колебательных степеней свободы на свойства манганитов, например в виде сильной зависимости  $T_C$  от атомной массы кислорода. Но без учета влияния примесей остается непонятно, почему носитель не может двигаться по ФМ плоскостям в АФМ диэлектрике. Ответом считается, что носитель локализуется в притягивающем потенциале допанта и может двигаться по ближайшему ФМ квадрату (упорядочение как в  $\text{LaMnO}_3$ ) беспрепятственно, а учет ДО приводит к появлению локального ФМ момента вокруг допанта.

## 2 Экспериментальные методы

### 2.1 Наблюдения магнитной доменной структуры с помощью магнитооптических методов

Магнитооптические (МО) методы основаны на повороте плоскости поляризации света вследствие МО эффектов, и наблюдения этого поворота с помощью поляризационного микроскопа. Магнитооптические эффекты Фарадея и Коттона-Мутона (также называемый Фохта или магнитным двойным лучепреломлением) возникают при прохождении линейно поляризованного света через вещество, в котором создано однородное магнитное поле, а эффект Керра - при отражении света от поверхности намагниченного вещества. Эффект Фарадея заключается во вращении плоскости поляризации света, когда луч распространяется параллельно вектору магнитного поля. Магнитное двойное лучепреломление возникает при распространении света перпендикулярно магнитному полю. Эффект Керра проявляется при отражении света от поверхности образца, не требует прозрачности образца, но является слабым и хорошие изображения могут быть получены лишь для очень хорошо подготовленных гладких образцов.

Непосредственно эффекты Фарадея и Коттона-Мутона могут быть применены для наблюдения магнитной доменной структуры только для прозрачных образцов. Для непрозрачных образцов наблюдения

доменной структуры и кинетики перемагничивания осуществляются с помощью индикаторных пленок (рисунок 2.1). Индикатор представляет из себя тонкую плёнку YIG, иттрий-железистого граната, на прозрачной подложке GGG, галлий-гадолиниевый гранат, с тонким зеркалом, напыленным на YIG. Он кладётся поверх изучаемого образца, поэтому

намагниченность зависит от поля на поверхности образца (у полей совпадают перпендикулярные компоненты). При этом за счёт двукратного прохождения света через индикатор, до зеркала и обратно, достигается дополнительное усиление наблюдаемого эффекта. Все эти методы получили дальнейшее развитие с появлением техники цифрового вычитания, когда немагнитное фоновое изображение вычитается, и магнитный контраст улучшается за счёт

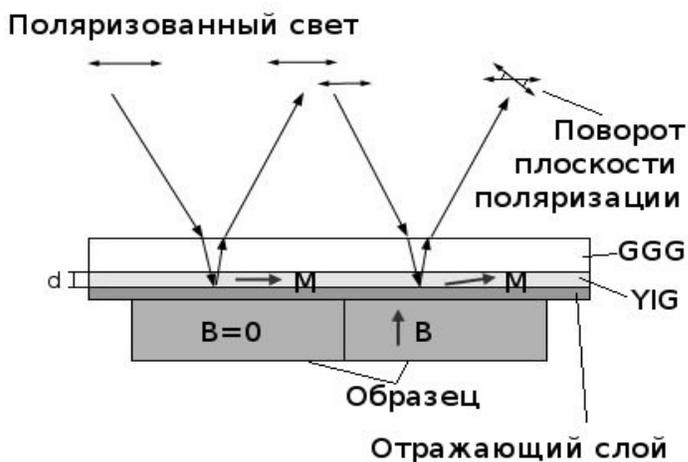


Рисунок 2.1

усреднения изображений и компьютерной обработки.

Наблюдения МО методами основаны на слабой зависимости оптических констант от направления намагничённости. Эффекты Керра и Фарадея являются линейными по полю, эффект Коттона-Мутона - квадратичным. В изотропной среде мы имеем дело с волнами круговой поляризации. Различие показателей преломления право- и левополяризованной волн ( $n_- \neq n_+$ ) вызывает возникновение двух поляризованных по кругу преломлённых волн при вхождении в среду плоской волны, имеет место двойное круговое преломление. Для падающей нормально на плоскопараллельную пластинку толщиной  $l$  плоской линейно поляризованной волны получаем (рассмотрев её как сумму двух волн круговой поляризации)  $D_y/D_x = \text{tg } \chi l$ . При выходе из пластинки волна снова становится линейно поляризованной, но поворачивается относительно своего первоначального направления на угол  $\chi l$ . Угол удельного вращения вдоль направления волнового вектора равен  $\chi = \pi(n_- - n_+)/\lambda = \omega \alpha \cos(\nu) H_c / 2c n_0 = R_V H_c$ , где  $\nu$  - угол между векторами  $\mathbf{H}_c$  (магнитное поле в материале) и  $\mathbf{n} = (c/\omega)\mathbf{k}$ , а  $R_V$  - постоянная Верде. При изменении направления волнового вектора направление вращения в волне меняется на обратное, при внутренних отражениях от поверхностей гиротропной пластинки углы вращений будут аддитивно складываться. Когда волновой вектор перпендикулярен  $\mathbf{H}_c$ , линейный эффект по полю исчезает, надо учитывать высшие члены (с квадратичных) по полю и получаем двойное лучепреломление. Если на плоскопараллельную пластинку, находящуюся в параллельном её плоскости поле  $H_c$ , падает линейно поляризованная волна, то в среде будут распространяться две волны с разными  $n$ , на выходе свет окажется эллиптически поляризованным (произойдёт магнитное двойное лучепреломление). Разность фаз двух лучей на единице длины  $\Delta = (n_{\parallel} - n_{\perp}) \omega / 2\pi c = A_{KM} H_c$ , где  $\omega$  - частота света,  $A_{KM}$  - постоянная Коттона-Мутона, зависящая от природы вещества, длины волны света и температуры [5].

Основой установки для наблюдения магнитооптических эффектов является поляризационный микроскоп, в котором свет сначала проходит через поляризатор, потом проходит насквозь или отражается от поверхности образца (соответственно схемы на просвет и отражение), а затем после объектива проходит через анализатор и попадает в окуляр или камеру (рисунок 2.2). На рисунке изображена схема на просвет. Качество получаемого изображения зависит от качества освещения, чистоты образца, угла между поляризатором и анализатором и от обработки изображения.

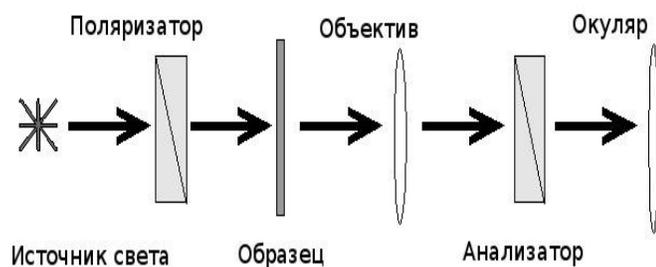


Рисунок 2.2

Сразу следует отметить возможность определения того, проявляется эффект Фарадея или Коттона-Муттона. Для образца с эффектом Фарадея поле направлено перпендикулярно его плоскости и при повороте образца не меняется направление поля. Следовательно углы поворота плоскости поляризации света областями с разным направлением поля остаются прежними, изображение поворачивается как целое. При повороте образца с магнитным двулучепреломлением контраст между областями с разным направлением поля зависит от угла поворота образца. Для наглядности рассмотрим случай двух областей с перпендикулярными направлениями намагниченности при равной её величине в двух крайних случаях. Если оба домена направлены под  $45^\circ$  к плоскости поляризации, то после прохождения пластинки получатся две эллиптически-поляризованные волны с разными направлениями вращения вектора поляризации, но с одинаковыми осями, что делает их неразличимыми по интенсивности после прохождения анализатора. Если же одно направление намагниченности совпадает в плоскостью поляризации, а второе перпендикулярно ей, то угол поворота поляризации света будет максимален, поскольку один из лучей будет в чистом виде обыкновенным, а другой необыкновенным, и разность фаз этих лучей рассчитывается по формуле  $\Delta = A_{KM} H l$ . Надо помнить, что с помощью этого метода нельзя отличить домены с противоположно направленным вектором намагниченности, так как они будут задавать одинаковую плоскость поляризации для обыкновенного луча, одно направление с  $n\parallel$ .

Увеличение контраста между областями также достигается выбором правильного угла между поляризатором и анализатором, их скрещивание под  $90^\circ$  не дает никакого контраста для эффекта Фарадея, поскольку области с противоположными направлениями намагниченности поворачивают вектор поляризации на одинаковый угол в противоположные стороны, и интенсивность света в них будет мала в силу малости эффекта и, следовательно, малого угла поворота, и одинакова. Области будут лучше различимы, если плоскость поляризации

прошедшего луча будет почти совпадать с плоскостью поляризации анализатора. Существует формула для оптимального угла между поляризатором и анализатором, при котором получается

максимальный контраст, учитывающая влияние фона  $\tan \alpha_{opt} = \frac{\sqrt{A_k^2 + I_0}}{A_N^2 + I_0}$ , где  $A_k = A_N * \chi$  -

амплитуда эффекта,  $A_N$  - амплитуда прошедшей волны,  $I_0$  — фоновая интенсивность. На самом деле лучшая видимость может достигаться при других углах. Например, если изображение слишком тёмное, стоит увеличить угол, интенсивность увеличивается с квадратичной зависимостью от угла. Это стоит делать, когда сигнал подвергается цифровой обработке, и более важным становится повышение отношения сигнал-шум, а контраст можно увеличить после получения изображения. Повышение контрастности и отношения сигнал-шум требуют разных углов между анализатором и поляризатором, поэтому в каждом конкретном случае выбор угла осуществляется методом проб и ошибок.

Основными методами обработки, используемыми в большинстве случаев, являются улучшение контраста, усреднение и вычитание. Усреднение заметно уменьшает шум, вычитание же позволяет во многом убрать немагнитный фон, вычитая одно или несколько изображений. Часто делается вычитание двух изображений, полученных на насыщенном образце, при противоположном направлении приложенного поля. Если обработка изображения происходит в реальном времени, получается более эффективно следить за изменениями состояния образца в ходе эксперимента. Ниже приведены примеры изображений, наблюдавшихся на просвет.

Рисунок 2.3 - образец с лабиринтной структурой, поле в котором направлено перпендикулярно его плоскости. Это выявляется независимостью изображения от поворота

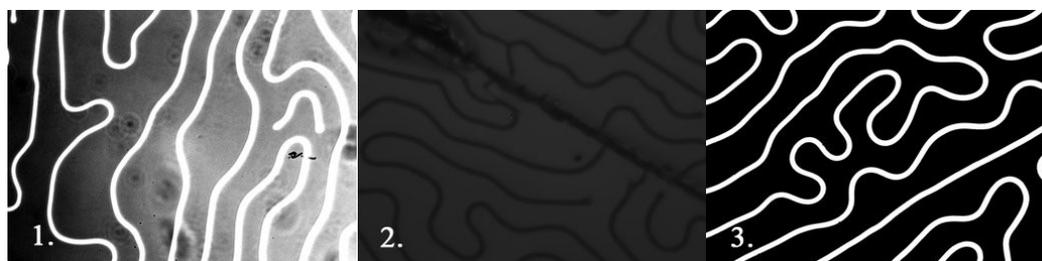


Рисунок 2.3

образца и характерным видом доменной структуры. 1.-Изображение без дополнительной обработки с плохо настроенным освещением, 2.- изображение с нормально поставленным

освещением без дополнительной обработки, 3.-хорошее освещение и дополнительное увеличение контрастности.

Рисунок 2.4 — плёнка иттрий-железистого граната на зеркале. Для этого типа веществ известны направления лёгкой намагниченности, поэтому по полученному изображению можно определить предполагаемые направления поля на изображении, и плоскость, по которой он вырезан. Направления полей в плёнке типа  $(1-1\ 1)$ ,  $(-1\ 1\ 1)$ ,  $(1\ 1\ -1)$ , она вырезана по плоскости  $[100]$ . Также предположения о направлении поля подтверждаются увеличением размеров соответствующих доменов при приложении поля того же направления.

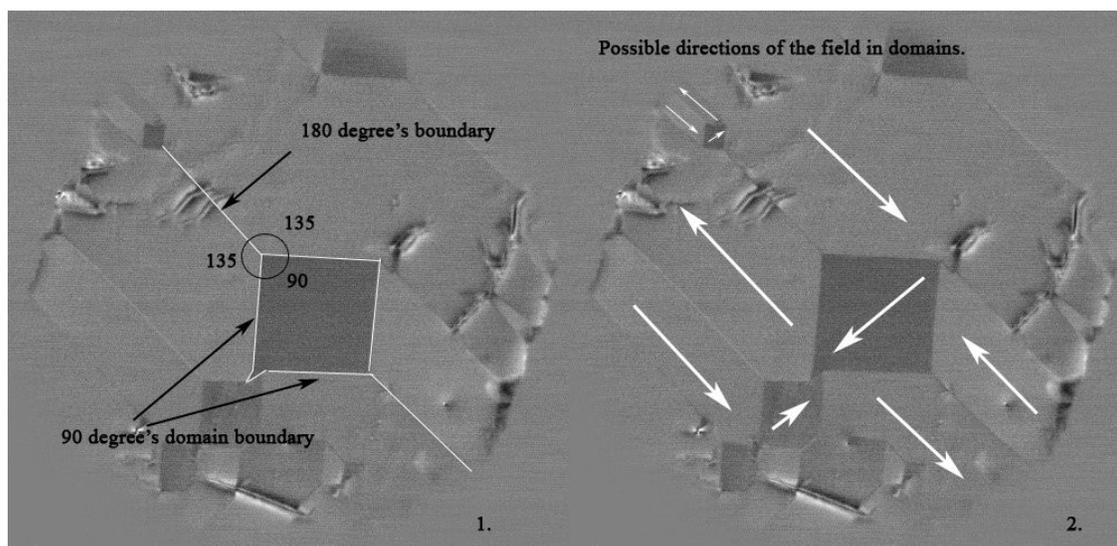


Рисунок 2.4

Удобство магнитооптического метода заключается в том, что он позволяет непосредственно наблюдать доменные структуры. Он является неразрушающим, подходит для образцов разного размера. Процесс наблюдения не влияет на магнитное поле. С его помощью можно наблюдать динамические процессы, изменяя при этом температуру образца или прикладывая внешнее магнитное поле. Минусами являются необходимость особой подготовки образцов, наличия оборудования и то, что в металлах может быть исследована только поверхностная намагниченность. Использование индикаторных плёнок позволяет применять этот метод и для непрозрачных образцов, что сильно расширяет область его применения. В целом этот метод удобен высокой скоростью получения изображения, относительной простотой экспериментальной установки и наглядностью. Он хорошо подходит для определения доменной структуры тонких плёнок и больших образцов, полезен при исследовании сверхпроводников [6].

## 2.2 Измерение сопротивления.

Резистивные свойства тонких магнитных пленок измерялись с помощью метода Ван дер Пола. Для этого по углам образца примерно прямоугольной формы приклеивались контакты (рисунок 2.5). Ток пускался через контакты 1-2, напряжение снималось с параллельных контактов 3-4, чтобы исключить влияние контактной разности потенциалов. Полученное делением напряжения 3-4 на ток через контакты 1-2 сопротивление

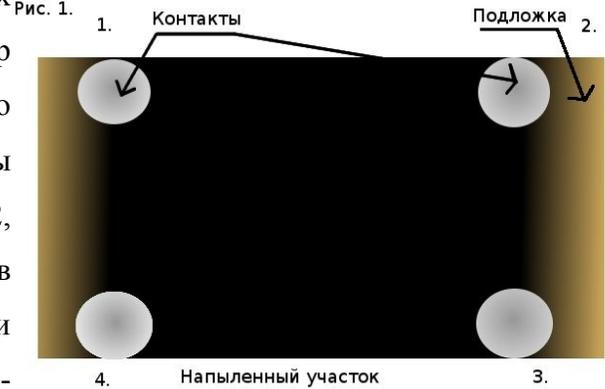


Рисунок 2.5

обозначается  $R_{12,34}$ . На рисунке 2.6 приведена электрическая схема установки. Это вариация четырехточечного метода измерения, для которой показано, что при достаточно малых контактах, расположенных по периметру образца, для однородного плоского образца постоянной толщины можно вычислить удельное сопротивление по

формуле  $\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2} f\left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}}\right)$ , где  $f$  удовлетворяет соотношению

$$\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}} = f \operatorname{arccch}\left(\frac{\exp(\ln 2 / f)}{2}\right).$$

Относительная погрешность к этому выражению будет иметь порядок  $d^2/D^2$ , где  $d$  - размер контакта, а  $D$  - диаметр образца для образца сферической формы [7]. Но, так как для нас было важно получить вид зависимости, а не значения проводимости, были выполнены измерения для  $R = R_{12,34}$ . Также в этих измерениях измерялась температура образца с помощью термопары, закрепленной около образца. Образцы помещались в азотный криостат (где нагрев при необходимости велся с помощью установленной в него печки) или термостат.

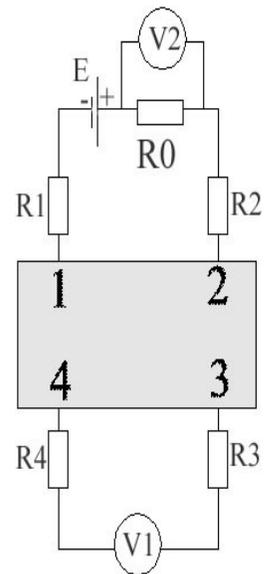


Рисунок 2.6

## 2.3 Параметры образцов.

В эксперименте использовались пленки манганита лантана, полученные методом магнетронного напыления на подложке  $\text{LaAlO}_3$  (001) и отожженные при  $900^\circ\text{C}$ . Образцы U1 и U3 обладали составом  $\text{La}_{0.775}\text{Sr}_{0.225}\text{MnO}_3$ , а U2 - составом  $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.2}\text{Mn}_{1.2}\text{O}_3$ . Толщина образца U1 составляла 60 Å, U2 — 125 Å, а U3-10000 Å.

### 3 Экспериментальные результаты

#### 3.1 Кинетика перемагничивания пленок манганита лантана

С помощью магнитооптических методов удалось пронаблюдать доменную структуру и движение доменных границ на образце U3 для разных температур. На серии фотографий видно,

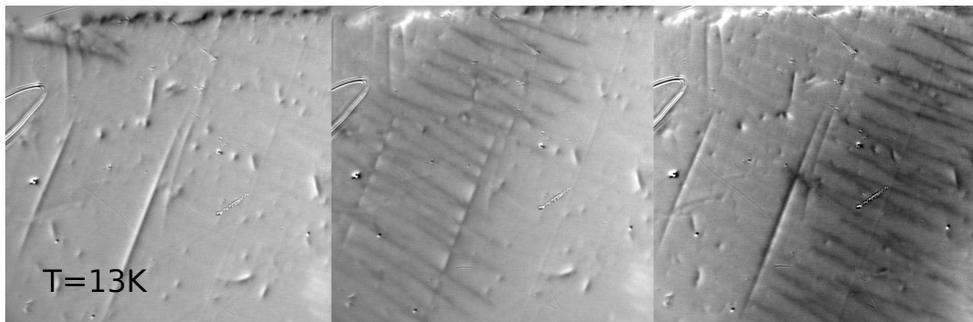


Рисунок 3.1

как происходит зарождение доменной границы на крае образца и дальнейшее движение под действием магнитного поля. Намагниченность в доменах направлена под углом к краю образца. Образуются зигзагообразные границы, характерные для образцов с большим количеством дефектов, они занимают значительную часть образца (рисунки 3.1, 3.2, 3.3). Можно заметить полосы на образце, которые меняют свой контраст после прохождения через них доменной границы. Это области повышенного напряжения, двойники, в которых происходит переворот намагниченности.

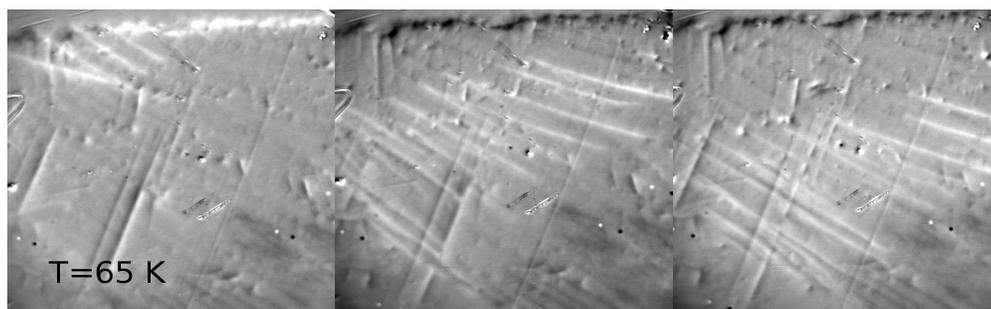


Рисунок 3.2

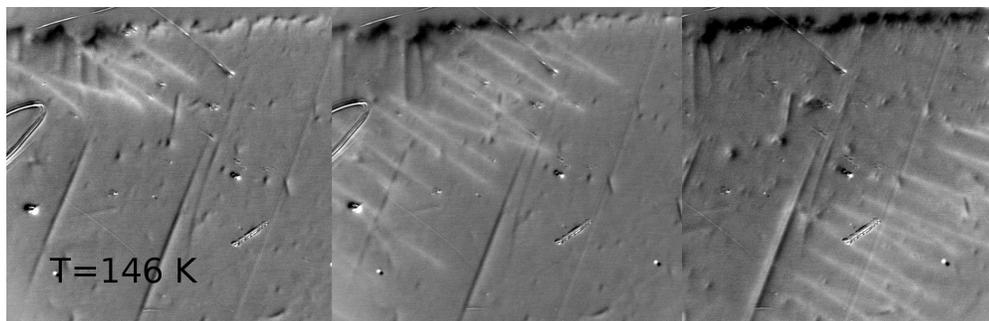


Рисунок 3.3

Для температуры 261 К доменная граница становится диффузной, происходит неоднородное изменение намагниченности, но перемещение доменной границы все еще происходит через смещение доменной границы (рисунок 3.4).



Рисунок 3.4

При температуре 265 К доменная граница становится неразличима, процесс перемещения был замечен лишь по изменению контраста границы образца (рисунок 3.5). Можно заключить, что происходит процесс неоднородного вращения намагниченности. При температуре около 300 К контраст на границе пропадает, происходит магнитный фазовый переход.

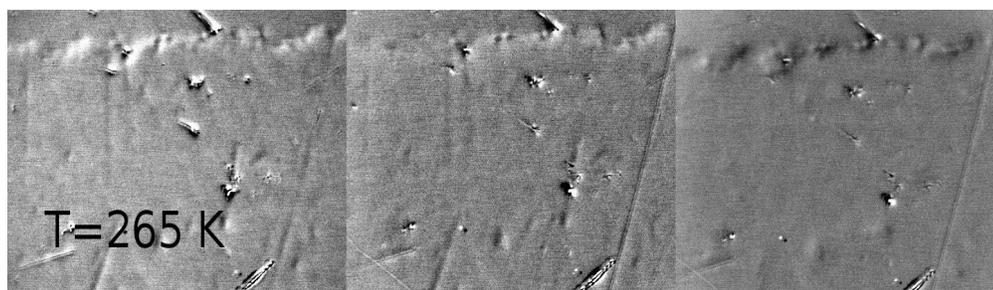
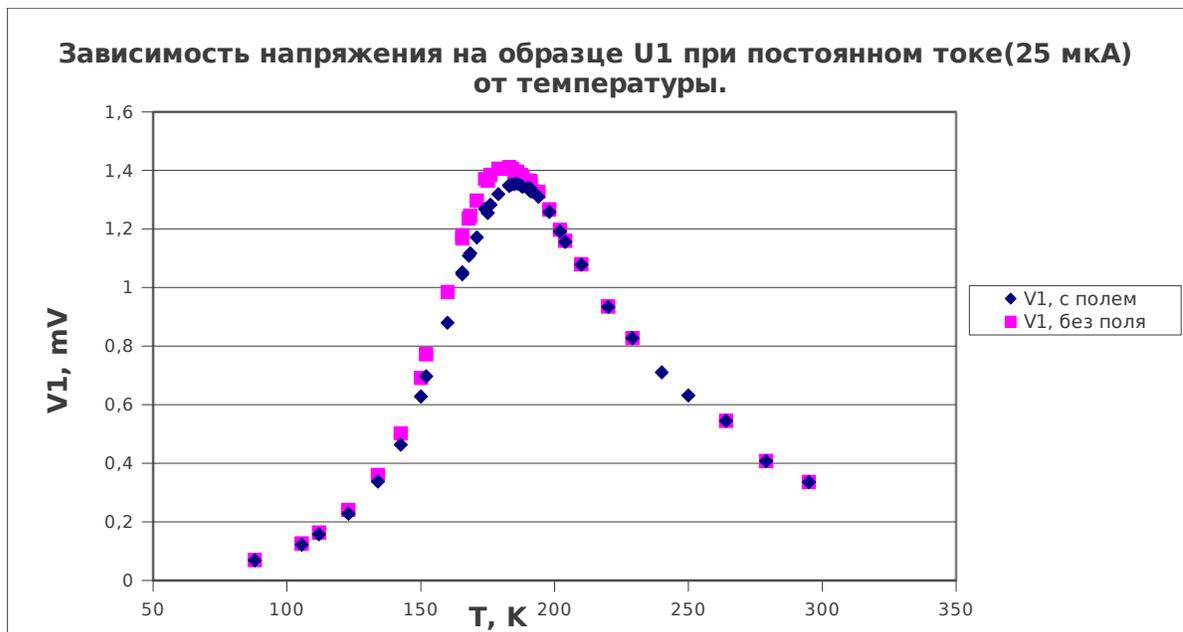


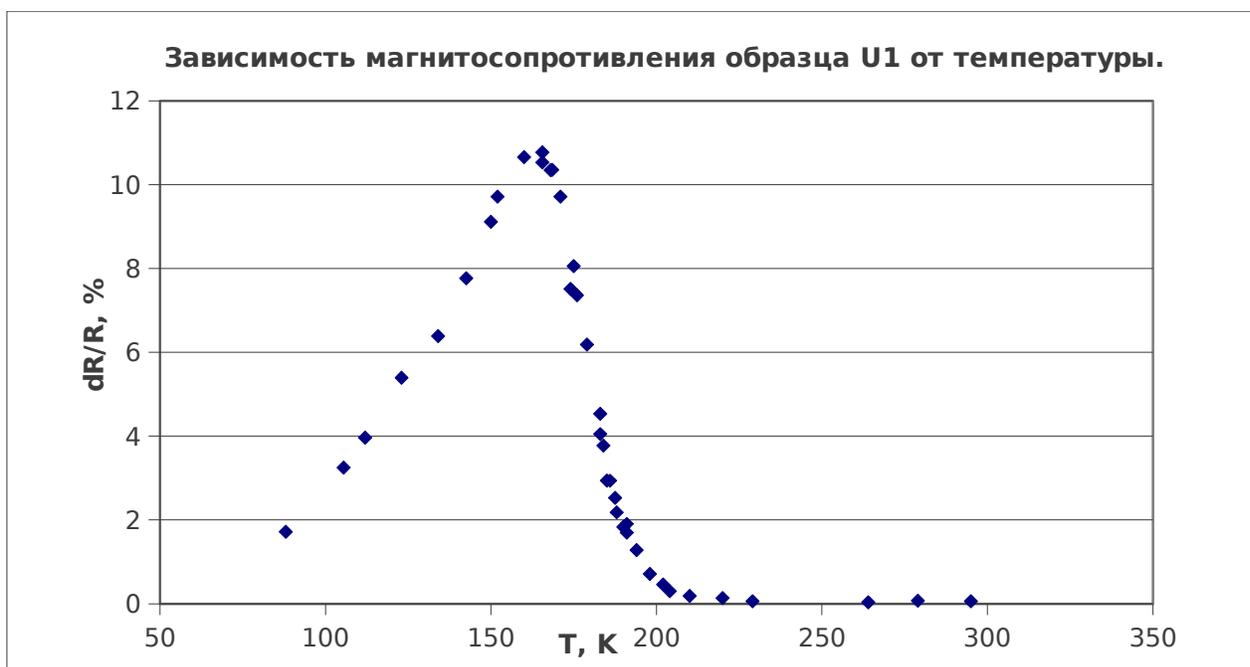
Рисунок 3.5

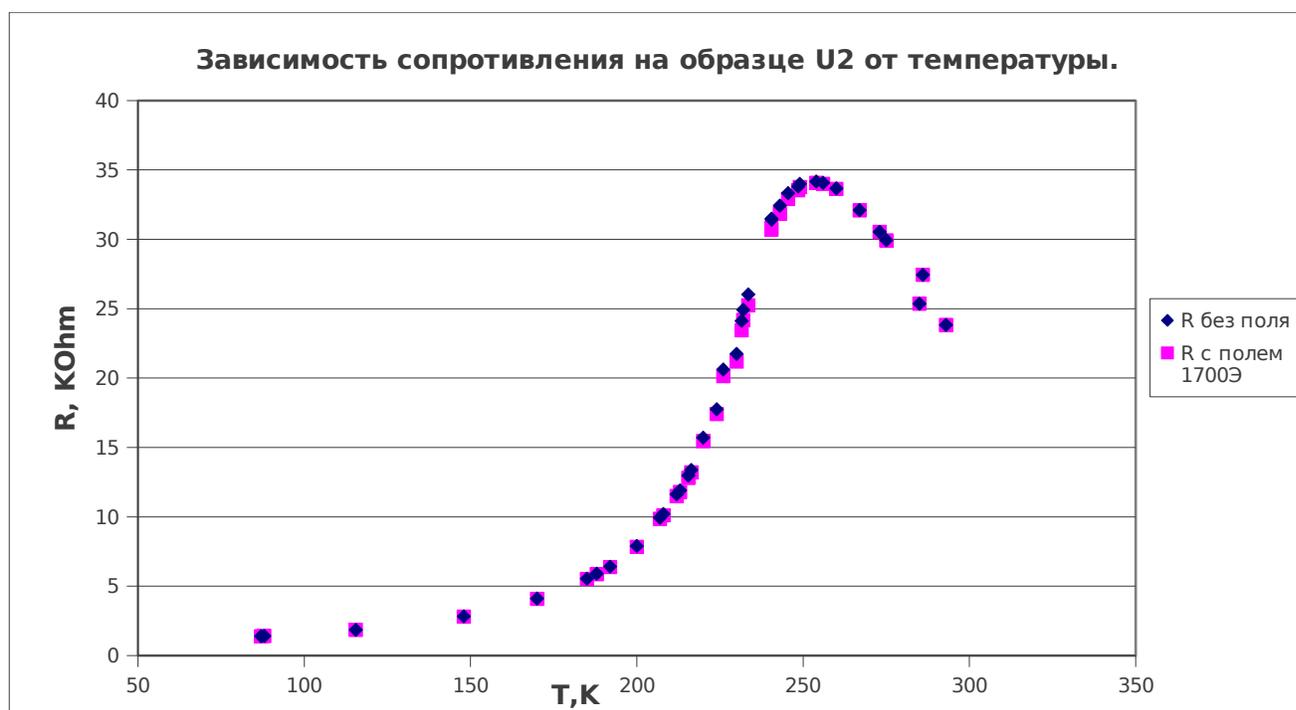
### 3.2 Зависимости сопротивления

Были измерены зависимости сопротивления образцов от температуры. Охлаждение проводилось в магнитном поле 1700 Э, при определенных температурах проводилось измерение сопротивления с наличием поля, сразу после этого поле снималось и проводилось второе



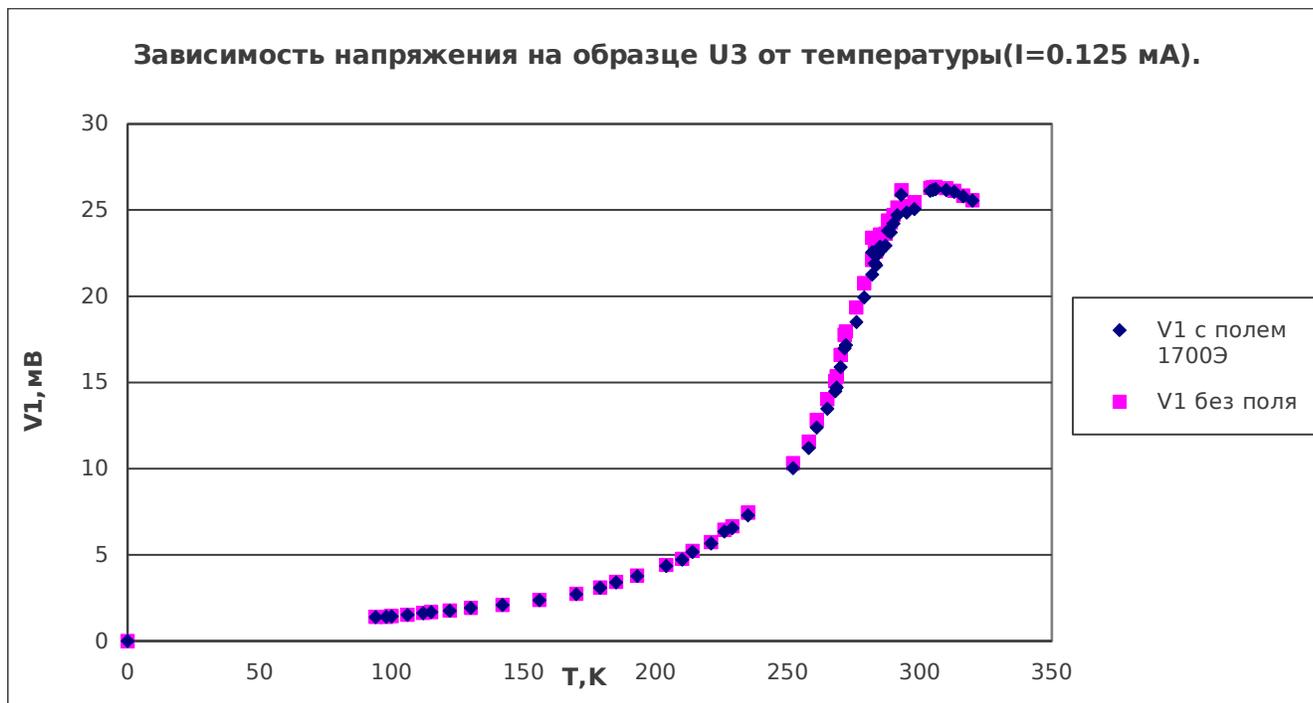
измерение. На основании этого были построены графики  $R_0(T), R_H(T)$ , объединенные в один, (или эквивалентные им зависимости напряжения от температуры при постоянном токе) и  $dR/R_0(T)$  — относительного магнетосопротивления.





На этих графике наблюдается характерный пик сопротивления (при температуре магнитного перехода) и находящийся при меньших температурах пик магнитосопротивления. Пик сопротивления соответствует переходу от металлического к диэлектрическому типу проводимости. Хорошо заметна несимметричность зависимости магнетосопротивления от температуры. Это можно связать с переходом критической температуры, выше которой ферромагнетизм не проявляется, и, следовательно, исчезает связанный с ним эффект КМС.

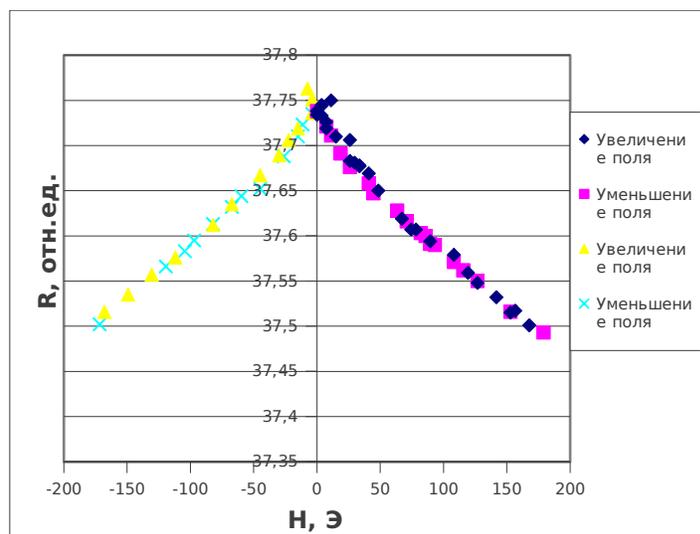




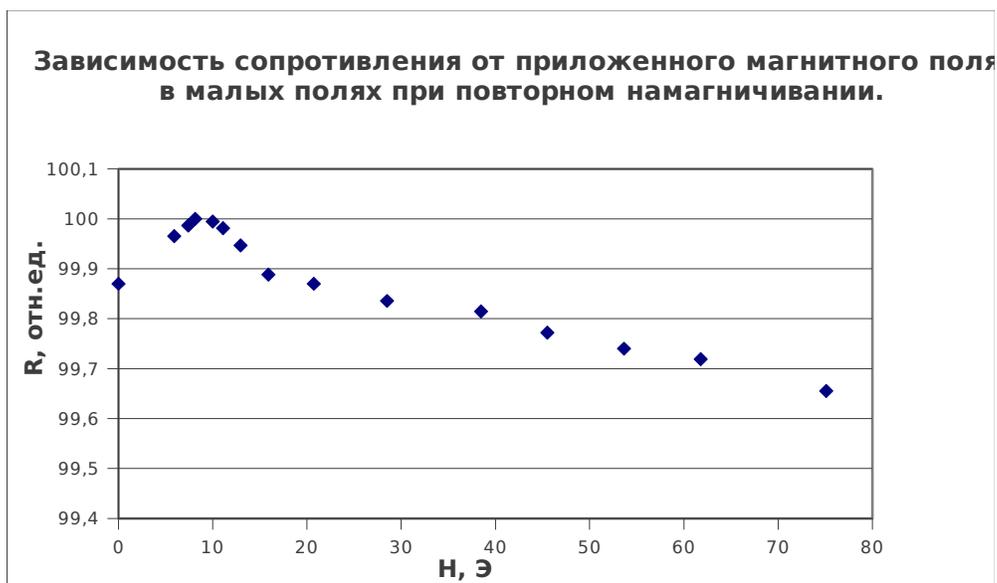
Можно отметить, что для пленок одного состава эффект магнетосопротивления возрастает с уменьшением толщины пленки. Это может быть связано с увеличением влияния интерфейсного слоя, в котором из-за небольшой разности параметров решеток подложки и напыленного материала возникает сильное напряжение, спадающее вглубь образца, изменяется стехиометрия.



Также была попытка измерить зависимость сопротивления от магнитного поля в области слабых полей. Для больших полей зависимости были получены для аналогичных образцов в лаборатории, где их произвели. Зависимости для всех образцов остаются линейными вплоть до поля 15 Тл, на порядок превышающего использованные в нашем эксперименте. При достаточно больших полях (до 2кЭ) также получалась линейная зависимость для разных температур. Здесь приведены графики для образца U3 при температуре 273К. В области малых полей однозначно удалось заметить особенность, связанную с появлением доменной структуры. При  $H=0$  Э образец находится в намагниченном состоянии, и пик сопротивления при 10 Э связан с рассеянием электронов на появляющихся в процессе перемагничивания магнитных неоднородностях.



Здесь приведены графики для образца U3 при температуре 273К. В области малых полей однозначно удалось заметить особенность, связанную с появлением доменной структуры. При  $H=0$  Э образец находится в намагниченном состоянии, и пик сопротивления при 10 Э связан с рассеянием электронов на появляющихся в процессе перемагничивания магнитных неоднородностях.



К сожалению, для образцов U1 и U2 не удалось получить достаточно для определения наличия или отсутствия коэрцитивности стабильность температуры в окрестности перехода, и достаточно точность измерения сопротивления.

## Заключение

Изучены методы визуализации магнитной доменной структуры. Выполнено изучение кинетики перемагничивания ультратонких пленок манганита лантана в широком диапазоне температур. Установлено, что для образца толщины 10000 Å ниже температуры 265 К перемагничивание происходит за счет движения доменных границ, а при более высокой температуре за счет неоднородного вращения магнитного момента. Для образца 125Å удалось пронаблюдать перемагничивание через процессы неоднородного вращения. Если доменная структура присутствовала, то ее характерный размер должен быть меньше разрешения микроскопа. Изучены методы измерения сопротивления и магнитосопротивления тонких магнитных пленок. Определены температурные зависимости сопротивления и магнитосопротивления для этих пленок и выявлена зависимость величины КМС от толщины пленки. Обнаружено, что КМС в тонкой пленке манганита в несколько раз выше, чем в сотню раз более толстой и это указывает на то что большая величина КМС определяется магнитными неоднородностями вблизи интерфейсного слоя пленок на КМС. Выделен вклад в магнитосопротивление доменной структуры.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1) Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений. М.,Изд-во Моск. ун-та, 1976, 367 с. 146 ил. Библиогр. 176 назв.
- 2) В.М. Локтев, Ю.Г. Погорелов, Особенности магнитных свойств и колоссальное магнитосопротивление манганитов, ФНТ 26, 231-261 (2000).
- 3) Э.Л. Нагаев, Манганиты лантана и другие магнитные проводники с гигантским магнитосопротивлением, УФН 166, 833 (1996).
- 4) M. Uehara, S. Mori, C.H. Chen, S.W. Cheong, Nature 399, 560 (1999).
- 5) С.В.Вонсовский. Магнетизм. М.: Наука, 1971 г., 1032 стр. с илл.
- 6) Alex Hubert, Rudolf Schäfer Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures — Correct. ed. — Springer, 2008. — P. 218. — 714 p.
- 7) L.J. Van der Pauw, Philips Res. Repts 13, 1-9, 1958.