

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ
им. В.А. КОТЕЛЬНИКОВА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи



ШАЙХУЛОВ ТИМУР АЙРАТОВИЧ
**СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ
ПЛЕНОК МАНГАНИТА ЛАНТАНА И ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ИХ
ОСНОВЕ**

1.3.8 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н. Овсянников Г. А.

Москва 2024

Оглавление

Введение 5-14

Глава 1 Обзор литературы

- 1.1 Эпитаксиальные тонкие пленки редкоземельных манганитных перовскитов $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ 15-20
- 1.2 Фазы Ruddlesden-Popper иридатов стронция $\text{Sr}_{n+1}\text{Ir}_n\text{O}_{3n+1}$ 20-21
- 1.3 Метод магнитно-силовой микроскопии для определения формы магнитных доменов в пленках. Структура ферромагнитных доменов в пленках 21-28
- 1.4 Уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта. 28-30
- 1.5 Методика определения магнитных параметров пленок с помощью ферромагнитного резонанса. 30-31
- 1.6 Спиновый эффект Холла 31-33
- 1.7 Генерация и детектирование спинового тока 33-35
- 1.8 Магнитно-логические устройства на основе гетероструктур с ферромагнитными материалами 35-37
- 1.9 Выводы 37-38

Глава 2. Получение и магнитные свойства тонких пленок $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$

- 2.1. Изготовление эпитаксиальных тонких пленок методом магнетронного распыления 39-44
- 2.2. Эволюция магнитной доменной структуры пленок $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ 44-47
- 2.3 Зависимость одноосной и кубической магнитной анизотропии от толщины пленок $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ 47-48

2.4. Выводы	48-49
-------------	-------

Глава. 3 Проводимость пленок $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ под действием напряженности кристаллической решетки, вызванной деформацией подложки

3.1 Изготовление лантан-бариевых манганитных пленок	50-51
3.2 Методика измерения влияния напряженности подложки на электрическое сопротивление	51-52
3.3 Проводимость пленок $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ под действием напряженности кристаллической решетки, вызванной деформацией подложки	52-57
3.4. Выводы	57-58

Глава. 4. Магнитные и резистивные параметры гетероструктур $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$

4.1 Рентгеновские параметры гетероструктур иридат-манганит	59-61
4.2 Температурная зависимость сопротивления гетероструктур	61-63
4.3 Ферромагнитный резонанс гетероструктур	63-64
4.4 Угловая зависимость резонансного поля ферромагнитного резонанса гетероструктуры иридат-манганит	64-65
4.5 Температурная зависимость спектров ферромагнитного резонанса гетероструктур	65-69
4.6 Выводы	70

Глава 5. Спиновый ток в гетероструктурах $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$

5.1 Возбуждение спинового тока в гетероструктурах на основе манганитов: $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$	71-76
--	-------

5.2	Температурная зависимость спинового тока в гетероструктурах	76-77
5.3	Выводы	77-78
	Заключение	79-83
	Список литературы	84-99

ВВЕДЕНИЕ

Спинтроника — область науки, целью которой является поиск возможностей эффективно контролировать и манипулировать намагниченностью (спинами) для хранения данных. Основной целью считается создание универсальной памяти, обеспечивающей высокую плотность информации, энергонезависимость, быстрые циклы считывания и записи, а также низкое энергопотребление. Многослойные плёночные структуры, состоящие из чередующихся слоев ферромагнитных и нормальных металлов, составляют одну из основ спинтроники и широко исследуются во всём мире. Большой интерес привлекают структуры, в которых ферромагнитные слои содержат оксиды переходных 3d металлов (transition metal oxides), а слои нормального металла состоят из материала с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Повышенное внимание к исследованию таких структур обусловлено разнообразными физическими явлениями, возникающими при контакте ферромагнитного слоя и слоя нормального металла.

Оксиды переходных 3d-металлов обладают необычными функциональными возможностями, вызванными наличием сильной электрон-электронной корреляции. Однако спин-орбитальное взаимодействие, как правило, является слабым в 3d- оксидах переходных металлов [1]. Ярко выраженное спин-орбитальное взаимодействие в 5d оксидах переходных металлов привлекает внимание в последние годы из-за появления новых топологических состояний [2–4] и спинтроники [5]. Контакт между 3d- и 5d-материалами обеспечивает уникальную границу, в которой возможно существование и взаимодействие этих фундаментальных явлений. На контакте 5d- оксидов переходных металлов с ферромагнетиком возможны нарушение топологической симметрии в области границы раздела и возникновение щели в спектре возбуждений, что, в свою очередь, может привести к достаточно сильным магнитоэлектрическим эффектам [6].

Манганиты переходных металлов привлекают внимание не только из-за большого количества интересных физических свойств, включая колоссальное магнитосопротивление, высокую температуру Кюри, фазовое разделение и взаимодействие между электронами [7-9], но и из-за их потенциальных применений [10]. Одним из наиболее перспективных материалов семейства манганитов является $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ из-за высокой температуры Кюри (T_c). Он является магнитным полуметаллом, т.е. его магнитная поляризация близка к 100% при низкой температуре [11]. $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ обладает электронной системой со сложными взаимодействиями между спином, зарядом и орбитальной степенью свободы. Эти сложные взаимодействия подвержены внутренним или внешним возмущениям, таким как деформация решетки и кислородная стехиометрия [12].

Актуальность исследования

Многослойные плёночные структуры, состоящие из чередующихся слоев ферромагнитных и нормальных металлов, составляют одну из основ спинтроники. Большой интерес привлекают структуры, в которых ферромагнитные слои (ФМ) содержат оксиды переходных 3d металлов, а слои немагнитного металла (НМ) состоят либо из металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием, либо из оксидов 3d и 5d переходных элементов. Повышенное внимание к исследованию таких структур обусловлено необычайно разнообразными физическими явлениями, возникающими при контакте ФМ и НМ слоев [13, 14]. Часть из этих явлений претендуют на практическое применение, особенно в элементах памяти и магнитного управления токами [15]. Одним из основных направлений исследования в работе является анализ влияния НМ слоя, контактирующего с ФМ слоем, на спектр ферромагнитного резонанса (ФМР), в частности уширение линии ФМР за счет дополнительного канала релаксации [16-18], а также изменение свободной энергии системы за счет обменных взаимодействий на границе раздела [19, 20], магнитного эффекта близости [21, 22] и др. Все эти факторы определяют параметры спинового тока, возбуждаемого в условиях ФМР накачки. Получение однозначной связи между параметрами спинового тока и параметрами спектра

ФМР является актуальной проблемой как с научной, так и с прикладной точек зрения, обеспечив значительное расширение информативности метода ФМР при анализе спин-зарядовых явлений.

Сильное спин-орбитальное взаимодействие в оксидах с 5d переходными металлами, которое сравнимо с энергиями кулоновского взаимодействия и кристаллического поля, вызывает множество интересных физических явлений [23, 24], изучение которых представляет большой научный интерес. Широко обсуждается роль спин-орбитальных эффектов в генерации и детектировании спинового тока.

Актуальным также является поиск новых ФМ и НМ материалов для тонкопленочных структур. В частности, в данном проекте предполагается применение и исследование пленок иридата стронция SrIrO_3 , обладающего целым рядом необычных свойств, привлекательных для целей работы [23-25]. Особый интерес представит изучение температурных зависимостей спектров ФМР и спиновой динамики, направленное на обнаружение новых фазовых состояний, индуцированных эффектами близости в двуслойных системах.

Целью настоящей диссертационной работы являлось создание эпитаксиальных пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ и гетероструктур $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, исследование их магнитных и транспортных свойств, используя методы ферромагнитного резонанса, магнитно-силовой микроскопии и резистивных измерений.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

1. Вырастить эпитаксиальные гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и гетероструктуры $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ с эпитаксиальным слоем $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$.
2. Создать экспериментальную установку для регистрации спинового тока и ферромагнитного резонанса в гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ в диапазоне 1-3 ГГц.

3. Изучить проводимости слоев, возникающих между пленками SrIrO_3 и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ в гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и Pt и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ в гетероструктуре $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$.
4. Зарегистрировать спиновый ток в гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$.
5. Изучить магнитную анизотропию в пленках $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ при изменении их толщины. Определить оптимальные магнитные параметры для генерации спинового тока в пленках $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$.
6. Исследовать возникновение устойчивых резистивных состояний в эпитаксиальных пленках $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$, выращенных на пьезоэлектрической подложке $(011)_{0.79}\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$.

Научная новизна представленной диссертационной работы заключается в том, что впервые:

1. Впервые предложена замена платины на эпитаксиально выращенную в одном цикле с $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленку SrIrO_3 для регистрации обратного спинового эффекта Холла в гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$.
2. Получена температурная зависимость проводимости слоя, образующегося на границе между слоем с сильным спин орбитальным взаимодействием SrIrO_3 и ферромагнитным слоем $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, а также между платиной (Pt) и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$.
3. Впервые зарегистрирован спиновый ток в гетероструктурах $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$.
4. Обнаружено ферромагнитное упорядочение слоя SrIrO_3 в гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ при температуре 60 К. Возникновение ферромагнетизма в слое SrIrO_3 обусловлено переносом электронов от Ir к Mn. Возникающая при этом избыточная концентрация носителей заряда (электронов в манганите и дырок в иридите), превышающая определенную критическую величину, способствует возникновению ферромагнитного упорядочения в иридите.

Теоретическая и практическая значимость работы

В диссертационной работе впервые обнаружена генерация спинового тока в гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, обнаружено магнитное упорядочение в пленке иридата, которая являлась верхней частью гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Полученные в работе научные результаты могут быть в дальнейшем использованы при разработке и конструировании элементной базы спинтроники на основе исследованных наноструктур. Обнаруженные в рамках настоящей работы зависимости сопротивления от подаваемого напряжения для пленки $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$, выращенной на пьезоэлектрической подложке $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$ могут быть использованы при создании логических элементов и элементов памяти в устройствах спинтроники.

Методология и методы исследования

Для изучения магнитных свойств эпитаксиальных пленок и гетероструктур использовались методы ферромагнитного резонанса и магнитно-силовой микроскопии. Для исследования электронных транспортных свойств использовались методы резистивных измерений. Исследованные эпитаксиальные пленки и гетероструктуры изготавливались с помощью радиочастотного магнетронного распыления в смеси аргона и кислорода при высокой температуре 600-800С.

Положения, выносимые на защиту:

1. В гетероструктурах $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ в режиме ферромагнитного резонанса на частотах 2.6 ГГц и 9.6 ГГц возникает спиновый ток.
2. В структурах $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{SrIrO}_3$ образуется граничный слой с низким удельным сопротивлением. Величина удельного сопротивления для гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ равна $\rho_I = 5 \cdot 10^{-6}$ Ом·см, величина удельного сопротивления для гетероструктуры $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{SrIrO}_3$ равна $\rho_I = 6 \cdot 10^{-5}$ Ом·см.
3. Для пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, выращенных на монокристаллических подложках NdGaO_3 с ориентацией (110), в диапазоне толщин до 150 нм

зависимости поля магнитной одноосной анизотропии имеют немонотонное поведение с максимум магнитного поля $H_u = 147$ Э поля при 75 нм.

4. Ферромагнитное упорядочение слоя SrIrO_3 в гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ возникает при температурах ниже 60 К.

Степень достоверности результатов и апробация работы

Достоверность основных положений и выводов диссертационной работы подтверждаются воспроизводимостью полученных экспериментальных результатов и их согласованием с теоретическими расчетами, опубликованными в рецензируемых журналах. Надежность полученных результатов обеспечивается определением и использованием оптимальных параметров экспериментальных установок, использованием известных экспериментальных методик и применением современной приборной базы. Порученные результаты опубликованы в рецензируемых научных журналах

Апробация работы

Результаты исследований, вошедших в диссертационную работу, были представлены на всероссийских и международных конференциях и семинарах:

- 1) Нанозифика и нанозлектроника XXI Международнй симпозиум, 2017 (Нижний Новгород).
- 2) Moscow International Symposium on Magnetism, 2017 (Москва).
- 3) Нанозифика и нанозлектроника XXII Международнй симпозиум, 2018 (Нижний Новгород).
- 4) 38 совещание по физике низких температур, 2018 (Туапсе).
- 5) Нанозифика и нанозлектроника XXIII Международнй симпозиум, 2019 (Нижний Новгород).
- 6) Нанозифика и нанозлектроника XXV Международнй симпозиум, 2021 (Нижний Новгород).
- 7) VIII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (EASTMAG), 2022 (Казань).

Личный вклад автора

Автор разработал и оптимизировал метод синтеза тонких пленок, провел измерения спинового тока и ферромагнитного резонанса на гетероструктуре, включенной в микроплосковую линию, измерил резистивные характеристики пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$. Автором была проведена обработка и интерпретация результатов эволюции доменной структуры в пленках $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и зависимости магнитных анизотропий в пленках $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Автор провел расчет экспериментальной зависимости проводимости границы гетероструктур $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$.

Благодарности:

Выражаю благодарность Виктору Владимировичу Демидову за разработку методики и проведение измерений магнитных параметров пленок и гетероструктур с использованием ферромагнитного резонанса. Выражаю благодарность Вадиму Александровичу Ацаркину за проведение измерений отклика гетероструктуры $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, вызванного спиновым током и полезные советы. Автор признателен Игорю Васильевичу Борисенко за создание напылительной установки катодного распыления и полезные советы при ее эксплуатации, Антону Викторовичу Шадрину за помощь в создании образцов. Выражаю благодарность Геннадию Александровичу Овсянникову за научное руководство и Константину Леонидовичу Станкевичу за помощь при измерении спинового тока гетероструктур. Выражаю благодарность Темиряевой Марине Павловне и Темиряеву Алексею Григорьевичу за разработку методики и проведение измерений магнитно-силовой микроскопии пленок. Выражаю благодарность Маркеловой Марии Николаевне за помощь в обработке рентгеновских спектров, Константиану Карену Ивановичу и Кислинскому Юлию Вячеславовичу за помощь в проведении электрофизических и СВЧ

измерений. Выражаю благодарность Никитову Сергею Аполлоновичу за полезные советы при проведении исследований.

Публикации

По материалам диссертации опубликованы 22 научные работы, в том числе: 6 статей – в журналах, вошедших в Перечень изданий, рекомендованный *ВАК Минобрнауки РФ*, 9 статей – в журналах, входящих в международные реферативные базы данных и системы цитирования *Scopus* и *Web of Science*, 7 статей – в трудах международных и российских конференций.

Структура и объем работы

Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, заключения и списка используемой литературы. Общий объем исследования составляет 99 страниц, и содержит 36 рисунков. Список литературы содержит 155 наименований.

Во введении обоснована актуальность темы диссертации и определены ее цели. Сформулированы научная новизна, практическая ценность работы и положения, выносимые на защиту.

Первая глава носит обзорный характер. В ней в разделах 1.1 и 1.2 дан краткий обзор материалов, используемых в данной диссертации. В разделе 1.3 описана структура ферромагнитных доменов в пленках манганитов и описан метод магнито-силовой микроскопии (МСМ). В разделе 1.4 приведены теоретические описания макроспиновой модели магнитной динамики и уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, впоследствии используемые для интерпретации данных полученных в ходе экспериментов. В разделе 1.5 описывается методика определения магнитных параметров пленок с помощью ферромагнитного резонанса. В разделе 1.6 и 1.7 приводится методика генерации и детектирования спинового тока в двухслойках ферромагнетик/нормальный металл. В заключительной части 1.8 главы описываются примеры магнитных логических устройств на основе гетероструктур с ферромагнитными материалами.

Во второй главе в разделе 2.1 описывается процесс создания эпитаксиальных тонких пленок SrIrO_3 и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, а также установка магнетронного распыления, позволяющая создавать гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, используемые в данной диссертации. Приведены рентгеновские дифрактограммы, как для отдельных пленок, так и для гетероструктур. В разделе 2.2 Приведена эволюция доменной структуры пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ от толщины. В разделе 2.3 приведен результат измерения зависимости намагниченности от толщины для тонких пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$.

В третьей главе В разделе 3.1 приведены рентгеновские спектры лантан-бариевых пленок ($\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$) используемых в данной главе для измерения зависимости сопротивления от напряжения, поданного на пьезоэлектрическую подложку. В разделе 3.2 описан метод проведения эксперимента. В разделе 3.3 обсуждаются результаты измерения проводимости $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленок под действием напряженности, вызванной деформацией подложки.

В четвертой главе в разделе 4.1 приведены результаты рентгеновских параметров гетероструктур иридат-манганит $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, показывающие эпитаксиальный рост слоев гетероструктуры иридат-манганит. Кристаллическая структура гетероструктур анализировалась с помощью рентгеновского дифрактометра. В разделе 4.2 приведены температурные зависимости сопротивления граничного слоя гетероструктур $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{SrIrO}_3$, $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. В разделах 4.3-4.5 приведены результаты исследований гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ методом ферромагнитного резонанса. В разделе 4.5 приведен результат, полученный в данной работе, а именно возникновение ферромагнитного упорядочения в гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ в слое SrIrO_3 при 60 К.

Пятая глава посвящена обсуждению спинового тока в гетероструктурах $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. В разделе 5.1 приведен один из основных

результатов данной работы-возбуждение спинового тока в гетероструктурах на основе манганитов $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Так же в разделе 5.2 приведены результаты температурной зависимости спинового тока в гетероструктурах $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 Эпитаксиальные тонкие пленки редкоземельных манганитных перовскитов $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$

Редкоземельные манганитные перовскиты со структурой $\text{Re}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ (Re – редкоземельные материалы типа La или Nd), а A- щелочноземельные металлы типа Sr, Ca, Ba) демонстрируют широкий набор необычных электрических и магнитных свойств, включая эффект колоссального магнитосопротивления. Параметры эпитаксиальных пленок этих материалов часто существенно отличаются от свойств монокристаллов. Как было показано в ряде работ [26-30], причиной изменения электрических и магнитных параметров является напряжение в пленках, вызванное рассогласованием с подложкой, на которую нанесена пленка. Наблюдалась корреляция между уровнем механических напряжений в манганитных пленках, положением максимума на температурной зависимости их сопротивления T_M и величиной магнитосопротивления. Было показано, что трехмерное сжатие кристаллической решетки манганита увеличивает амплитуду вероятности перескока в модели двойного обмена, что ведет к увеличению температуры Кюри (T_c), в то же время двухосные искажения ян-телеровского типа вызывают усиление локализации электронов и уменьшают T_c [31-34]. Существенное влияние на магнитные свойства пленок оказывают эффекты фазового расслоения и наличие немагнитного слоя на границе подложка-пленка [35], которые наиболее сильно проявляются в очень тонких пленках (менее 10 нм). Нестехиометрия по составу кислорода может оказать сильное воздействие на магнитные и транспортные параметры манганитных пленок [26]. Манганитные пленки, для которых температура Кюри T_c близка к комнатной, особенно привлекательны для практически применений.

Наибольший интерес представляют манганиты типа $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$, где A – щелочноземельные материалы, а x может меняться от 0 до 1, при этом физические

свойства манганитов сильно изменяются. С изменением x система переходит через цепочку фазовых переходов с разнообразными типами упорядочения: магнитного, структурного, электронного.

На рисунке 1 дано представление элементарной ячейки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. А-позиции заняты либо атомами La, либо атомами Sr, тогда как в В-позиции (Оксиды перовскита относятся к классу материалов с кристаллической структурой ABO_3) расположен атом Mn, окруженный кислородным октаэдром. Атомы Mn соседних элементарных ячеек связаны друг с другом цепочками Mn–O–Mn при посредничестве атомов кислорода.

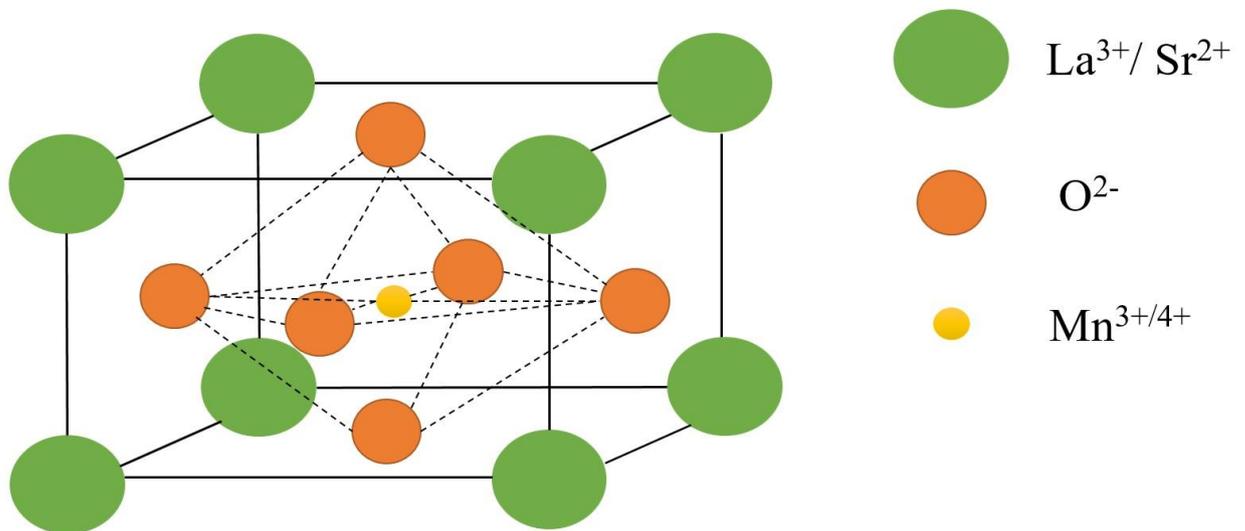


Рисунок 1. Кристаллическая структура перовскита $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$.

Магнитные и транспортные свойства $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ зависят от взаимодействия между атомами Mn, которое напрямую связано со степенью окисления Mn, длинами и углами связей Mn–O–Mn. Эти параметры можно изменить, регулируя концентрацию легирования Sr. Действительно, из-за различных ионных радиусов Sr и La легирование Sr влияет на межатомное расстояние и валентные углы между атомами, составляющими элементарную ячейку. Кроме того, при замене La^{3+} на Sr^{2+} степень окисления ионов марганца смещается с $3+$ на $4+$, что соответствует легированию электронной дыркой. Регулируя концентрацию Sr в $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$, можно в значительной степени контролировать заполнение зоны (уровень

зарядового легирования) и ширину полосы (электронное прыжковое взаимодействие) [36].

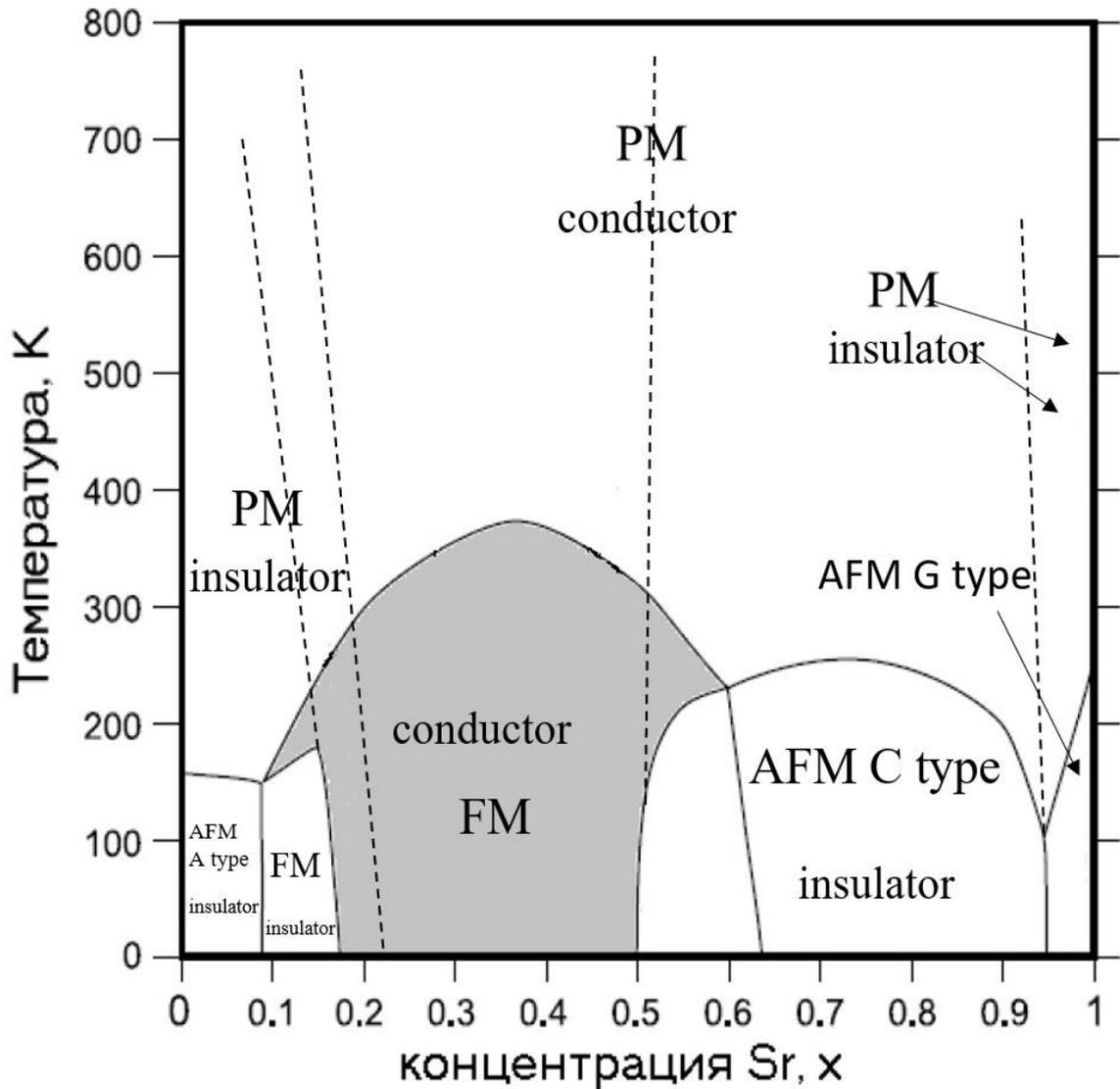


Рисунок 2. Магнитная фазовая диаграмма $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ [37].

На рисунке 2 показана связь между структурными, магнитными и электронными параметрами, которая отражается богатым разнообразием кристаллических структур и магнитоэлектронных состояний, присутствующих на фазовой диаграмме $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$. Присутствующие фазы обозначены следующим образом: PM – парамагнитный металл, PMI – парамагнитный диэлектрик, FM – ферромагнитный металл, FMI – ферромагнитный диэлектрик, AFM –

антиферромагнитный металл, AFI – антиферромагнитный диэлектрик, AFM C типа – антиферромагнетик со скошенной структурой, PS – фазовое расслоение. Стоит отметить, манганиты, расположенные на краях диаграммы, а именно $\text{La}^{3+}\text{Mn}^{3+}\text{O}^{2-}_3$ и $\text{Sr}^{2+}\text{Mn}^{4+}\text{O}^{2-}_3$, которые являются антиферромагнитными (AF) изоляторами. Тем не менее, в области легирования около $0,2 < \text{Sr} < 0,55$ $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ представляет собой ферромагнитный (FM) металл с точкой Кюри, близкой к комнатной температуре.

На рисунке 3 показана конфигурация перовскита с катионом Mn,

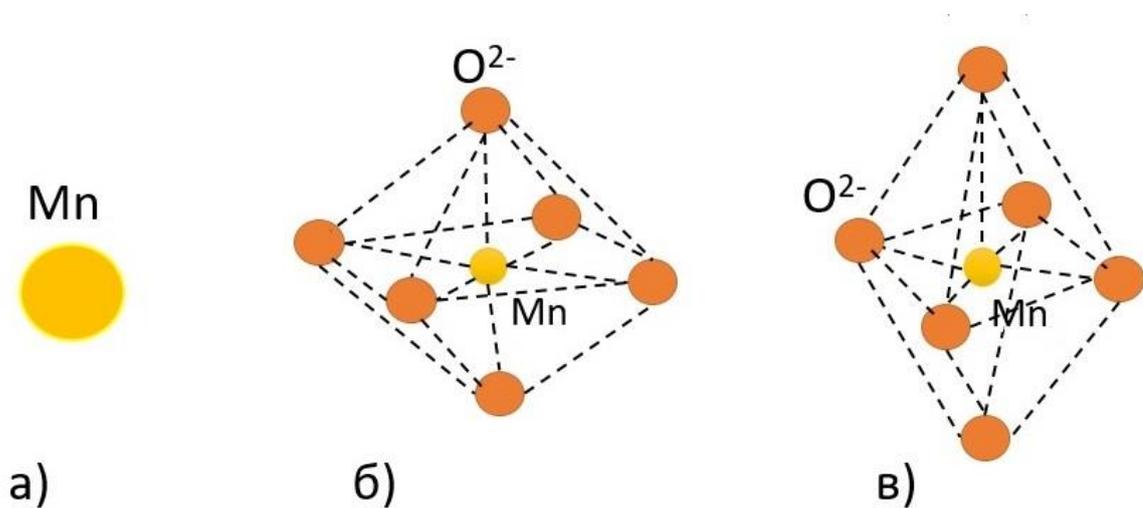


Рисунок 3. Диаграмма состояний d-орбитали Mn^{3+} при различном окружении: а) свободный ион Mn^{3+} ; б) ион Mn^{3+} в кислородном октаэдре; в) ион Mn^{3+} в кислородном октаэдре с искажениями Яна-Теллера.

окруженным кислородным октаэдром, которая оказывает глубокое влияние на орбитальное упорядочение Mn.

На рисунке 4 показаны теоретические модели, предложенные Андерсоном [38] - сверхобменное взаимодействие и Зенером [39] - двойное обменное взаимодействие, которые учитывают параметры спина, орбиты и решетки и в значительной степени объясняют сильную корреляцию между магнитными и транспортными свойствами $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ и родственных перовскитовых манганитах .

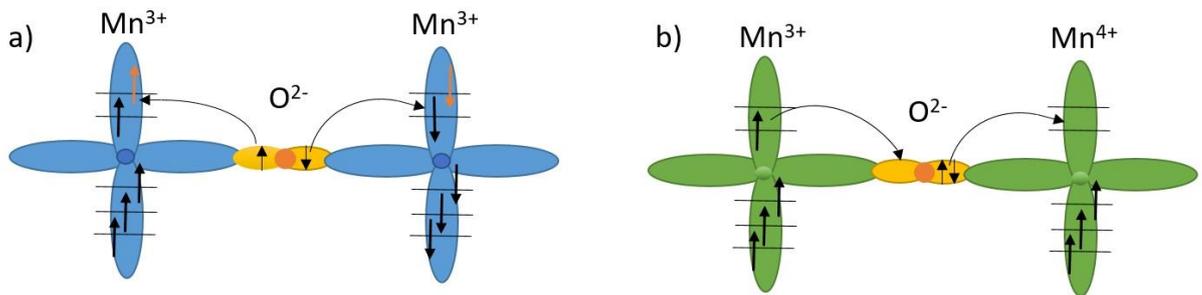


Рисунок 4. Механизмы магнитной связи в сильно коррелированных манганитах. схематическое изображение а) суперобмена (антиферромагнитное и изолирующее поведение) и б) двойного обмена

Оба механизма относятся к типу косвенного обмена, поскольку ионы Mn находятся слишком далеко друг от друга, чтобы напрямую влиять на их спиновую конфигурацию. Поэтому магнитные обменные взаимодействия между ионами Mn опосредованы (немагнитными) анионами кислорода. В основном состоянии суперобменное взаимодействие проявляется в антиферромагнитном упорядочении спинов Mn и изолирующем поведении, тогда как двухобменное взаимодействие приводит к ферромагнитному упорядочению и металлическому поведению.

Манганиты активно исследуются уже более 60 лет и получили известность из-за открытого в 1994 году колоссального магнитосопротивления [28]. Возникновение металлической ферромагнитной фазы в манганитах было объяснено еще в 1951 г. Зинером, на основе предположения о сильном внутриатомном обмене между локализованным спином и делокализованным электроном. Благодаря этой связи спин электрона выстраивается параллельно спину иона. Электрон, таким образом, способен передвигаться от узла к узлу решетки, понижая полную энергию системы. В этом случае ферромагнитное состояние возникает не из-за обменного взаимодействия ионов, а из-за кинетического эффекта. Такой механизм назвали двойным обменом: Mn-O-Mn (двойной переход электрона через промежуточный ион кислорода).

Эпитаксиальные тонкие пленки этих материалов существенно отличаются от монокристаллов. Основной причиной такого несоответствия является рассогласование параметров решетки подложки и выращиваемой на ней манганитной пленки. В [29] было показано, что трехмерное сжатие кристаллической решетки увеличивает амплитуду перескока в модели двойного обмена, что ведет к увеличению температуры Кюри. В то же время двуосные искажения вызывают усиление локализации электронов и уменьшают температуру Кюри [30]. Существенное влияние на магнитные свойства пленок оказывают эффекты фазового расслоения и наличие немагнитного слоя на границе подложка-пленка, которые наиболее сильно проявляются в пленках тоньше 10 нм. Также очень важным является стехиометрия соединения по кислороду.

1.2 Фазы Ruddlesden-Popper иридатов стронция $\text{Sr}_{n+1}\text{Ir}_n\text{O}_{3n+1}$

Фазы Ruddlesden-Popper иридатов стронция $\text{Sr}_{n+1}\text{Ir}_n\text{O}_{3n+1}$ ($n = 1, 2$ и ∞) в последние годы стали предметом активных исследований, поскольку взаимодействие между локальным кулоновским взаимодействием и сильным спин-орбитальным взаимодействием (SOC) приводит к богатым фазовым диаграммам, включая переходы металл-изолятор (MIT) [40,41]. Поскольку SOC элемента пропорционален z^4 , где z является атомным номером, сила SOC в оксиде $5d$ Ir достигает $\sim 0,5$ эВ. Большое значение энергии SOC эффективно уменьшает энергию зоны проводимости и делает ее сравнимой с кулоновским взаимодействием [42]. Слоистое соединение Sr_2IrO_4 ($n = 1$) как было показано, является антиферромагнитным моттовским изолятором с коэффициентом $J_{\text{eff}} = 1/2$ [43], представляет из себя хороший пример ряда Ruddlesden-Popper $\text{Sr}_{n+1}\text{Ir}_n\text{O}_{3n+1}$, с другой стороны $\text{Sr}_3\text{Ir}_2\text{O}_7$ ($n = 2$), оказывается плохим изолятором, проявляющим ферромагнитное состояние с температурой Кюри 285 К [44]. С увеличением числа плоскостей IrO_2 , то есть с ростом n , энергия $5d$ -состояний Ir становится шире, и в результате перовскит SrIrO_3 ($n = \infty$) становится коррелированным металлом [40]. Длина свободного пробега в SrIrO_3 сравнима с межатомным расстоянием, и

проводимость материала близка к границе раздела фаз металл-изолятор. Таким образом, естественно ожидать, что перовскит SrIrO_3 будет чувствителен к внешним возмущениям и, возможно, соответствующее возмущение в этой системе сможет вызвать переход металл-изолятор, что является одной из фундаментальных проблем в физике конденсированных сред, но до настоящего времени остается не до конца понятным [40, 45-48].

В опубликованных работах сообщается о создании эпитаксиальных пленок SrIrO_3 [49-53] преимущественно методом лазерной абляции на различных подложках таких как: GdScO_3 , DyScO_3 , SrTiO_3 , LaAlO_3 , $\text{Sr}_2\text{AlTaO}_6$ и NdGaO_3 . Структурные свойства пленок SrIrO_3 , такие как толщина пленки, шероховатость поверхности, параметры и симметрия решетки, кристалличность, эпитаксиальный рост и деформация, а так же электронный транспорт пленок сильно зависят от параметров давления и насыщенности камеры кислородом в процессе роста и температуры роста, а так же напряжений кристаллической решетки в эпитаксиальных пленках задаваемых подложками.

Контакт между 3d- и 5d-оксидами переходных металлов обеспечивает уникальную границу, в которой возможно существование и взаимодействие этих фундаментальных явлений. На контакте 5d-оксидов переходных металлов с ферромагнетиком возможны нарушение топологической симметрии в области границы раздела и возникновение щели в спектре возбуждений, что, в свою очередь, может привести к достаточно сильным магнитоэлектрическим эффектам [54,55].

1.3 Метод магнитно-силовой микроскопии для определения формы магнитных доменов в пленках. Структура ферромагнитных доменов в пленках

Для определения распределения магнитного поля в пленке использовалась магнитно-силовая микроскопия (МСМ) при этом для визуализации магнитных доменов используется магнитостатическое взаимодействие между зондом и

образцом. Магнитную структуру самых разных образцов можно исследовать с помощью МСМ с разрешением до 10 нм. Изображение магнитного поля рассеяния получают путем медленного сканирования зонда по поверхности образца в растровом режиме. Типичные области сканирования составляют от 1 до 200 мкм, время визуализации составляет порядка 5–30 минут.

МСМ-зонды часто изготавливают путем напыления ферромагнитной пленки, такой как кобальт-никель или железо, на зонд, изготовленный из кремния. В качестве альтернативы магнитный зонд можно изготовить из протравленной изогнутой магнитной проволоки. Для получения изображения магнитный наконечник колеблется на резонансной частоте зонда и сканирует образец на расстоянии не менее нескольких нанометров от поверхности. Во время сканирования зонд не касается образца, но магнитные поля на поверхности взаимодействуют с магнитным зондом. Градиенты магнитного поля вблизи поверхности образца изменяют эффективную жесткость зонда, тем самым сдвигая его резонансную частоту. Сдвиг частоты и сопровождающее его изменение фазы и амплитуды колебаний зонда обнаруживаются с помощью оптического датчика. Построение частотного сдвига, амплитуды или фазы зонда в зависимости от положения образца создает МСМ-изображение.

Поскольку МСМ обнаруживает градиенты магнитного поля, изображения МСМ выделяют границы между магнитными доменами. Чувствительность к градиентам магнитного поля также означает, что на МСМ-изображения сильно влияет топография образца. Один из подходов к устранению или смягчению «топографического контраста» на магнитно-силовых изображениях заключается в выполнении двойного сканирования. Сначала записывается линия топографического сканирования и сохраняется в памяти. Затем зонд приподнимают над поверхностью на несколько нанометров, и линия сканирования повторяется, за исключением того, что на этот раз регистрируется сигнал магнитной силы, в то время как зонд отслеживает «запомненную» топографию образца. Режим двойного сканирования позволяет получать как

топографические, так и магнитные изображения и является эффективным способом извлечения топографии поверхности из магнитной информации.

В магнитно-силовой микроскопии (МСМ) магнитное поле рассеяния над образцом измеряется с помощью небольшого магнитного элемента, наконечника, установленного на консольной пружине близко к поверхности образца (рисунок 5). Типичные размеры: длина зонда 200 мкм, длина кончика 4 мкм, диаметр 50 нм и расстояние 30 нм от поверхности. Сила, действующая на магнитный наконечник, определяется измерением смещения конца наконечника, обычно оптическими средствами. Силы, измеренные в типичных приложениях МСМ, составляют порядка 30 пН с типичными отклонениями наконечника порядка нанометров. Метод магнито-силовой микроскопии позволяет определить форму магнитных доменов и их размеры.

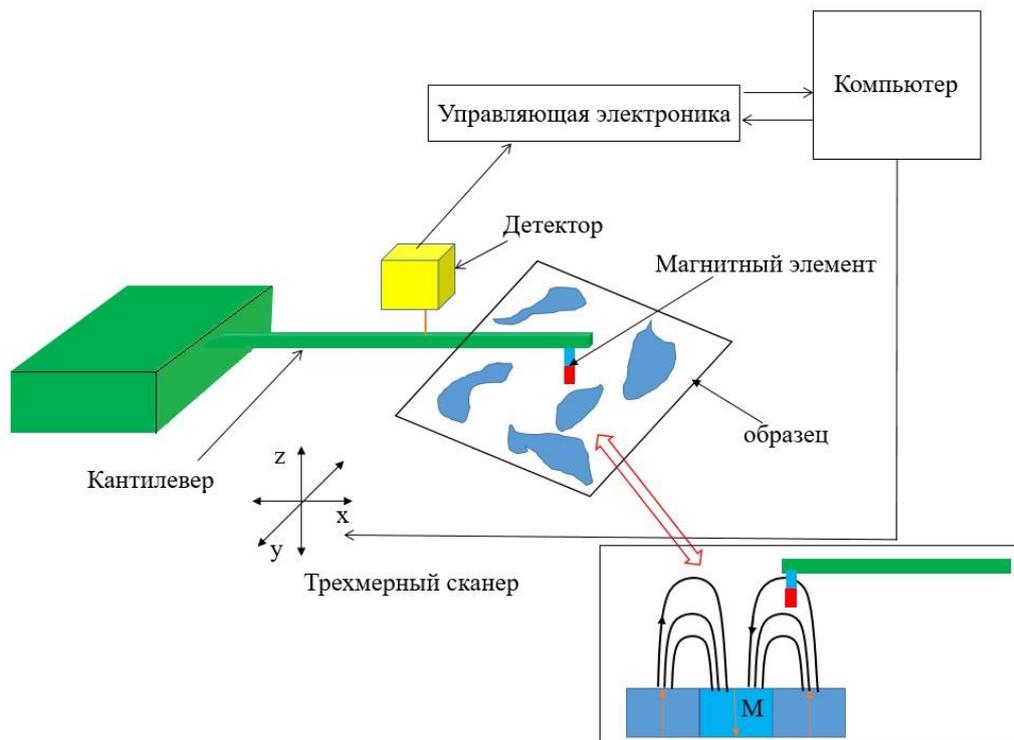


Рисунок 5. Схематическое изображение установки магнитно-силовой микроскопии.

В работе [56] приведено теоретическое описание разных типов доменов, которое мы приводим ниже. В отсутствие приложенного магнитного поля размагниченное состояние является стабильным состоянием в больших ферромагнитных кристаллах. В размагниченном состоянии домены ориентированы так, что контур магнитного потока практически полностью лежит внутри образца. Внутреннее замыкание предполагает высокую степень упорядоченности конфигураций доменов. Структуры доменов в крупных кристаллах впервые были теоретически обсуждены в работе Ландау и Лифшица [57]. По мере уменьшения размеров образца поверхностные компоненты энергии становятся более важными, чем объемные энергии. Поверхность границы между доменами определяют поверхностную энергию, а энергия в магнитном поле (магнитостатическая энергия) — объемную энергию. При малых размерах образцов возникает условие, когда энергетически выгодно образовать один доменом.

Энергетические соотношения в ферромагнитных монокристаллах обсуждались Ландау, Лифшицем [57] и Брауном [58]. При рассмотрении предполагается, что приложенное магнитное поле отсутствует и каждый образец состоит из идеальной кристаллической решетки. Влияние искажений решетки на поверхности образца не учитывается. Члены свободной энергии образца, можно представить в виде суммы

$$F = F_w + F_m + F_a \quad (1)$$

где F_w - поверхностная энергия граничных поверхностей между доменами; F_m - энергия магнитного поля; F_a - энергия анизотропии ориентации спина. Свободная энергия должна быть минимальна для устойчивости доменной конфигурации в отсутствие внешних сил.

При обсуждении поверхностной энергии доменных границ обычно вводят поверхностную энергию единицы площади, обозначаемую δ_w . Поверхностной энергии доменных границ δ_w будет функцией кристаллографического

направления граничной плоскости и общего изменения направления спина через границу.

$$F_w = \delta_w \cdot S \quad (2)$$

где S – общая площадь доменных границ внутри тела.

Здесь не учитывается особая ситуация на граничных стыках, где имеется небольшая дополнительная энергия, обусловленная конечным предельным радиусом кривизны доменных стенок. Это может быть причиной существования узких линий свободных полюсов на поверхности магнитных образцов.

Энергия магнитного поля F_m определяется следующим образом:

$$F_m = -\frac{1}{2} \int (H \cdot M) dV, \quad (3)$$

где M — намагниченность или магнитный момент единицы объема, а H — магнитное поле, возникающее в результате намагничивания. Интеграл проводится по объему образца. Следует подчеркнуть, что это соотношение предполагает отсутствие внешнего приложенного магнитного поля [59].

В других представляющих интерес случаях магнитная энергия вычисляется с использованием:

$$F_m = \frac{1}{8 \cdot \pi} \int H^2 dV \quad (4)$$

где интегрирование проводится по всему пространству. Для параллельных компланарных полос шириной D с плотностью магнитных полюсов попеременно $+M$ и $-M$ на единицу площади плотность магнитной энергии на единицу площади δ_w определяется выражением:

$$\delta_m = 0.85 \cdot M^2 \cdot D \quad (5)$$

Энергия анизотропии возникает из-за существования выделенных осей легкого намагничивания в ферромагнитных кристаллах. Взаимодействия, ответственные

за анизотропию, рассматривались Ван Флеком [60], Бруксом [61] и другими. Предположим, что существует плотность энергии анизотропии ρ , связанная с доменами, ориентированными в направлениях, далеких от оси легкого намагничивания, так что

$$F_a = \rho_a \bullet V_a \quad (6)$$

где V_a — общий объем доменов в образце, не ориентированном вблизи легкого направления. Следуя Ландау и Лифшицу [57], мы будем обычно предполагать, что кристалл является двуосным, как у кобальта или у железа. В целом, как показал Лифшиц [57], это предположение не меняет характера результатов, благодаря вкладам магнитострикционной энергии доменов замыкания. При обработке тонких пленок мы предполагаем, что выделенная ось перпендикулярна плоскости пленки

Будем рассматривать энергию различных конфигураций пленки толщиной T , представленной на рисунке 6. Предполагается, что поверхность пленки перпендикулярна легкой оси намагничивания.

Случай 1. На рисунке 6 показана доменная конфигурация с замкнутым магнитным потоком внутри пленки. Ширина домена равна D . Площадь блоховских стенок на единицу площади пленки равна $2\sqrt{2} + (T - D)/D$, так что

$$F_w = \delta_w \bullet [2\sqrt{2} + (T - D)/D] \quad (7)$$

где δ_w — поверхностная плотность энергии стенки Блоха.

Треугольные призмы вносят энергию анизотропии, определяемую произведением плотности энергии анизотропии ρ и объема призм, который составляет $D/2$ на единицу площади пленки, так что

$$F_a = \rho_a \bullet D/2 \quad (8)$$

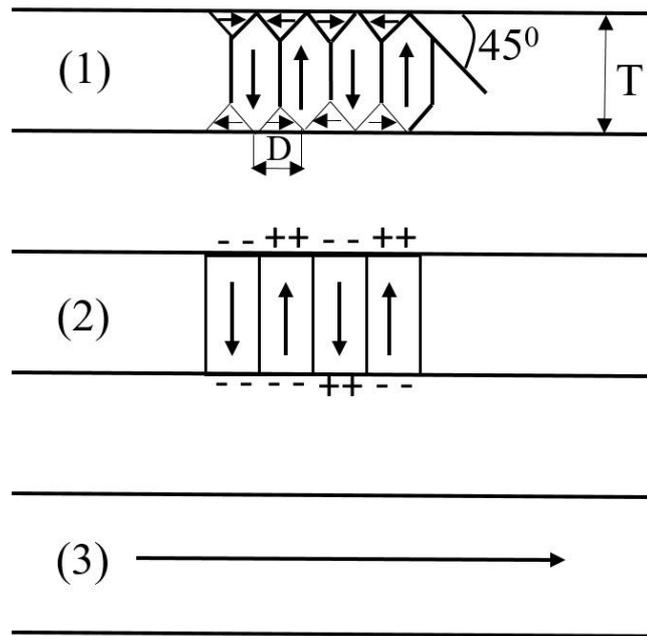


Рисунок 6. Виды доменных структур в пленках.

Магнитная энергия F_m для этой конфигурации равна нулю. Тогда полная энергия на единицу площади равна:

$$F = \delta_w [2\sqrt{2} + (T - D)/D] + \rho_a \cdot D/2 \quad (9)$$

Это минимум по отношению к ширине домена D , когда

$$D = (2\delta_w \cdot T / \rho_a)^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

так что

$$F_{\min} = (2\sqrt{2} - 1) \cdot \delta_w + (2\delta_w \cdot T \cdot \rho_a)^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

Случай 2. На рисунке 6 показана структура полосовых доменов. Магнитная энергия на единицу площади определяется уравнением (10) при M , равным намагниченности насыщения M_s :

$$F_w = 1.7M_s \cdot D \quad (12)$$

если вспомнить, что пленка имеет две поверхности. Здесь предполагается, что $T > D$. Энергия доменной стенки

$$F_w = \delta_w \cdot T/D \quad (13)$$

Энергия анизотропии F_a равна нулю. Полная энергия минимальна при:

$$D = (\delta_w \cdot T / 1.7 \cdot M_s^2)^{\frac{1}{2}} \quad (14)$$

в итоге получается, что

$$F_{\min} = 2(1.7 \cdot \delta_w \cdot T)^{\frac{1}{2}} \cdot M_s \quad (15)$$

Случай 3. На рисунке 6 пленка намагничена однородно в своей плоскости. Если пленка очень длинная по сравнению с толщиной, коэффициент размагничивания и, следовательно, энергия магнитного поля малы. Основной вклад в энергию дает анизотропия, если всегда предполагать, что плоскость пленки не содержит направления легкого намагничивания. У нас есть

$$F = \rho_a \cdot T \quad (16)$$

Такие факторы как деформация подложки, и толщина пленки так же играют решающую роль в физики доменов. Например, пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ толщиной около 100 нм, выращенные при деформации сжатия на подложках LaAlO_3 , имеют перпендикулярные лабиринтные домены, а пленки, выращенные при растяжении на подложках SrTiO_3 , имеют нечеткую форму доменной структуры. В отличие от большинства исследований, форма доменов, выращенных на NdGaO_3 , имеет зонную структуру [62, 63]. Кроме того, размер домена, по-видимому, увеличивается с толщиной пленки [12, 64]. Сложные взаимодействия между тонкими пленками манганита и подложками часто приводят к явлениям, зависящим от толщины, что усложняет проблему.

1.4 Уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта

В приближении макроспиновой модели намагниченность $\vec{M} = \sum_i \mu_i / \Omega$ является суммарным магнитным моментом в объеме Ω ферромагнитного слоя, где составляющие ее дипольные моменты $\vec{\mu}_i$ направлены параллельно друг другу, что соответствует однородному намагничиванию ферромагнетика. В присутствии внешнего магнитного поля H каждый вектор $\vec{\mu}_i$ испытывает действие вращающего

момента $\vec{\tau}_{Hi} = \mu_0 \cdot \vec{\mu}_i \times \vec{H}$, где μ_0 - магнитная постоянная. Отсюда закон сохранения углового момента системы приводит к соотношению $d\vec{L}/dt = \mu_0 \sum_i [\vec{\mu}_i \times \vec{H}]$.

Поскольку угловой момент L и отдельно взятые магнитные моменты $\vec{\mu}_i$ связаны друг с другом формулой $\vec{L} = -\frac{1}{\gamma} \sum_i \mu_i = -\frac{V}{\gamma} \vec{M}$, динамика намагниченности под действием поля описывается уравнением:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma_0 \vec{m} \times \vec{H}, \quad (17)$$

где $\vec{m} = \vec{M} / M_s$ - единичный вектор вдоль направления намагниченности \vec{M} , γ - гиромагнитное отношение, $\gamma_0 = \mu_0 \gamma$. В процессе магнитной динамики модуль намагниченности $|\vec{m}|$ остается постоянным, а сам вектор \vec{m} начинает вращение вокруг направления \vec{H} с частотой, равной $\gamma_0 H$.

В ферромагнетике даже в отсутствии магнитного поля существует ряд взаимодействий (дипольное и обменное), способных оказать влияние на магнитную динамику. В силу указанной причины для учета этих эффектов в уравнении (17) следует произвести замену H на H_{eff} , в результате чего получим:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma_0 \vec{m} \times \vec{H}_{eff}, \quad (18)$$

где \vec{H}_{eff} - эффективное магнитное поле, включающее в себя внешнее магнитное поле, обменное поле, поле магнитной анизотропии и поле размагничивания. В этом случае прецессия (рисунок 7) вектора \vec{m} будет происходить вокруг направления \vec{H}_{eff} с частотой $\gamma_0 H_{eff}$.

Уравнение (18) соответствует бесконечной прецессии намагниченности вокруг эффективного магнитного поля. Однако с течением времени всегда происходит потеря энергии в ФМ слое за счет фононного или магнонного рассеяния, в результате чего намагниченность достигает стабильного равновесного состояния, параллельного эффективному магнитному полю. Для корректного описания этой особенности Гильберт ввел в (18) феноменологическую поправку, отвечающую за

диссипацию магнитной динамики [65], что приводит к уравнению Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ):

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma_0 \vec{m} \times \vec{H}_{eff} + \alpha \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt}, \quad (19)$$

где α - коэффициент затухания Гильберта. Из-за диссипативного члена в (19) вектор \vec{m} постепенно релаксирует к устойчивому состоянию, когда намагниченность параллельна эффективному полю, что показано на рисунке 7.

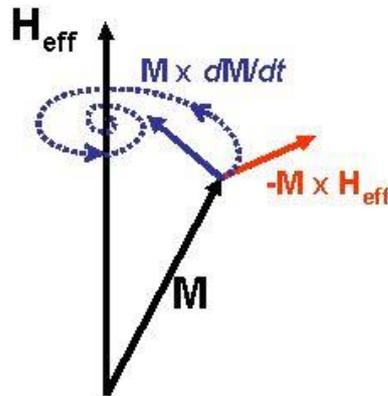


Рисунок 7. Прецессия намагниченности при наличие внешнего магнитного поля

1.5 Методика определения магнитных параметров пленок с помощью ферромагнитного резонанса

Ширина линии ФМР, измеряется при сканировании внешнего магнитного поля H и определяется как интервал полей

$$\Delta H_{pp} = H_{p^+} - H_{p^-} \quad (20)$$

Начальная и конечная точки ФМР линии H_{p^+} и H_{p^-} определялись по положению максимума и минимума первой производной dP/dH сигнала поглощения высокочастотного поля $P(H)$. Резонансное поле H_0 , определяемое как точка перехода сигнала dP/dH через нуль, всегда находится в интервале значений $H_{p^+} < H_0 < H_{p^-}$. Регистрация сигнала происходит за счет изменения величины внешнего поля в окрестностях резонансного значения.

Методика определения параметров магнитной анизотропии заключается в обработке угловых зависимостей резонансных полей спектров ФМР с помощью “подгонки” зависимости резонансного поля (H_0) от угла между гранью образца и направлением приложения магнитного поля. При этом используется решение уравнения Ландау-Лифшица для эволюции намагниченности M во внешнем постоянном магнитном поле H под действием магнитной составляющей радиочастотного поля, которое даёт аналитическую связь между резонансным полем H_0 и частотой ω в условиях ФМР [66]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(4\pi M_0 + H_0 + \frac{2K_u}{M_0} \cos^2 \varphi_u + \frac{2K_c}{M_0} \frac{1 + \cos^2 2\varphi_c}{2}\right) \left(H_0 + \frac{2K_u}{M_0} \cos 2\varphi_u + \frac{2K_c}{M_0} \cos 4\varphi_c\right) \quad (21)$$

Здесь K_u – константа одноосной анизотропии, K_c – константа двуосной кубической анизотропии. В результате, из угловой зависимости величины резонансного магнитного поля определяются значения K_u , K_c , равновесная удельная намагниченность M_0 , а также углы между легкой осью одноосной анизотропии и внешним магнитным полем φ_u и между легкой осью двухосной кубической анизотропии и внешним магнитным полем φ_c . из угловой зависимости величины резонансного магнитного поля H_0 . Обе легкие оси лежат в плоскости подложки. Углы $\varphi_u = \varphi - \varphi_u^0$ и $\varphi_c = \varphi - \varphi_c^0$ — азимутальные плоские углы между H и легкими осями одноосной и кубической анизотропий соответственно. Азимутальные углы φ отсчитываются от одноосной легкой оси. Установлено, что направления осей одноосной и кубической анизотропии не зависят от температуры, так что $\varphi_c^0 - \varphi_u^0 = 45^\circ$ в соответствии с кристаллической структурой $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. По такой же методике были определены основные магнитные параметры во всем интересующем диапазоне температур.

1.6 Спиновый эффект Холла

Важной для практической реализации спинтроники является возможность создавать спин-поляризованные электронные токи. Одним из средств, с помощью которых это может быть достигнуто, является так называемая спиновая инжекция; метод, впервые теоретически предложенный Ароновым в 1976 г. [67] и

подтвержден экспериментально Джонсоном и Силсби [68, 69]. Спиновая инжекция происходит в контакте из намагниченного ферромагнитного металла или сплава при задании напряжения. Из-за сильной спин-асимметричной плотности состояний на уровне Ферми зарядовый ток, возникающий при приложении разности потенциалов к такому контакту, переносится почти исключительно спин-поляризованными электронами. Этот спин-поляризованный поток электронов может инжектироваться в нормальный (немагнитный) проводящий материал; либо напрямую, либо через изолирующий туннельный барьер. Однако спиновая инжекция не лишена недостатков; в частности, для этого требуется ферромагнитный металл, а реализация эффективных контактов (т. е. контактов, обеспечивающих надежный спин-поляризованный ток) является сложной задачей [70].

Другой подход, состоит в том, чтобы использовать спиновый эффект Холла (рисунок 8): в парамагнетиках, имеющих сильную спин-орбитальную связь (например, платина, Pt), траектории электронов с током, рассеянных от примесей, имеют спиновую зависимость. В результате чистый ток заряда (т. е. обычный ток), протекающий в таком материале, будет приводить к созданию спинового тока.

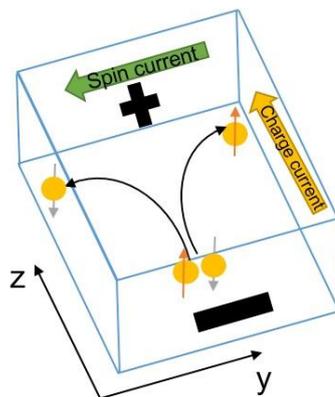


Рисунок 8. Спиновый эффект Холла в металле со спин-орбитальным взаимодействием. Ток заряда, заданный напряжением, протекает в плоскости параллельно направлению z . Спин-зависимое разделение носителей приводит к спиновому дисбалансу в y -направлении.

Спиновый эффект Холла (СЭ) был предсказан Дьяконовым и Перелем в 1971 г. [71, 72]. Однако только в 1999 г. — почти три десятилетия спустя — была продемонстрирована его актуальность для спинтроники Хиршем [73]. В парамагнитных металлах основными механизмами асимметричного рассеяния, лежащими в основе спинового эффекта Холла, являются моттовское рассеяние носителей на примесях [74].

1.7 Генерация и детектирование спинового тока

На рисунке 9 показана генерация спинового тока в гетероструктуре ферромагнетик/нормальный металл. Прецессия намагниченности ферромагнетика (m) вызывает спиновый ток j_s через границу [75] из ферромагнетика в проводящий материал с нулевой намагниченностью. Зарядовый ток, возникающий из-за обратного спинового эффекта Холла протекает в плоскости пленки, перпендикулярно направлению спинового тока. Зависящий от спина разброс носителей приводит к дисбалансу спина в плоскости перпендикулярно направлению тока.

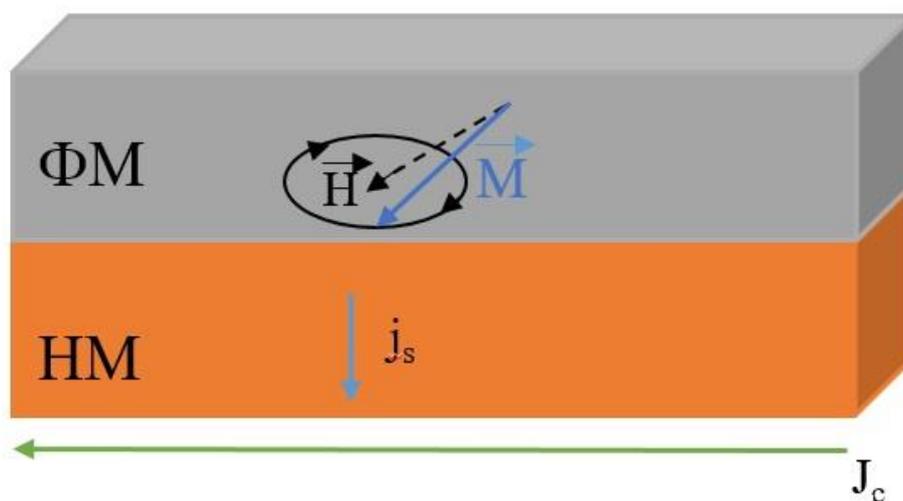


Рисунок 9. Генерация спинового тока в гетероструктуре ферромагнетик/нормальный металл.

Одним из способов регистрации, является обратный спиновый эффект Холла. Наличие асимметрии как в направлении рассеяния электронов, так и в

направлении распространения приводит к тому, что два спиновых канала рассеиваются в одном и том же направлении, что приводит к суммарному току заряда, который можно измерить как реальное напряжение. Спиновый эффект Холла был впервые измерен экспериментально в арсениде галлия [76] и впоследствии наблюдался в ряде парамагнитных металлов [77]. Сайто и др. сообщили о первых измерениях обратного спинового эффекта Холла в 2006 г. [78], и эти эксперименты, проведенные на платине, впоследствии были воспроизведены на других металлах [79,80].

В работе [81] было предложено объяснение увеличения затухания Гильберта в гетероструктуре ферромагнетик/нормальный металл тем, что из-за прецессии намагниченности в ферромагнетике в нормальный металл начинает течь спиновый ток. Данная теория является расширенным приближением квантово-механического рассеяния, которое описывает генерацию переменного электрического тока через осцилляции химического потенциала [82]. Инжекцию спинового тока из ферромагнетика в немагнитный металл, объясняется рассеянием спинового потенциала на границе раздела. Спиновый ток \vec{I}_s из магнетика в немагнитный слой протекает перпендикулярно границе раздела.

$$\vec{I}_s = \frac{\hbar}{4\pi} \left(A_r \left(m \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right) - A_i \frac{d\vec{m}}{dt} \right), \quad (22)$$

где A_r, A_i - коэффициенты рассеяния пленки, определяющие импеданс спиновой проводимости границы.

$$A_r = \frac{1}{2} \sum_{mn} \left[|r_{mn}^{\uparrow} - r_{mn}^{\downarrow}|^2 + |t_{mn}^{\uparrow} - t_{mn}^{\downarrow}|^2 \right], \quad (23)$$

$$A_i = \text{Im} \sum_{mn} \left[r_{mn}^{\uparrow} (r_{mn}^{\downarrow})^* + t_{mn}^{\uparrow} (t_{mn}^{\downarrow})^* \right],$$

$r_{mn}^{\uparrow}, r_{mn}^{\downarrow}, t_{mn}^{\uparrow}, t_{mn}^{\downarrow}$ - коэффициенты отражения и передачи матрицы элементов спин-вверх, спин-вниз и электронов на границе раздела.

В работе [83] проводилось исследование зависимости ширины линии ФМР в гетероструктуре от толщины пленки ферромагнетика и от температуры в гетероструктуре Co/Pt. При измерении зависимости от толщины были отмечены 2 точки, после которых ширина линии ФМР изменялась от 20 до 10 Э В образцах, где толщина Co была меньше 10 нм, отмечалось резкое увеличение ширины линии, что, согласно работе [84], обусловлено изменением параметров пленки. При измерении температурной зависимости ширина линии увеличивалась с понижением температуры.

Исследования спинового тока в различных материалах и конструкциях проводились многими авторами; см., например, [85–96]. Стоит выделить работы Мозенд и др. [96] и Азеведо и др [97], в которых подходящие выражения для амплитуды спинового тока U_{SP} были разработаны и подтверждены экспериментально. Наиболее популярным нормальным металлом, использованным в этих исследованиях, является платина. Платина характеризуется сильным спин-орбитальным взаимодействием, типичным для тяжелых элементов [97] и, как следствие, обеспечивает относительно высокие значения коэффициента пропорциональности между спиновым и зарядовым токами -спиновый угол Холла $\theta_{SH} \sim 10^{-2}$ [13, 89]. В работах [88, 90, 93, 94] изучались эффекты спинового тока в зависимости от толщины слоя Pt. Это позволило определить длину спиновой диффузии λ в платине, в том числе ее температурную зависимость.

1.8 Магнитно-логические устройства на основе гетероструктур с ферромагнитными материалами

Цифровая логика с использованием спина электронов в магнитных материалах, широко используются при хранении данных и датчиках магнитного поля. В 2000 году Дас предложил спиновую магнитную логику [98], основанную на эффекте магнитосопротивления, вызываемом магнитным полем. Основное преимущество магнитно-логических устройств, является малое энергопотребление [99, 100].

Управление магнетизмом с помощью переноса деформации от пьезоэлектрика или сегнетоэлектрика основано на создании магнитоупругой анизотропии в соседней ферромагнитной пленке посредством обратной магнитострикции. Деформационные изменения атомной и электронной структуры ферромагнетиков могут изменять и другие магнитные свойства. Это наиболее очевидно для перовскитовых манганитов, таких как $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ [101–105], $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ [102, 106], $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$ [107] и $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ [108], для которых под действием электрического поля происходят изменения в величине температуры Кюри и в колоссальном магнитосопротивлении. Магнитоэлектронная связь посредством переноса деформации может быть эффективной вплоть до относительно большой толщины магнитной пленки (> 100 нм) [105, 109]. Зависимость переноса деформации от электрического поля у пьезоэлектрика или сегнетоэлектрика с сегнетоупругими доменами различается. Приложение электрического поля к пьезоэлектрическому материалу приводит к появлению кривой пьезодеформации в форме бабочки [110]. Магнитный отклик соседней магнитной пленки имеет тенденцию имитировать эту кривую деформации [102]. Следовательно, изменение намагниченности примерно линейно и в основном обратимо в приложенном электрическом поле. Удаление электрического поля из пьезоэлектрической среды снимает пьезодеформацию в магнитной пленке, что восстанавливает анизотропию пьезоэлектрически ненапряженной пленки. Таким образом, в отсутствие других вкладов анизотропии, нарушающих симметрию, магнитное состояние, индуцированное электрическим полем, не сохраняется при выключении поля. Однако эту волатильность можно обойти с помощью тщательно разработанных конфигураций анизотропии.

Потенциальные применения ферромагнитных/пьезоэлектрических гетероструктур, управляемых электрическим полем, включают электрически перестраиваемые микроволновые устройства на основе ферромагнитного резонанса (ФМР) и оперативной памяти (MERAM). Например, была продемонстрирована гигантская перестройка частоты ФМР с помощью

электрического поля от 1,75 до 7,57 ГГц в нулевом магнитном поле для пленок FeGaB на подложках (011) PZN-PT (пьезоэлектрический материал, аналогичный PMN-PT) [111]. Широкий диапазон настройки в этом эксперименте объясняется большой магнитострикцией FeGaB, которая преобразует одноосную пьезодеформацию в большую плоскостную магнитоупругую анизотропию. Аналогичные результаты получены для пленок Fe₃O₄ на PMN-PT и PZN-PT [112]. Устройства MERAM требуют энергонезависимого магнитного переключения в приложенном электрическом поле. Несмотря на внутреннюю нестабильность пьезодеформации, стабильное магнитное переключение может быть реализовано, когда обращение к исходному магнитному состоянию предотвращается конкурирующей магнитной анизотропией. Желаемая конфигурация анизотропии может быть обеспечена статическим магнитным полем [113] или другими вкладками анизотропии, такими как магнитокристаллическая анизотропия [114] или обменное смещение [115]. Другие предложения по детерминированному магнитному переключению, управляемому электрическим полем, включают эффектов динамической деформации в ферромагнитных пленках с перпендикулярной анизотропией [116].

Устройство памяти на “racetrack memory” [117] на сегодняшний день является наиболее известным устройством памяти с магнитной доменной стенкой. Его основная концепция заключается в использовании магнитных доменных стенок в нанопроволоках для хранения информации. Биты информации записываются путем создания двух доменных стенок и считываются магниторезистивной считывающей головкой, обнаруживающей доменную стенку. Ключевым моментом является синхронное смещение всех доменных стенок в одном проводе в любом направлении из-за вращательного момента передачи тока, проходящего через провод. Посредством этого сдвига можно адресовать выбранные биты.

1.9 Выводы

Первая глава носит обзорный характер. В ней было дано описание материалов, используемых в данной диссертации. В главе приведены теоретические описания

макроспиновой модели магнитной динамики и уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, впоследствии используемые для интерпретации данных полученных в ходе экспериментов. В главе описывается методика определения магнитных параметров пленок с помощью ферромагнитного резонанса так же описан метод магнито-силовой микроскопии. В главе описана структура ферромагнитных доменов в пленках манганитов. Приведена методика генерации и детектирования спинового тока в двухслойках ферромагнетик/нормальный металл. В заключительной части главы описываются примеры магнитных логических устройств на основе гетероструктур с ферромагнитными материалами. Таким образом, дальнейшее исследование манганитов лантана и гетероструктур на их основе позволит углубить фундаментальные знания об их свойствах и, возможно, позволит создать новые современные спинтронные устройства на базе этих структур.

ГЛАВА 2. ПОЛУЧЕНИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТОКИХ ПЛЕНОК

$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$

2.1 Изготовление эпитаксиальных тонких пленок методом магнетронного распыления

Тонкие пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и SrIrO_3 осаждались на монокристаллические полированные подложки NdGaO_3 (NGO) с размерами $5 \times 5 \text{ мм}^2$ и толщиной 0.5 мм. Предварительная подготовка подложек состояла в их очищении в органическом растворителе в ультразвуковой ванне, отмывании дистиллированной деионизованной водой и сушкой в потоке сжатого воздуха.

Пленки изготавливались методом радиочастотного магнетронного распыления мишени в напылительной установке, состоящей из вакуумной камеры, системы откачки и напуска газов, двух магнетронных распылителей, нагревателя образца и системы контроля параметров напыления.

Перед началом напыления, используемая подложка закрепляется на нагревателе при помощи серебряной пасты, которая сушится при температуре 55°C в течении 20 минут до испарения растворителя. Затем вакуумная камера откачивается до давления 10^{-6} мбар одновременно с нагреванием подложки до температуры напыления. После откачки вакуумной камеры производится продув подводящих трубок для Ar и O_2 , устанавливается рабочая атмосфера для роста пленок. Непосредственно перед напылением выполняется предраспыление мишени в течении 10 мин.

Рост пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ происходит при температуре подложки 800°C в смеси газов аргона (Ar) и кислорода (O_2) при соотношении парциальных давлений 3:2, общем давлении газов 0.5 мбар и мощности ВЧ генератора 50 Вт. В качестве мишени использовалась стехиометричная по составу поликристаллическая мишень. Скорость роста при указанных параметрах составляет 0.33 нм/мин для $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и 0.43 нм/мин для SrIrO_3 . После напыления пленки SrIrO_3 и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ нужной толщины, в камеру напускается кислород до атмосферного давления при постепенном снижении температуры до 500°C .



Рисунок 10. Фотография установки магнетронного распыления.

Далее идет естественное охлаждение образца до комнатной температуры. Распылительная часть установки состоит из трех независимых магнетронных пушек TORUS фирмы Kurt Lesker с диаметром мишени 25 мм. Все образцы были получены автором на установке для напыления пленок методом магнетронного ВЧ распыления, показанной на рисунке 10. Напылительная установка состоит из вакуумной камеры, оснащенной откачной системой, системой напуска газов (Ar и O_2) и системой контроля давления. Откачная система состоит из турбомолекулярного насоса Vac Edwards EXT 555H и безмаслянного форвакуумного насоса Ulvac и отделена от камеры вакуумным затвором с регулируемой пропускной способностью для установки скорости откачки в режимах начальной откачки и напыления, которые смонтированы на высоковакуумных фланцах. Положение мишени магнетрона может быть отрегулировано как изменением угла наклона головки магнетронной пушки, так и длиной штанги крепления, подвижной относительно фланца. Питание магнетрона осуществляется от ВЧ генератора с частотой 13 МГц и мощностью до 300 Вт через систему согласования импеданса с ручной подстройкой согласующей цепи. Установка была собрана сотрудником Института И.В. Борисенко, а затем

многократно переделывалась и ремонтировалась Т.А. Шайхуловым. Режимы напыления были отработаны Т.А. Шайхуловым.

Магнетронные пушки были ориентированы таким образом, чтобы оси магнетронов сходились в точке расположения образца, что позволяет выращивать многослойные эпитаксиальные структуры без разрыва вакуума и перемещении образца (рисунок 11). Для предотвращения перераспыления материала на поверхности соседних мишеней магнетронные головки и столик-нагреватель для образца оснащены заслонками, управляемыми извне камеры, которые не показаны на рисунке 11.

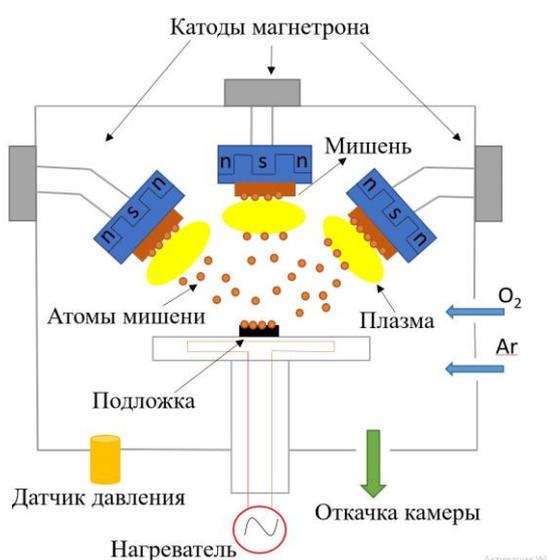
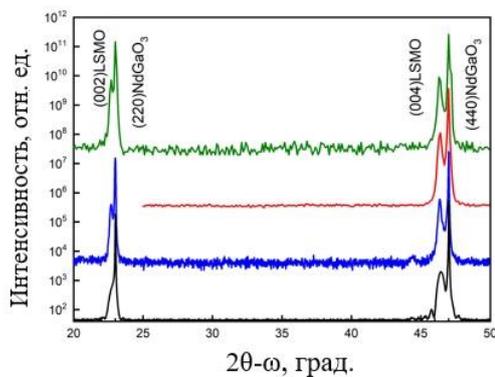


Рисунок 11. Схема установки магнетронного распыления.

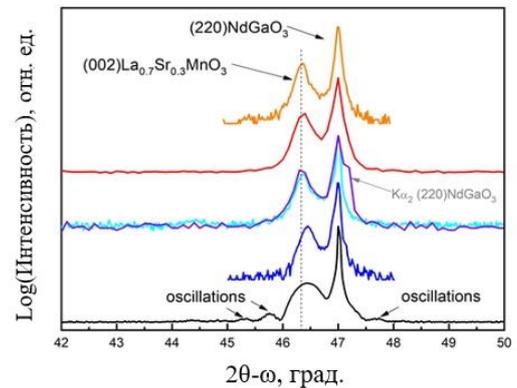
Для достижения оптимальной температуры роста на поверхности подложки (около 800°C) был установлен нагреватель, созданный на основе нагревательного коаксиального элемента Thermosoax с изоляцией из MgO и внешнего экрана из термостойкого сплава Inconel, устойчивого при работе в атмосфере кислородной плазмы до температуры 900°C. Температура нагревателя измеряется при помощи термопары Pt-PtRh. Калибровка разности между показаниями термопарного датчика и истинной температурой на поверхности нагревателя осуществлялась при помощи яркостного пирометра через смотровое окно в корпусе вакуумной камеры. Измерение и контроль за поддержанием рабочей температуры, а также за ее контролируемым изменением в процессе нагрева и отжига образца

осуществляется программируемым контроллером Eurotherm 2404. Управляющий сигнал $0 \div 10$ В с выхода Eurotherm поступает на управляемый напряжением мощный источник переменного тока, выход которого подключен к центральной жиле нагревательного элемента.

На рисунок 12а участок (20-50 градусов) и рисунке 12б показаны участки (42-50 градусов) дифракционного рентгеновского отражения 2θ - ω для 6 пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ с толщинами от 30 до 200 нм. Толщины определялись с помощью калибровки по времени скорости роста материала. Наблюдается пики отражения, соответствующие плоскости подложки (110) NdGaO_3 и пленки (001) $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. На спектре самого тонкого образца серии (30 нм) наблюдаются лауэвские осцилляции осцилляции, что свидетельствует об очень тонкой пленке и качественной кристаллической структуре.



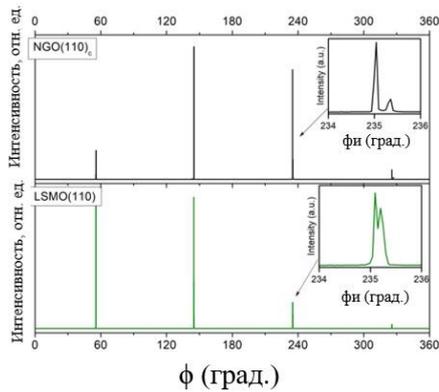
а)



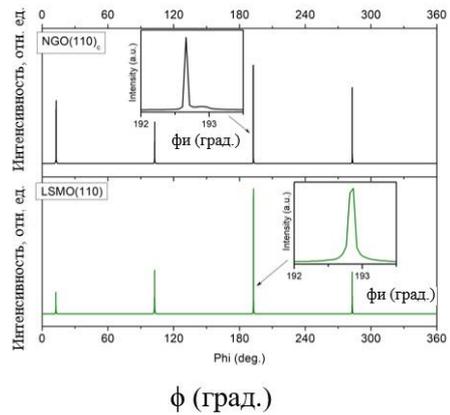
б)

Рисунок 12. а) участок (20-50 градусов) дифракционного рентгеновского отражения 2θ - ω пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ толщиной 200 нм (зеленая линия), 147 нм (красная линия), 104 нм (синяя линия), 100 нм (фиолетовая линия), 30 нм (черная линия) б) Рентгеновские 2θ - ω -сканы пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, нанесенных на подложку (110) NdGaO_3 (участок 42-50 градусов). Толщина пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ - 200 нм (оранжевая линия), 147 нм (красная линия), 104 нм (голубая линия), 100 нм (фиолетовая линия), 75 нм (синяя линия), 30 нм (черная линия).

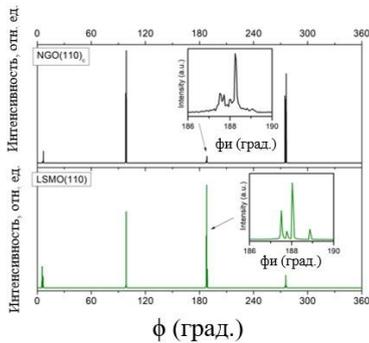
На рисунке 13 представлены ϕ -сканы пленок изучаемой нами серии; они показывают, что в пленках $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, выращенных на подложках NGO, они росли в ориентации «куб на кубу» (каждый пик пленки находится под тем же углом ϕ , что и пик подложки)- $(001) \text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3 // (110) \text{NdGaO}_3$, $[100] \text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3 // [110] \text{NdGaO}_3$. Для пленки толщиной 30 нм (рисунок 13а) подложка имеет 2-х блочную структуру (пик на ϕ -сканах раздваивается), но на выращенную пленку манганита это сильно не повлияло (имеет слабую раздвоенный пик.). В случае пленки толщиной 104 нм (рисунок 13в) подложка значительно хуже; каждый пик подложки состоит из 3-5 пиков, что сказалось на пленке - она тоже стала блочной. Узкая кривая качания ($FHMW = 0,11^\circ$) для всех пленок $(002) \text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ серии свидетельствует о высоком качестве пленок.



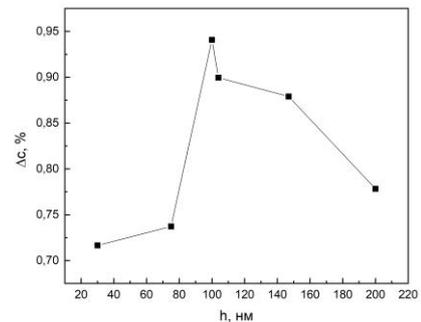
а)



б)



в)



г)

Рисунок 13. ϕ -сканы выращенной на подложке NdGaO_3 пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ толщиной: а) 30 нм, б) 147 нм, в) 104 нм. г) Зависимость постоянной решетки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ в перпендикулярном направлении от толщины.

На рисунке 13г представлены результаты рентгеноструктурных измерений параметров решетки серии пленок $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$. По оси абсцисс показана толщина образца, а по оси ординат постоянная решетки $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ в с-направлении. Видно, что параметр “с” пленки $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ нелинейно зависит от толщины. Кроме того, из рентгеноструктурных исследований показано, что блочность NdGaO_3 подложек не влияет на эпитаксию.

2.2 Эволюция магнитной доменной структуры пленок $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$

Топографию поверхности тонких пленок $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ толщиной 30–200 нм на различных подложках NdGaO_3 (110) изучали методом атомно-силовой микроскопии (рисунок 14) на участках сканирования $3 \text{ мкм} \times 3 \text{ мкм}$. Измерения были проведены во Фрязинском филиале Института радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН Темирязовым Алексеем Григорьевичем и Темирязовой Мариной Павловной.

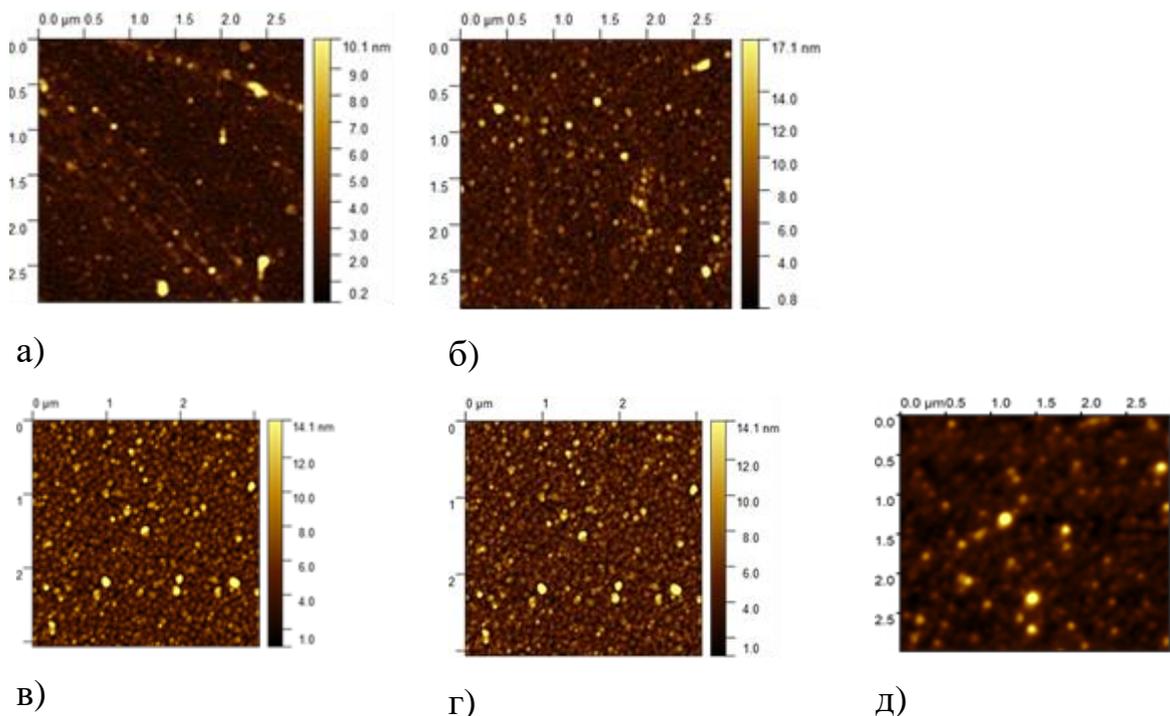


Рисунок 14. АСМ-изображения нанесенных на подложки $\text{NdGaO}_3(110)$ тонких пленок $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ толщиной: а) 30 нм б) 75 нм, в) 104 нм, г) 147 нм, д) 200 нм.

В таблице 1 приведены значения шероховатости для рассматриваемой в работе серии образцов.

Таблица 1. Шероховатости образцов $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$.

Толщина пленки , нм	Шероховатость пленки, нм
30	1.2
75	1.97
104	2.64
147	1.95
200	1.6

Шероховатость пленки, усредненная по площади $3 \text{ мкм} \times 3 \text{ мкм}$. На рисунке 15 представлены изображения, полученные с помощью магнитно-силовой микроскопии (МСМ) при комнатной температуре в отсутствие внешних магнитных полей. Измерения показывают, что мелкомасштабные «полосовые» домены соответствуют в основном перпендикулярному направлению намагниченности. Наблюдаемые яркие и темные контрастные изображения представляют домены с различной магнитной ориентацией локальной намагниченности вдоль внеплоскостного направления, поскольку данные МСМ соответствуют только внеплоскостной составляющей намагниченности. Полосовые домены образуются за счет конкуренции между обменной энергией, магнитостатической энергией и энергией магнитной анизотропии. Изображения МСМ, представленные на рисунке 15, показывают эволюцию магнитной доменной структуры в пленках $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ в зависимости от толщины. Образцы тоньше 30 нм (рисунок 15а) не показывают контраста МСМ, т.е. домены не наблюдаются. При увеличении толщины до 75 нм контраст МСМ увеличивается, и наблюдается появление полосовой доменной структуры (рисунок 15б). Данный тип доменов является признаком пленок с намагниченностью, направленной перпендикулярно плоскости подложки и, таким образом, указывают на наличие перпендикулярной намагниченности в пленках толщиной более 75 нм [118].

При дальнейшем увеличении толщины пленки до 104 нм полосовые домены становятся более отчетливыми, как это показано на рисунке 15в, что указывает на увеличение составляющей намагниченности, ориентированной в перпендикулярном направлении. Интересно отметить, что при увеличении толщины до 147 нм форма доменов становится лабиринтной; аналогичная форма доменов наблюдается в образцах $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$, полученных на подложках LaAlO_3 [119]. Таким образом мы получили две критические точки толщины $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ при 75 нм и 150 нм. Первая точка соответствует образованию доменов с намагниченностью, направленной перпендикулярно плоскости подложки. Вторая точка (150 нм) является критической точкой, после которой полосовой домен эволюционирует в домен типа лабиринт. Интересно отметить, что форма доменов после второй критической точки (150 нм) становится похожей на доменную структуру в пленках $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$, выращенных на подложках LaAlO_3 [62].

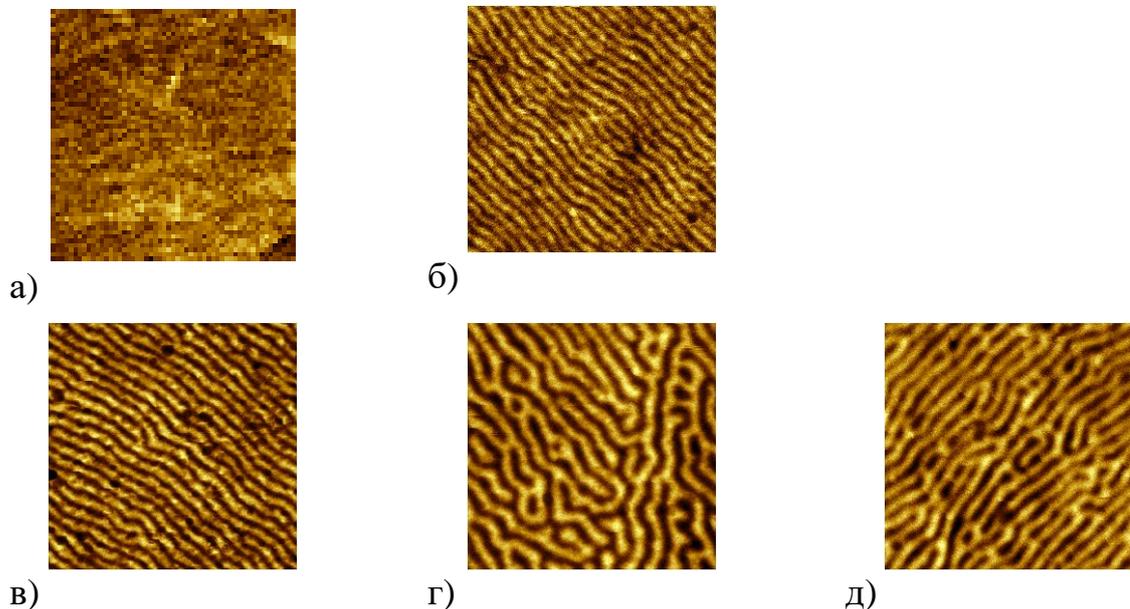


Рисунок 15. МСМ-изображения без внешнего магнитного поля $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ пленок, нанесенных на подложки $\text{NGO}(110)$, толщиной: а) 30 нм б) 75 нм, в) 104 нм, г) 147 нм, д) 200 нм.

Анализируя полученные результаты и пользуясь описанием формы магнитных доменов, которые были приведены в разделе 1.3, можно заключить, что с

увеличением толщины пленки конфигурация области минимальной свободной энергии меняется от случая 1 (рис. 15а) к случаю 2 (рис. 15б) при толщине 75 нм, а затем к случаю 3 при толщине 75 нм. Возможные причины изменения свободной энергии состоят в том, что в случае 1 по мере утолщения пленок взаимодействие между слоями пленки, что находятся дальше от подложки и самой подложкой постепенно ослабевают, и минимизация свободной энергии сначала создает полосовые домены, а затем модифицирует их в лабиринтные [120]. В случае 2 изменение магнитной анизотропии с толщиной влияет на минимизацию свободной энергии в пленках. В 3 случае изменение внутреннего взаимодействия Дзелошинского-Мория с увеличением толщины определяет форму доменов [121].

2.3 Зависимость одноосной и кубической магнитной анизотропий от толщины пленок $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$

Измерения угловых зависимостей ФМП (см раздел 1.5) использовались для определения параметров магнитной анизотропии. На рисунке. 16 показаны полученные с помощью выражения (24) зависимости полей одноосной (а) и кубической (б) магнитной анизотропии $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ пленок от толщины.

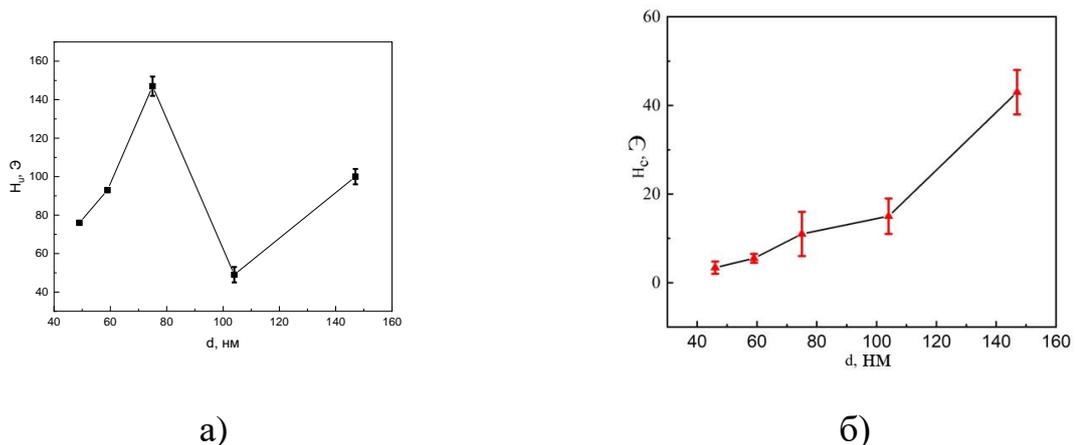


Рисунок 16. а) Зависимость поля одноосной магнитной анизотропии H_u от толщины пленок (квадраты) б) зависимость поля кубической магнитной анизотропии H_c от толщины пленок (треугольники). Экспериментальные значения соединены отрезками прямых линий.

На рис.16а виден пик в точке 75 нм для одноосной анизотропии. Похожая ситуация показана в [122] в пленках $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$, выращенных на подложках $\text{NdGaO}_3(110)$, но для толщин пленок от 11 нм до 22 нм. Резкое увеличение магнитной анизотропии в пленках $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ толщиной 11 нм было связано с анизотропной деформацией. По мере увеличения толщины $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ образование сателлитных ростовых доменов в пленке с однонаправленной модуляцией решетки должно объяснять заметное подавление плоскостной магнитной анизотропии. Мы предполагаем, что, в отличие от работы [122], при нашем режиме распыления сателлитные пики образуются при толщинах выше 75 нм, что связано со спецификой роста $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$. Рост кубической анизотропии, обуславливаемый кристаллографией пленки, объясняет заметное подавление одноосной магнитной анизотропии, поскольку по мере увеличения толщины пленки $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ образуются сателлитные ростовые домены, вызывающие снятие анизотропного напряжения.

Важно отметить, что пленки были выращены при одинаковых условиях (давление, температура). Данный факт исключает возможность возникновения при увеличении толщины вакансий по кислороду, которые, в свою очередь, могли бы повлиять на параметр анизотропии. Помимо этого, для образцов всей серии использовались одни и те же подложки $(110)\text{NdGaO}_3$, поэтому возникновение разных напряжений, возникающих в эпитаксиальных пленках $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ на подложках SrTiO_3 , NdGaO_3 , LaAlO_3 [123], можно не учитывать.

2.4 Выводы

В данной главе описывается процесс создания эпитаксиальных тонких пленок $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ на установке высокочастотного магнетронного распыления. Приведены рентгеновские дифрактограммы для $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ пленок. Описан метод магнито-силовой микроскопии, позволяющий проследить эволюцию доменной структуры пленок от толщины. Обнаружено возникновение магнитных доменов с намагниченностью, направленной перпендикулярно плоскости пленки

для толщин пленок более 75 нм. При увеличении толщины до 147 нм форма доменов становится лабиринтной. Получены немонотонные зависимости полей одноосной анизотропии $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленок от толщины.

ГЛАВА. 3 ПРОВОДИМОСТЬ ПЛЕНОК $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НАПРЯЖЕННОСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ, ВЫЗВАННОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ ПОДЛОЖКИ

3.1 Изготовление лантан-бариевых манганитных пленок

Эпитаксиальные $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленки толщиной 40-150 нм напылялись на подложки $(011)_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-}0.21\text{PbTiO}_3$ размером $5 \times 5 \times 0.3 \text{ mm}^3$ с помощью лазерной абляции при температуре 600-800°C и давлении кислорода 0.2-0.5 mBar¹. Мишени изготавливались из смеси порошков La_2O_3 , BaCO_3 и MnCO_3 по керамической технологии. Использовался стехиометрический состав смеси для проведения синтеза. В псевдокубическом представлении параметр решетки при стехиометрическом составе мишени по кислороду оказался равным $a_t=0.390\text{nm}$. Примесь в мишени в виде окисла BaMnO_3 составляла 2.5% [124]. Сегнетоэлектрические кристаллы $_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-}0.21\text{PbTiO}_3$ имеют поляризацию насыщения $P_r=30\text{-}35\text{C/cm}^2$, низкое коэрцитивное поле и высокие пьезоэлектрические постоянные $d_{33}=1500 \text{ pC/N}$, $d_{32}=-1883 \text{ pC/N}$ и $d_{31}=610 \text{ pC/N}$ [125, 126].

Выращенные $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленки были ориентированы как относительно нормали к плоскости подложки, так и относительно выделенного направления в плоскости подложки. Параметр межплоскостного расстояния в пленках $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ вдоль нормали к плоскости подложки и постоянная решетки подложки определялись по $2\Theta/\omega$ дифрактограммам рентгеновского сканирования. Представленный на рисунке 17 участок $2\theta\text{-}\omega$ дифрактограммы пленки $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$, напыленной на подложку $(011)_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-}0.21\text{PbTiO}_3$

¹ Пленки $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ были изготовлены сотрудником ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН В.А. Шахуновым.

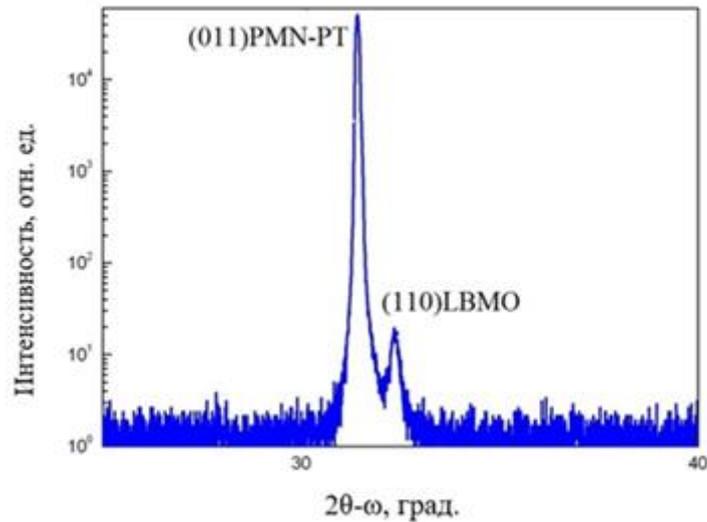


Рисунок 17. 2θ - ω дифрактограмма пленки $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$, напыленной на подложку $(011)_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$.

показывает, что PMN-PT обладает структурой типа перовскита с со структурой, близкой к кубу со стороной $a_S=0.403$ nm, а постоянная решетки пленки $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ составляет $a_L=0.391$ nm. Рост пленки осуществляется по эпитаксиальному соотношению $(011)\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3// (011)_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$, $[001]\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3// [001]_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$. Значения возникающих в пленке напряжений в плоскости подложки в направлении $[001]$ $\epsilon_{001}=(a_S-a_L)/a_L$ в отсутствие напряжения на подложке $(011)_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$ составляет 3,1% .

3.2 Методика измерения влияния напряженности подложки на электрическое сопротивление

Сопротивление пленок изучалось четырехточечным методом, исключая влияние контактного сопротивления. Контактные площадки изготавливались катодным напылением Pt через металлическую маску. Передняя часть подложки, запыленная пленкой $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ служила верхним электродом. Тыльная сторона подложки намазывалась серебряной пастой (см. рисунок 18). Напряжение

электрического смещения (около 100 V) подавалось поперек подложки. Сопротивление пленки измерялось при задании тока в плоскости подложки

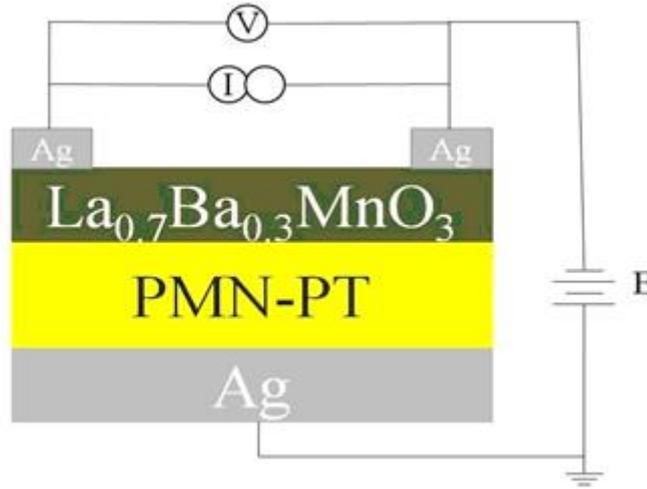


Рисунок 18. Схема задания электрического поля для деформации подложки $(011)_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$ и измерения сопротивление пленки $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$.

3.3 Проводимость пленок $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ под действием напряженности кристаллической решетки, вызванной деформацией подложки

На температурных зависимостях сопротивления пленок $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ в отсутствии напряжения на подложке с уменьшением температуры ниже комнатной наблюдался пик сопротивления при $T=T_M$, типичный для манганитов (см. рисунок 19). Наблюдается анизотропия сопротивления по направлению протекания тока. Измерения проводились после

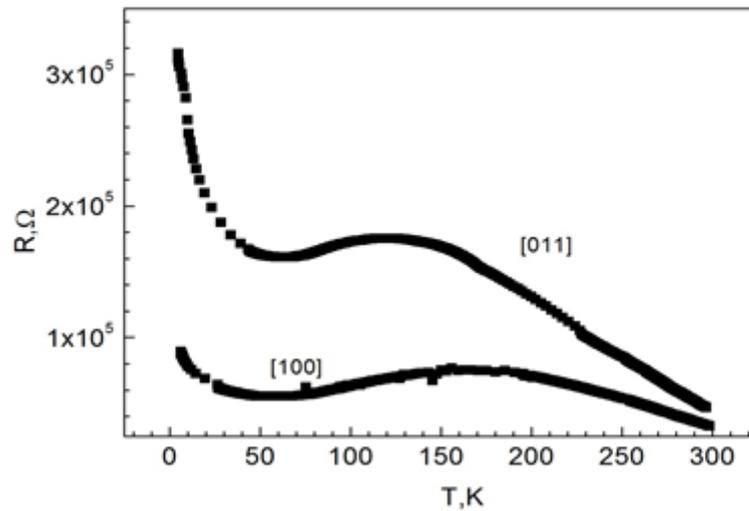


Рисунок 19. Температурные зависимости сопротивлений в двух направлениях задания тока пленки $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$, напыленной на подложку $(011)_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$.

переполаризации подложки напряжением выше 100 V, которая немного изменяет форму зависимости $R(T)$. Уменьшение сопротивление при $T \leq T_M$ скорее всего вызвано увеличением площади проводящих ферромагнитных областей. При низких температурах ($T < 100\text{K}$) удельное сопротивление всех образцов увеличивается. Как было показано [127], в кристаллах $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ с меньшим содержанием Ba ($x \leq 0.2$) T_M на несколько десятков градусов меньше, чем при оптимальном составе ($x=0.3$), а при $T < T_M$ сопротивление $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленок увеличивается. В пленках с оптимальным содержанием Ba ($x=0.3$) сопротивление пленок при низких температурах определяется как рассеянием носителей на примесях и дефектах, так и зависит от интенсивности электрон-электронных и электрон-магнетонных взаимодействий [126]. В области высоких температур $T > T_M$ температурная зависимость сопротивления манганитных пленок определяется процессами активации [128].

Двухосные искажения ян-телеровского типа вызывают усиление локализации электронов и уменьшают T_c [129-132]. Хотя в рамках модели двойного обмена магнитные и резистивные параметры тесно связаны, отсутствует ясность в

механизме изменении резистивных свойств эпитаксиальных манганитных пленок при воздействии деформации решетки.

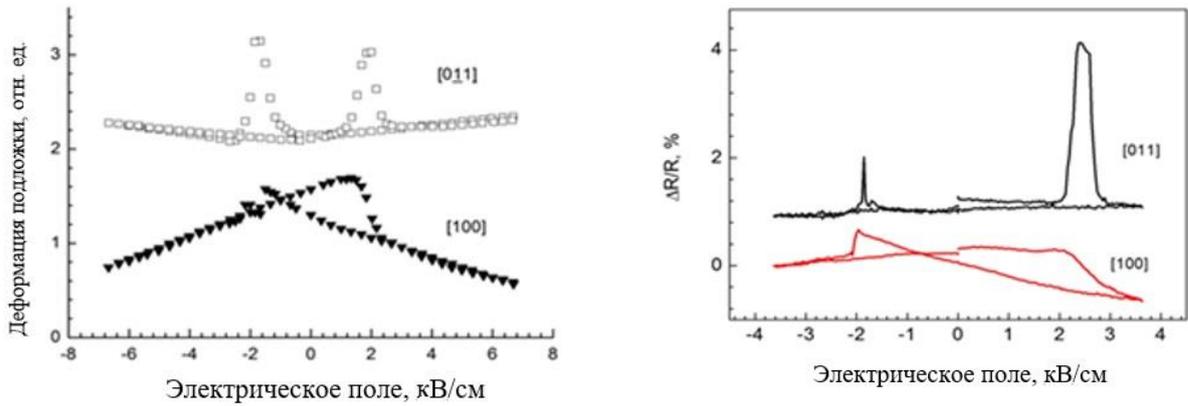
Управление резистивных состояний эпитаксиальных манганитных пленок представляет собой одно из направлений развития стрейнтроники [133-135]. Манганитные пленки, для которых температура Кюри T_c близка к комнатной, особенно привлекательны для практически применений. Ферромагнитный фазовый переход для однофазного кристалла $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LBMO) происходит при $T_c=345\text{K}$ [136-139]. В монокристалле $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ наблюдалась гигантская магнитострикция (до $4 \cdot 10^{-4}$) при температуре, равной температуре Кюри [140]. Ранее сообщалось, что магнитные и резистивные свойства эпитаксиальных $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленок сильно изменяются при росте на разных подложках из-за влияния деформации решетки пленки, вызванной подложкой [125,126,141].

Деформация подложки $_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$ измерялась с помощью тензодатчика, приклеенного к подложки. Наблюдается сильная деформация растяжения подложки (1000 ppm) в направлении $[0\bar{1}1]$ $_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$ при напряженности подложки, равной коэрцитивной силе сегнетоэлектрической петли $E_{c+}=2$ кВ/см при положительном задании поля и таком же значении $E_{c-}=-2$ кВ/см при отрицательном. Деформация сжатия вдоль направления $[001]$ $_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$ существенно меньше (около 500 ppm) и наблюдается также при напряженности электрического поля равного коэрцитивной силе, хотя видна асимметрия по знаку электрического поля. Наблюдаемые пики деформации подложки при напряженности поля вблизи коэрцитивной силы скорее всего вызваны вращением вектора поляризации [141, 142]. Следует обратить внимание, что в направлении $[0\bar{1}1]$ $_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$ в отсутствие электрического поля отсутствует деформация подложки. Следовательно, в отсутствие поля должны отсутствовать резистивные состояния в пленке $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$.

Результаты измерений зависимости изменения сопротивления $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленки от напряженности электрического поля для двух направления протекания

тока $[0\bar{1}1]$ $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $[001]$ $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ представлены на рис. 20б. Видно, что в целом изменение сопротивления $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленки соответствует деформации подложки: имеется большое изменение сопротивления пленки, измеренного при токе вдоль направления $[0\bar{1}1]$ $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ при напряженности поля вблизи поля, равного коэрцитивной силы. Наиболее сильное изменение сопротивления $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленки наблюдается для направления $[0\bar{1}1]$ при напряженности электрического поля, равного коэрцитивной силы сегнетоэлектрической петли. При изменении направления чувствительности тензодатчика с $[0\bar{1}1]$ $_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$ на $[001]$ $_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$ форма зависимости деформации от напряженности также изменяется.

Максимальное значение изменения сопротивления $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$, равное 3%, и сравнимое с величиной, наблюдаемой в других исследованиях [141, 142]. Из рисунка 20 следует, что максимальное изменение сопротивления $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленки наблюдается для направления $[0\bar{1}1]$ при напряженности электрического поля, равного коэрцитивной силе сегнетоэлектрической петли. При изменении направления чувствительности тензодатчика с $[0\bar{1}1]$ $_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$ на $[001]$ $_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$ форма зависимости деформации от напряженности также изменяется. Изменение сопротивления $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленки может быть объяснено моделью двойного обмена [1], в рамках которой наблюдается сильная зависимость от напряженности пленки. Растяжение $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленки увеличивает расстояние Mn-O связей и уменьшает длину прыжка взаимодействия между состояниями Mn^{3+} и Mn^{4+} , увеличивая сопротивления манганитной пленки [143].



а)

б)

Рисунок 20. а) Деформация подложки (011) $_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$, измеренная при двух направлениях протеканий тока. б) зависимость сопротивления пленки $\text{La}_{0.7}\text{Va}_{0.3}\text{MnO}_3$ от напряженности приложенного электрического поля для двух направления протекания заданного тока.

При асимметричной развертке электрического поля от -4кВ/см до одного из трех значений положительного электрического поля $E_{\text{max}} = 2.38, 2.47$ и 2.51кВ/см наблюдаются резистивные состояния (рисунок 21). Резистивное состояние с максимальным значением изменения сопротивления пленки $\Delta R/R = 1.4\%$ наблюдается при максимальном положительном значении напряженности электрического поля E_{max} немного меньше $E_{\text{с+}}$. Это состояние “сбрасывается” при отрицательном значении электрического поля. При больших значениях E_{max} величина сопротивления резистивного состояния либо уменьшается до долей процента, либо отсутствует. Аналогичная картина наблюдается при асимметричной развертке электрического поля в отрицательную сторону. Величина $\Delta R/R$ при отрицательной развертке существенно меньше из-за асимметрии зависимости сопротивления от поля. Такое поведение резистивных параметров $\text{La}_{0.7}\text{Va}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленки может быть объяснено сегнетоэлектрической переполяризации доменов $[011]_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$ вокруг изоморфной фазовой границы [144].

Таким образом, существует начальное состояние сопротивления $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленки, обозначенное как “0” на рис. 21, которое не зависит от напряжений, превышающих коэрцитивную силу как в положительном, так и в отрицательном направлении. Кроме того, существуют два других состояния (можно обозначить как “1” и “2” на рисунке 21), которые имеют сопротивление отличное от “0” состояния. Все три состояния достигаются изменением величины развертки электрического поля.

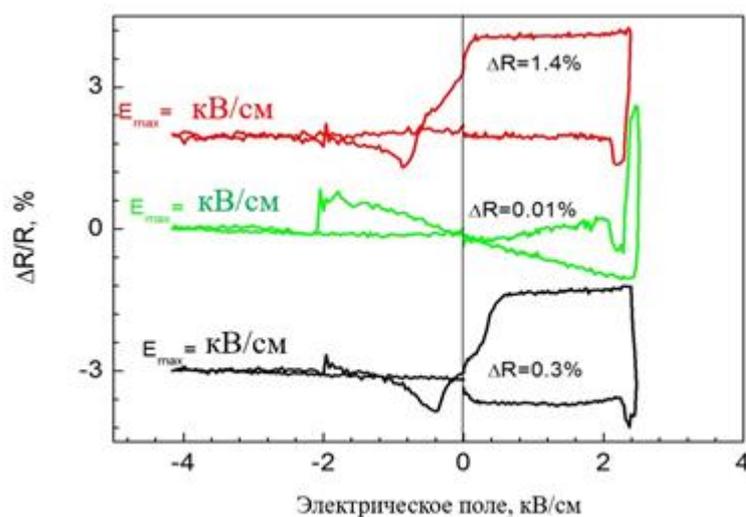


Рисунок 21. Зависимость сопротивления пленки от напряженности электрического поля при асимметричной развертке для трех значений положительного электрического поля $E_{\max} = 2.38, 2.47$ и 2.51 кВ/см.

3.4 Выводы

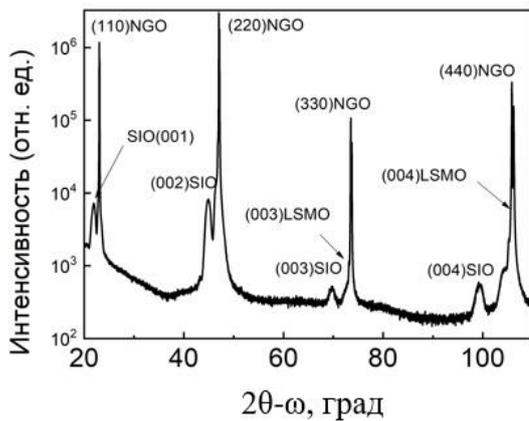
В данной главе 3 обсуждаются результаты резистивных исследований лантан-бариевых пленок $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$, выращенных на пьезоэлектрической подложке $(011)_{0.79}\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$ методом лазерной абляции. Приведены рентгеновские спектры $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленок, используемых в данной главе для измерения зависимости сопротивления от напряжения, поданного на пьезоэлектрическую подложку. Описан метод проведения эксперимента. В результате измерений проводимости $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленок под действием напряженности, вызванной деформацией подложки, было установлено, что

трехмерное сжатие кристаллической решетки увеличивает амплитуду вероятности перескока в модели двойного обмена, что ведет к увеличению температуры Кюри (T_c), в то же время двухосные искажения ян-телеровского типа вызывают усиление локализации электронов и уменьшают T_c . Наблюдаемые пики деформации подложки при напряженности поля вблизи коэрцитивной силы скорее всего вызваны вращением вектора поляризации.

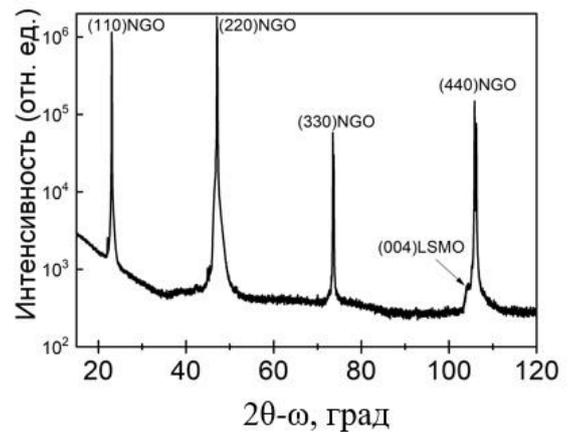
ГЛАВА. 4 МАГНИТНЫЕ И РЕЗИСТИВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$

4.1 Рентгеновские параметры гетероструктур иридат-манганит

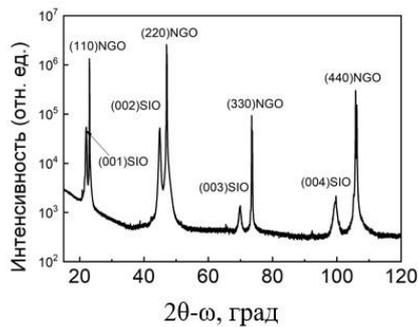
Для создания гетероструктур поверх пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ напылялась пленка стронциевого иридата SrIrO_3 при $T = 770^\circ\text{C}$ и давлении 0.3 мбар в смеси газов Ar и O_2 (2:1) и мощности ВЧ 40 Вт. Кристаллическая структура гетероструктур анализировалась с помощью рентгеновского дифрактометра. На рисунке 22а показано рентгеновское 2θ - ω сканирование гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{NdGaO}_3$. Наблюдаемые пики соответствуют кратным отражениям от плоскости подложки (110) NdGaO_3 и плоскости пленки (001) SrIrO_3 . Аналогичную картину можно увидеть для пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$ (рисунок 22б). Выполняется следующая ориентация пленки $(001)\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3\parallel(110)\text{NdGaO}_3$. 2θ - ω скан для гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$ является суперпозицией сканов однослойных пленок (рисунок 22в). Следовательно, для гетероструктуры плоскости растут по следующему эпитаксиальному соотношению $(001)\text{SrIrO}_3\parallel(001)\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3\parallel(110)\text{NdGaO}_3$.



а)



б)



в)

Рисунок 22. а) рентгеновский скан 2θ - ω гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ нанесенной на подложку (110) NdGaO_3 б) - рентгеновский скан 2θ - ω пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, нанесенной на подложку (110) NdGaO_3 . в) рентгеновский скан 2θ - ω пленки SrIrO_3 , нанесенной на подложку (110) NdGaO_3 .

Рисунок 23 показывает рентгеновское ψ -сканирование при угле наклона $\psi = 42,2^\circ$ и угле $2\theta = 38,5^\circ$ для гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ для плоскости (112) NdGaO_3 . Кроме четырех сильных пиков от подложки, разнесенных почти на 90 градусов, мы можем наблюдать отражения от плоскостей (110) SrIrO_3 и (110) $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Пики совпадают и смещаются относительно подложки. примерно на $0,3^\circ$ (см. вставку на рисунке 23). Соответствующее 2θ - ω сканирование при $\psi = 42,2^\circ$ и $\phi = 128,9^\circ$, подтверждающее совпадение пиков, представлено на рисунке 24. Из этих данных, можно сделать вывод, что рост гетероструктуры происходил по механизму «куб на куб» с малым поворотом решетки.

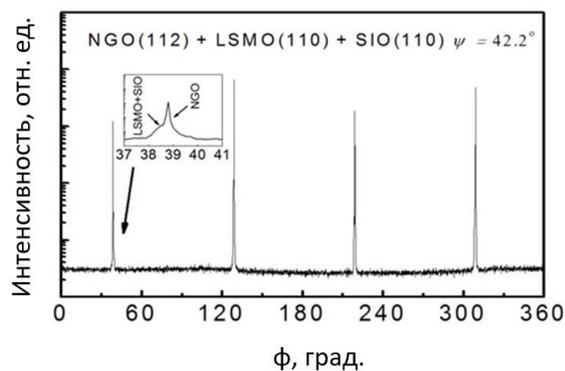


Рисунок 23. Рентгеновский скан ψ -сканирования при $\psi = 42,2^\circ$ гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ на плоскости (112) NdGaO_3 . На вставке показан увеличенный участок скана в районе $\phi=39^\circ$.

Выполняются следующие эпитаксиальные соотношения: $(001)\text{SrIrO}_3 \parallel (001)\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3 \parallel (110)\text{NdGaO}_3$ и $[100]\text{SrIrO}_3 \parallel [100]\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3 \parallel [001]\text{NdGaO}_3$. Узкая кривая качания ($FHMW = 0,1-0,12^\circ$) для $(002)\text{SrIrO}_3$ свидетельствует о высоком качестве пленок

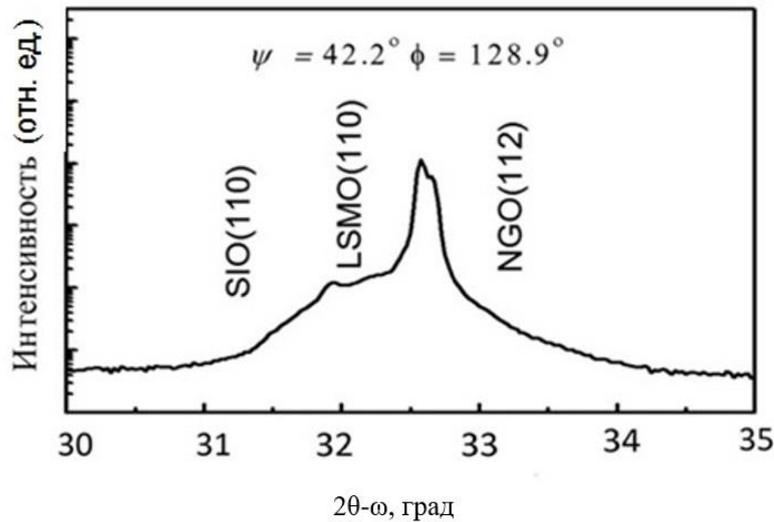


Рисунок 24. рентгеновский $2\theta-\omega$ скан для наклонной конфигурации $\psi = 42,2^\circ$ и $\phi = 128,9^\circ$.

4.2 Температурная зависимость сопротивления гетероструктур

Электрические свойства пленок гетероструктуры были изучены методом четырехточечного измерения сопротивления в плоскости подложки. Для сравнения протекания тока в пленках и в гетероструктуре были измерены зависимости сопротивления от температуры (рисунок 25). Сопротивление, равное параллельному соединению сопротивления верхней пленки SrIrO_3 (R_S) и нижней $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (R_L) гетероструктуры $R_H^1 = R_S R_L / (R_L + R_S)$, показано на рисунок 25. Видно, что R_H^1 превышает измеренное значение сопротивления всей гетероструктуры (R_H). Следовательно, необходимо учитывать сопротивление граничного слоя $R_I = R_H^1 * R_H / (R_H^1 - R_H)$, включенное параллельно сопротивлениям отдельных пленок.

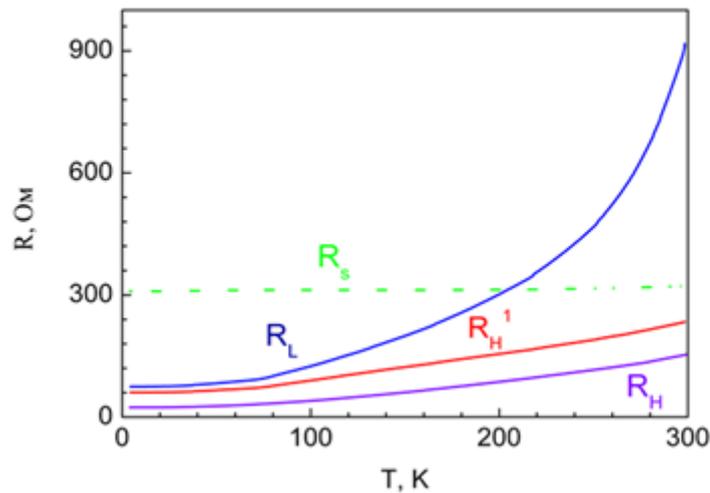


Рисунок 25. Температурные зависимости сопротивления автономных пленок SrIrO_3 (R_S), толщина 10 нм (пунктир) и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (R_L), толщина 12 нм, а также гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (R_H) с теми же толщинами SrIrO_3 и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленок. Кривая (R_H^1) – температурная зависимость, полученная из данных для сопротивления автономных пленок при условии их параллельного соединения.

На рисунке 26 представлены зависимости от температуры сопротивления граничных слоев R_I для трех гетероструктур: $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$, $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{SrIrO}_3/\text{NdGaO}_3$ и $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$. Для гетероструктуры $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ пленка платины напылялась с помощью магнетронного распыления на постоянном токе при комнатной температуре и давлении $6 \cdot 10^{-3}$ мбар. Скорость роста составляла 40 нм/мин

Наблюдается зависимость R_I как от материалов граничащих пленок, так и от последовательности роста пленок. При низкой температуре удельное сопротивление граничного слоя $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, в предположении, что его толщина составляет 1 нм, равно $\rho_I = 5 \cdot 10^{-6} \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$. Столь малое значение удельного сопротивления граничного слоя указывает на возможность существования двумерного электронного газа с высокой подвижностью [145, 146]. Оксиды переходных металлов из-за наличия сильных электронных

корреляций существенно отличаются от простых металлов. Наличие большого числа степеней свободы – спиновой, зарядовой, решеточной и орбитальной – приводит к сложности поведения этих материалов, особенно в области границ. Для гетероструктур с иридатом возникновение проводящего слоя объясняется в работе [147] и состоит в том, что из-за перетекания заряда от иридата к манганиту увеличивается дырочное допирование, в то же время манганиты допируются электронами.

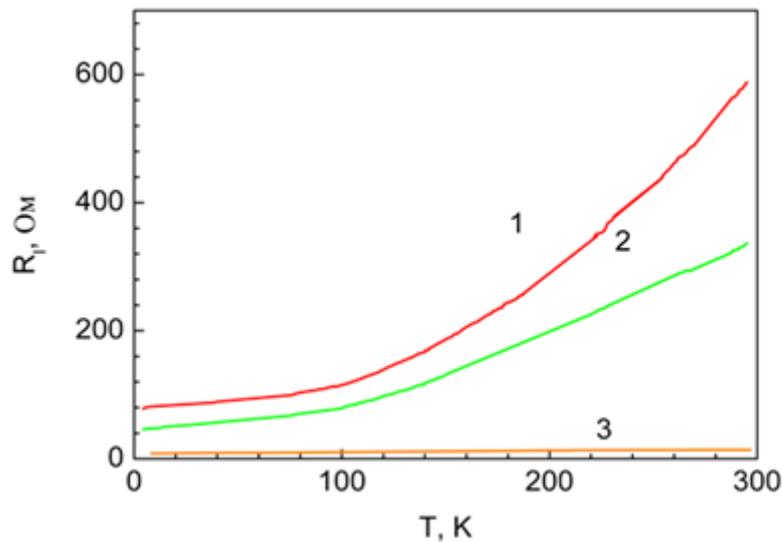


Рисунок 26. Температурная зависимость сопротивления границ R_1 гетероструктур $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (15нм)/ SrIrO_3 (10нм)– кривая 1, SrIrO_3 (10нм)/ $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (12нм) - 2, Pt(10нм)/ $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (20нм) - 3

4.3 Ферромагнитный резонанс гетероструктур

Спектры ФМР снимались с целью определения ширины резонансной линии, температуры перехода парамагнетик-ферромагнетик и для исследования магнитной анизотропии и намагниченности в плоскости пленок. На рисунке 27 приведены спектры ФМР при комнатной температуре и частоте 9.2 GHz для пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ при одинаковых условиях регистрации.

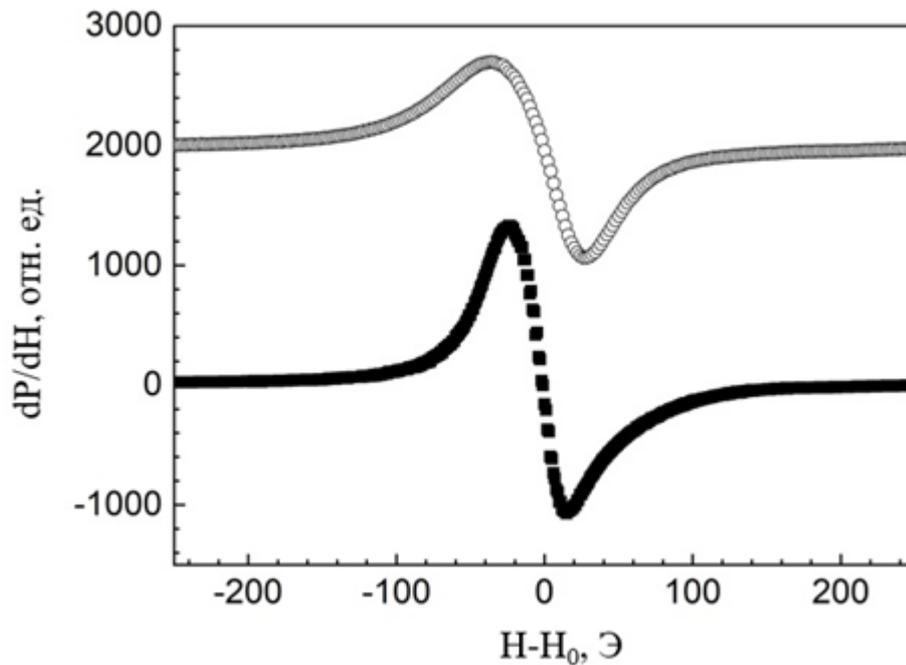


Рисунок 27. Линия ФМР $dP/dH(H)$ для одиночной пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (закрашенные квадраты) и гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (кружки). Отчетливо наблюдается увеличение ширины линии. Спектры сдвинуты вдоль оси ординат.

Видно, что спектр гетероструктуры стал шире относительно единичной пленки. Возможным источником дополнительного спинового затухания может быть напыление пленки SrIrO_3 на $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Механизм спиновой накачки создает спиновый ток от ферромагнетика к нормальному металлу. В результате образуется дополнительный канал оттока спинов из ферромагнетика.

4.4 Угловая зависимость резонансного поля ферромагнитного резонанса гетероструктуры иридат-манганит

Угловая зависимость величины резонансного поля H_0 , снятая при комнатной температуре, показана на рисунке 28. Здесь угол φ измерялся от одной из граней подложки. Таким образом, направления осей лёгкого намагничивания также определяются относительно этой грани. Большое количество полученных точек позволяет определить с помощью соотношения (21) все пять подгоночных параметров с достаточно хорошей точностью. Данные об изменении с

температурой как M_0 , так и параметров магнитной анизотропии были получены аналогичной обработкой угловых зависимостей спектров ФМР, снятых при разных температурах.

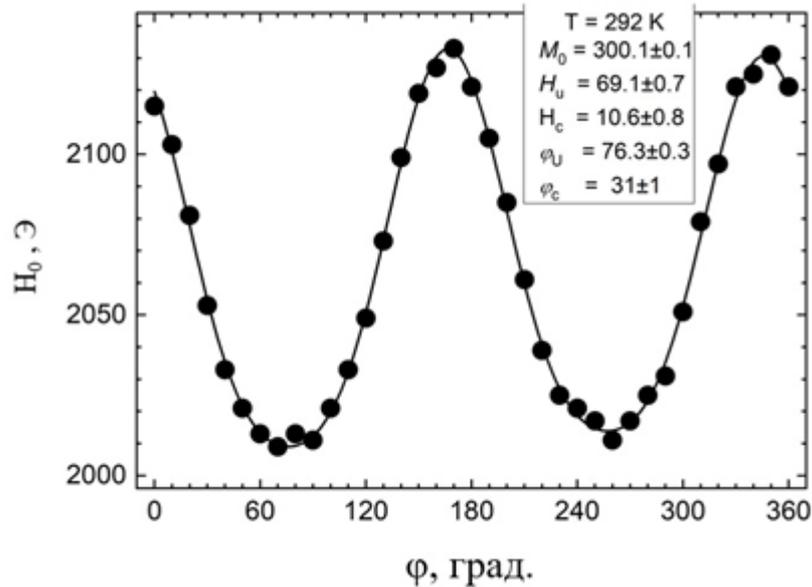


Рисунок 28. Угловая зависимость величины резонансного поля H_0 для образца $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ при $T = 292$ К. Точки - данные эксперимента. Сплошная линия - аппроксимирующая кривая с использованием соотношения (21). На вставке показаны параметры подгонки.

4.5 Температурная зависимость спектров ферромагнитного резонанса гетероструктур

На рисунке 29 показана температурная зависимость резонансного поля и ширины линии спектра спинового тока гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ полученные при условии, что внешнее магнитное поле направлено под углом 40° к легкой оси плоскостной одноосной магнитной анизотропии. Учитывая угловую зависимость резонансного поля (21), можно считать, что представленная на рисунке 29 температурная зависимость резонансного поля характеризует изменение намагниченности образца и обеих магнитных анизотропий. Интересно отметить, что температурная зависимость полуширины линии спектра спинового

тока качественно совпадает с ростом полуширины спектра спинового тока для гетероструктуре Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃/NGO [148].

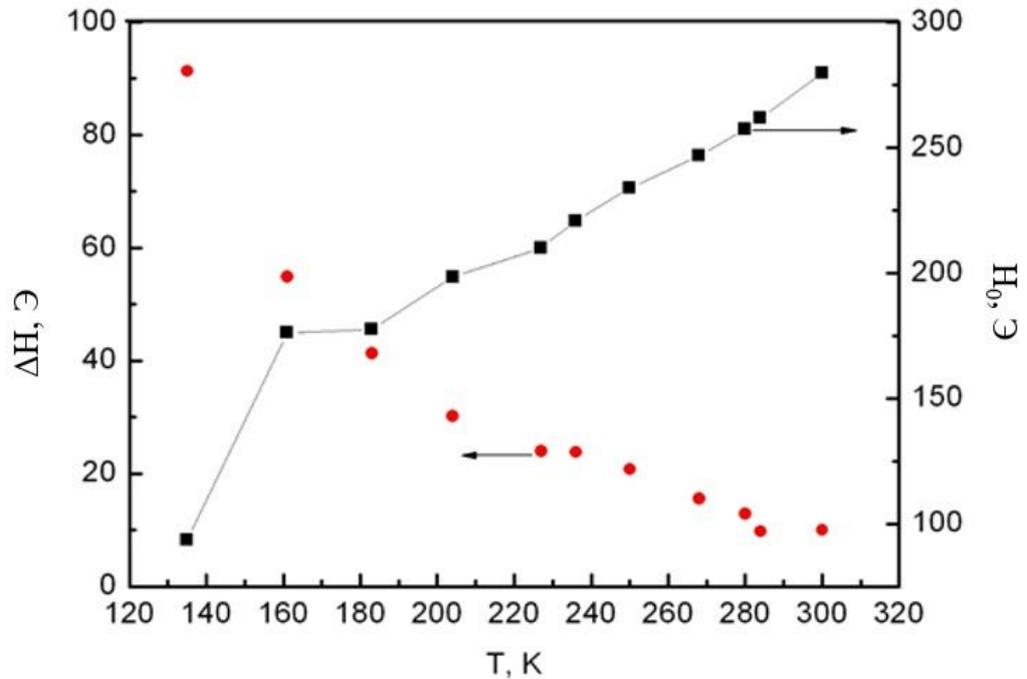


Рисунок 29. Температурная зависимость резонансного поля и полуширины спектра напряжения, вызванного протеканием спинового тока, гетероструктуры SrIrO₃/ La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃, снятые при частоте $f = 2,8$ GHz.

На рисунке 30 показана температурная зависимость резонансного поля H_0 при внешнем магнитном поле H , направленном вдоль трудной оси одноосной магнитной анизотропии La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃. Такое направление внешнего магнитного поля было выбрано из условия минимальности вклада магнитной анизотропии в резонансное соотношение для ФМР (21). В этом приближении видно, что уменьшение величины резонансного поля связано с увеличением параметра M_0 в уравнении (21).

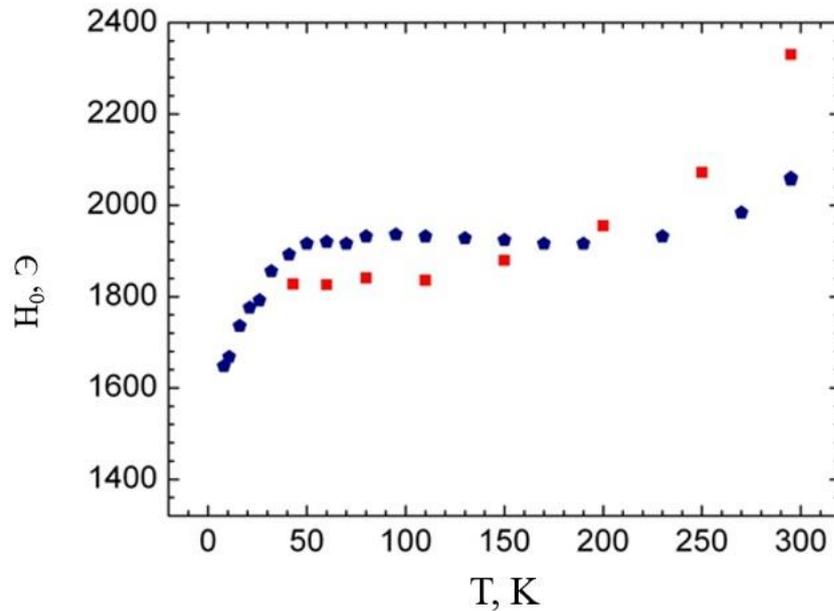


Рисунок 30. Температурная зависимость резонансного поля ФМР для пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (квадраты) (40 нм) и гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (пятиугольники) с толщиной слоя SrIrO_3 10 нм и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ 12 нм.

Из анализа температурных зависимостей резонансного поля H_0 (рисунок 30) следует, что при температуре около 50 К резонансное поле резко уменьшается, что означает увеличение параметра M_0 . Таким образом, мы выявили влияние слоя SrIrO_3 на спектр ФМР пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. В статье [149], на тех же образцах, приведен график зависимости намагниченности от температуры, на котором наблюдается значительный рост параметра M_0 , начиная с 60 К. Аналогичное увеличение параметра M_0 слоя $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ при температурах ниже 150 К в гетероструктуре $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{SrRuO}_3$ наблюдалось в [150] и интерпретировалось как появление межслоевого обменного взаимодействия [151] после перехода слоя SrRuO_3 в ферромагнитное состояние. Для наглядности продемонстрируем температурную зависимость резонансного поля для одиночной пленки, на которой видно, как, начиная с 110К, резонансное поле из-за насыщения намагниченности перестает изменяться. Причины резкого роста намагниченности в области 50 К возможно объяснить возникновением дополнительного

ферромагнитного слоя в гетероструктуре [149]. Отметим, что уравнение (21) справедливо лишь для образцов с одним ферромагнетиком, при наличии второго ферромагнитного слоя возникает межслойное взаимодействие между двумя ферромагнетиками, которое влияет на полную энергию ферромагнитной системы, что в свою очередь не описывается правильно выражением (21).

На рисунке 31 приведены спектры ферромагнитного резонанса гетероструктуры SrIrO_3 (10нм)/ $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (4нм), в диапазоне температур от 100К до 15К [149]. Резонансное поле для этой линии манганита изменяется от 2100 до 1300 Э, что обусловлено увеличением намагниченности манганита при понижении температуры. Помимо основной линии, из рисунка 31 видно, что при температурах ниже 70 К появляется новая резонансная линия, происхождение которой можно объяснить упорядочением спиновой системы электронов скорее всего на границы гетероструктуры SrIrO_3 / $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$.

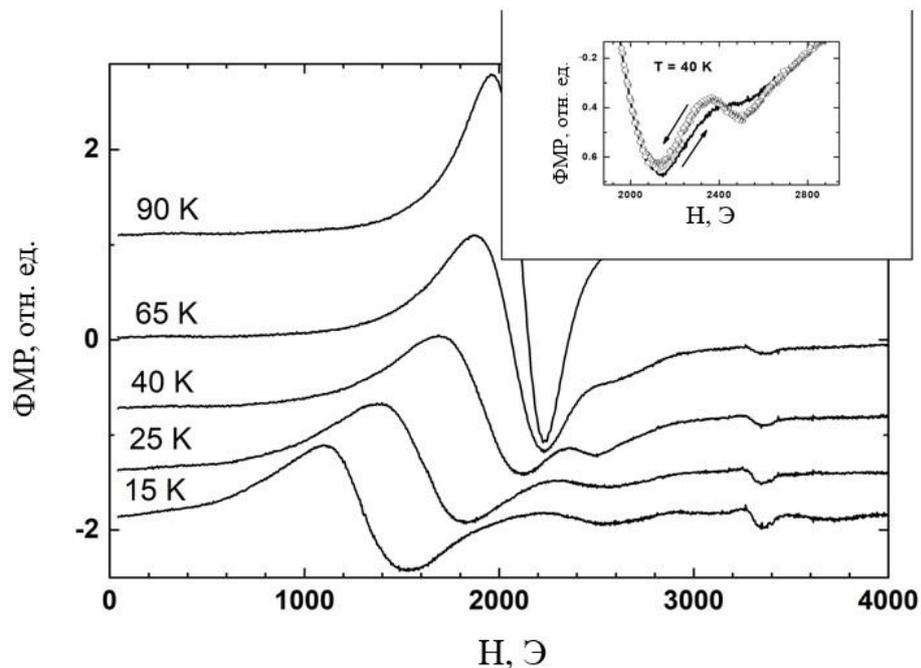


Рисунок 31. Спектры магнитного резонанса в структуре SrIrO_3 (10нм)/ $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (4нм), полученные при нескольких температурах в области предполагаемого ферромагнитного упорядочения в слое SrIrO_3 . На вставке

показана часть спектра, полученного при 40 К как в случае увеличения (сплошная кривая), так и в случае уменьшения (точки) внешнего магнитного поля (направление изменения поля продублировано стрелками).

Чувствительность спектрометра позволяет регистрировать магнитный резонанс от спинов в пленке толщиной порядка 10 нм только в том случае, если они упорядочены. В этом диапазоне температур сигналы магнитного резонанса от подложки не возникают. Из рисунка 31 можно сделать вывод, что мы наблюдаем ферромагнитное упорядочение в слое SrIrO_3 при контакте с $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ начиная с температур порядка 60 К. Дополнительным свидетельством принадлежности новой линии ФМР является сужение линии при обратной развертке магнитного поля (вставка на рисунок 31). Такое сужение можно объяснить тем, что внешнее магнитное поле стимулирует ферромагнитное упорядочение в пленке SrIrO_3 . Подобная стимуляция наблюдалась ранее при регистрации спектров электронного магнитного резонанса в других манганитах со структурой перовскита [152]. В результате с ростом внешнего поля магнитное упорядочение становится более однородным, что отражается в сужении линии ФМР при обратном ходе развертки.

Дополнительная линия ФМР не относится к части слоя $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ с более высокой температурой Кюри, так как опыт предыдущих работ говорит о том, что образцы $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$, которые содержали две спиновые системы Mn с разными T_C , с двумя линиями поглощения, резонансные поля которых постепенно уменьшались с понижением температуры, для них параметр M_0 описывался при помощи уравнения (21). Отличие величины параметра M_0 от реального значения намагниченности явно свидетельствует о дополнительном воздействии на ферромагнитную пленку. Возникновение ферромагнитного упорядочения в слое SrIrO_3 позволяет описать резкий рост параметра M_0 при $T < 60$ К с учетом межслоевого взаимодействия двух соседних ферромагнитных слоев.

4.6 Выводы

Исследована проводимость граничного слоя, возникающего между пленками SrIrO_3 и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ в гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Результаты рентгеновских параметров гетероструктур иридат-манганит $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ свидетельствуют об эпитаксиальном росте слоев гетероструктуры иридат-манганит со следующим эпитаксиальным соотношением: $(001)\text{SrIrO}_3\parallel(001)\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3\parallel(110)\text{NdGaO}_3$. Экспериментально показано, что при низкой температуре удельное сопротивление границы $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, в предположении, что её толщина составляет 1 нм, равно $\rho_1 = 5 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{см}$. В работе обнаружено возникновение ферромагнитного упорядочения в гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ в слое SrIrO_3 при 60 К.

ГЛАВА. 5 СПИНОВЫЙ ТОК В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ И $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$

5.1 Возбуждение спинового тока в гетероструктурах на основе манганитов $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$

Для исследования температурной зависимости спинового тока использовались два варианта экспериментальной установки: в первом случае гетероструктура помещалась в объемный СВЧ резонатор, работающий на моде TE_{102} . и частоте 9 GHz. СВЧ накачка производилась диодом Ганна с мощностью до 130 мВт и частотой 9 ГГц. Образец располагался посередине резонатора, в максимуме магнитной составляющей поля СВЧ. Компонента постоянного магнитного поля и магнитная составляющая поля СВЧ лежали в плоскости плёнки. Внешнее постоянное магнитное поле вращалось в плоскости образца (угол φ отсчитывался от одной из граней подложки), а магнитная составляющая микроволнового поля была направлена вдоль измерения напряжения. При этом, менялся угол между переменной и постоянной компонентами магнитного поля, что сказывалось на амплитуде СВЧ составляющей магнитного поля, но не мешало снимать угловые зависимости

Во втором случае гетероструктура включалась в полосковую линию (диапазон частот 1-3 GHz). При измерении напряжения, вызванного спиновым током, использовалась амплитудная модуляция микроволнового сигнала. Напряжение на SrIrO_3 пленке усиливалось низкочастотным усилителем и регистрировалось синхронным детектором (рисунок 32). СВЧ-сигнал в диапазоне частот 2-18 ГГц подавался на микрополосковую линию шириной 1 мм с волновым сопротивлением 50 Ом. СВЧ магнитное поле h_{rf} и постоянное магнитное поле H прикладывались в плоскости подложки и были направлены взаимно перпендикулярно друг другу. Для возбуждения максимальной СВЧ в месте расположения гетероструктуры 50-омная микрополосковая линия была закорочена, как показано на рис. 32б. Развязка падающей P_{in} и отраженной P СВЧ-мощности осуществлялась направленным ответвителем, оканчивающимся

детектором для регистрации отраженной мощности. В случае широкополосных измерений на частотах 2–18 ГГц использовалась нерезонансная полосковая связь.

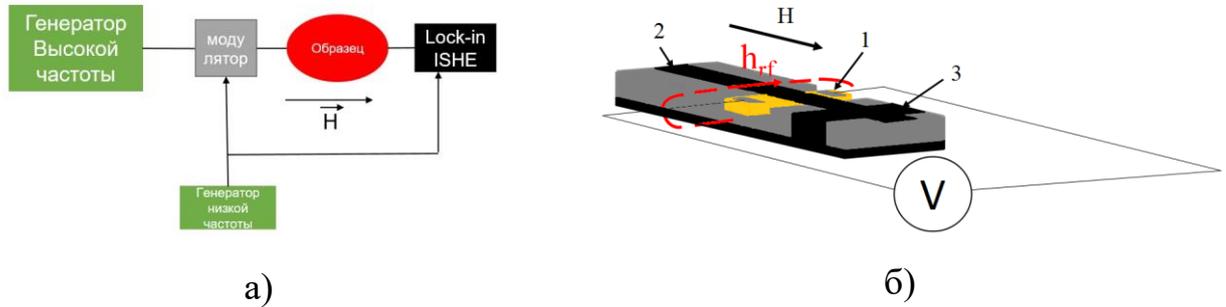


Рисунок 32. а) блок-схема экспериментальной установки для измерения напряжения, вызванного протеканием спинового тока. б) подложка с гетероструктурой (1). Микрополосковая линия (2), закороченная на корпус (3). V — напряжение, возникающее на пленке SrIrO₃ (Pt) из-за генерации спинового тока. Постоянное поле H направлено вдоль полосковой линии. Магнитное поле СВЧ h_{rf} (штриховые линии) расположены вокруг полосковой линии.

Спектры ФМР определялись либо по зависимостям мощности отраженного СВЧ P от внешнего магнитного поля $P(H)$, либо по первой производной $dP/dH(H)$ с использованием дополнительной модуляции магнитного поля. Низкочастотная (около 1 кГц) модуляция магнитного поля для измерения dP/dH применялась с помощью дополнительной катушки для переменного магнитного поля. Регистрировался демодулированный сигнал dP/dH с выхода детектора частотно-селективного синхронного усилителя на постоянное магнитное поле H .

Для охлаждения ниже комнатной температуры использовался жидкий азот. Температура образца измерялась с помощью калиброванного диода. Для получения угловой зависимости спектров ФМР и температурной зависимости амплитуды спинового тока использовался первый вариант включения образца.

При воздействии СВЧ излучения на гетероструктуру ферромагнетик/нормальный металл, в материале с сильным спин-орбитальным взаимодействием за счет обратного спинового эффекта Холла (ISHE) возникает

электрический ток [153]. Связь между спиновым \vec{j}_s^0 и электрическим \vec{j}_{ISHE} токами определяется безразмерным параметром - спиновым углом Холла θ_{SH} :

$$\vec{j}_{ISHE} = \theta_{SH} \frac{e}{\hbar} [\vec{n} \times \vec{j}_s^0] \quad (24)$$

где \vec{n} - единичный вектор в направлении потока спинового момента.

Типичный сигнал $V(H)$, возникающий на пленке SrIrO_3 , при воздействии СВЧ излучения показан на рис. 33. Баланс полного постоянного напряжения и спинового напряжения, зависящего от угла, должен быть записан как комбинация симметричной лоренцевой функции спинового напряжения и двух составляющих: антисимметричной и симметричной лоренцевой функции сигнала, вызванного анизотропным магнитосопротивлением (АМС) [154]. Внешнее магнитное поле H вращалось в плоскости подложки, чтобы отделить сигнал спиновой накачки от сигнала АМС (см. рисунок 33). В нашей геометрии угловые зависимости регистрируемого напряжения V , вклада спиновой накачки V^{SP} и напряжения V^{AMC} вклады АМС даются следующим уравнением [154, 155]:

$$V(\varphi_0) = V^{AMC} \sin 2(\varphi_0 - \psi) \sin \varphi + V^{SP} \sin^3 \varphi_0 \quad (25)$$

где φ_0 — угол между внешним магнитным полем и направлением измеряемого тока, ψ — угол между легкими осями манганита и направлением тока. Вращая внешнее поле H в плоскости подложки, мы измеряем напряжение для углов в диапазоне 180° с шагом 10° .

Напряжения V^{SP} и V^{AMC} изменяются при инверсии направления H . Поскольку паразитный вклад не меняет знак для противоположных ориентаций магнитного поля, мы используем разность сигналов с противоположными ориентациями магнитного поля, чтобы исключить этот паразитный вклад. Чтобы разделить симметричный сигнал на эффекты спиновой накачки и анизотропного магнитосопротивления, мы измерили зависимость напряжения от угла между направлениями зарядового тока и магнитного поля H (в нашем случае намагниченность параллельна H).

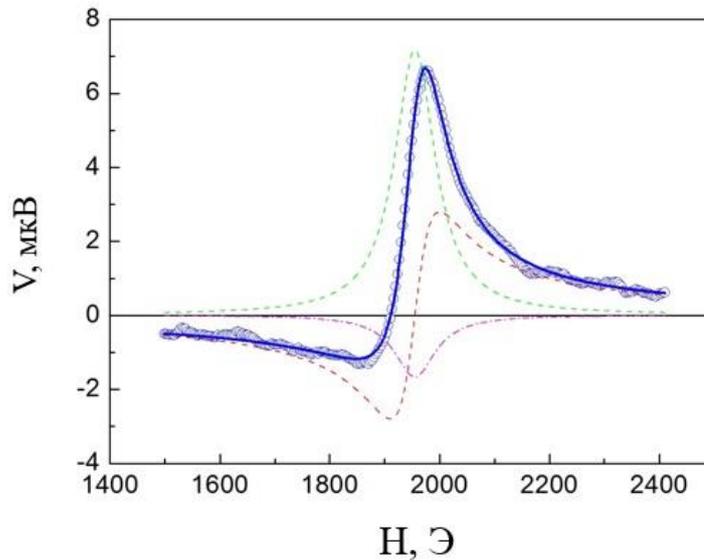


Рисунок 33. Напряжение, возникающее в гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ при изменении магнитного поля при комнатной температуре (синие точки). Штриховые зеленая и красная линии представляют симметричную и антисимметричную часть сигнала АМС, а штрихпунктирная пурпурная линия представляет сигнал от спиновой накачки. Сплошная синяя линия представляет собой сумму трех вкладов (25).

Вращая внешнее поле H в плоскости пленки, измерялось напряжение для углов в диапазоне 180 градусов с шагом 10 градусов. Подгоняя угловую зависимость формулой (25), получаем следующее соотношение между амплитудой симметричного сигнала анизотропного магнитосопротивления и сигнала спиновой накачки:

$$\frac{V^{SP}}{V^{AMC}} = 0.23 \pm 0.07 \quad (26)$$

На рисунке 34 показано, как экспериментальный отклик описывается суммой двух вкладов, обусловленных спиновым током через границу раздела и анизотропным магнитосопротивлением в $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. В ходе основных экспериментов для гетероструктуры $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NdGaO}_3$ угол между H и направлением V^{SP} фиксировался на значении $\pi/2$, что обеспечивало максимальную эффективность V^{SP} и в то же время отсутствие дополнительных напряжений,

вызванных анизотропным магнитосопротивлением. [88, 155]. Экспериментально это доказано анализом соответствующей угловой зависимости. Типичные сигналы $V^{SP}(H)$, полученные при $T = 300$ К, показаны на рисунке 34 вместе с линией ФМР, зарегистрированной в тех же условиях. Видно, что V^{SP} меняет знак при инверсии направления H , что согласуется с уравнением (25). Причем форма $V^{SP}(H)$ хорошо согласуется с кривой Лоренца.

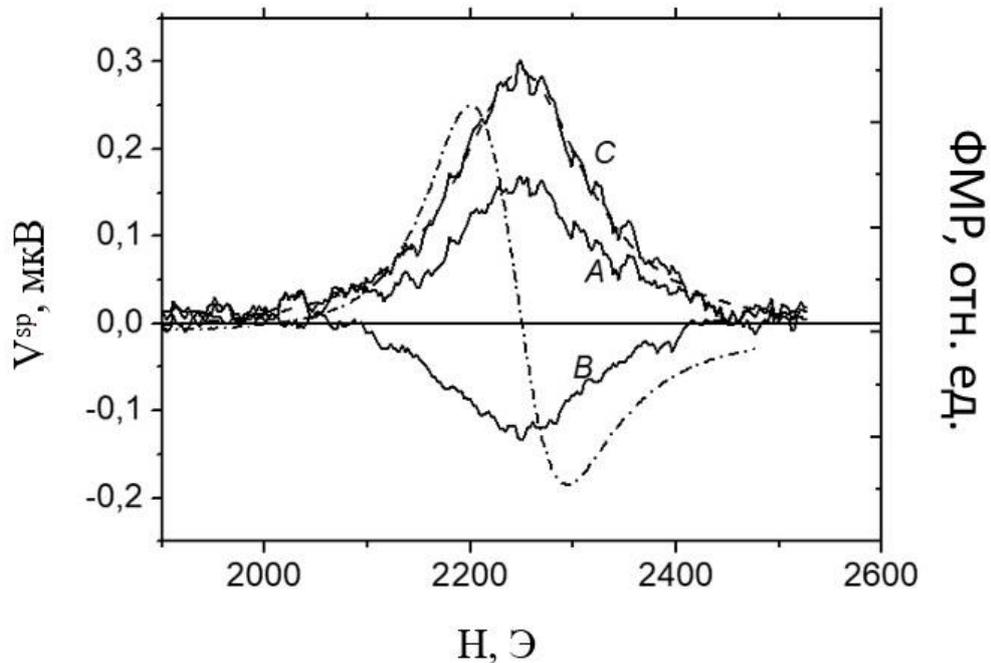


Рисунок 34 Левая шкала, сплошные кривые: сигналы спиновой накачки $U^{SP}(H)$, зарегистрированные при $T = 300$ К при противоположных направлениях магнитного поля (A, B), и их разность (C); пунктирная линия: подгонка Лоренцевой линией. Правая шкала, штрих пунктирная кривая: линия ФМР.

Спиновый ток измерялся также на гетероструктурах Pt(10нм)/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ (45нм), изготовленных напылением пленки Pt поверх эпитаксиальной пленки La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ методом магнетронного напыления. Угловые зависимости положения линии ФМР регистрировались при вращении постоянного магнитного поля H в плоскости пленки. По этим данным можно определить значение M_0 , а также параметры кристаллической (кубической) и одноосной (в плоскости) магнитной анизотропии, характерные для эпитаксиальных пленок La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ на такой подложке.

На рисунке 35 показано напряжение постоянного тока, измеренное для гетероструктуры с внешним полем, приложенным под углом 40° к оси легкой намагниченности слоя $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Для гетероструктуры $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ наблюдается резонансный рост постоянного напряжения на участке ФМР. Однако форма линии сложная: ниже резонансного поля напряжение отрицательное из-за несимметричной составляющей части сигнала анизотропного магнитосопротивления, оно меняет знак сразу под резонансным полем ФМР и имеет положительный хвост в области сильного поля. В результате полное постоянное напряжение должно быть записано как в (25).

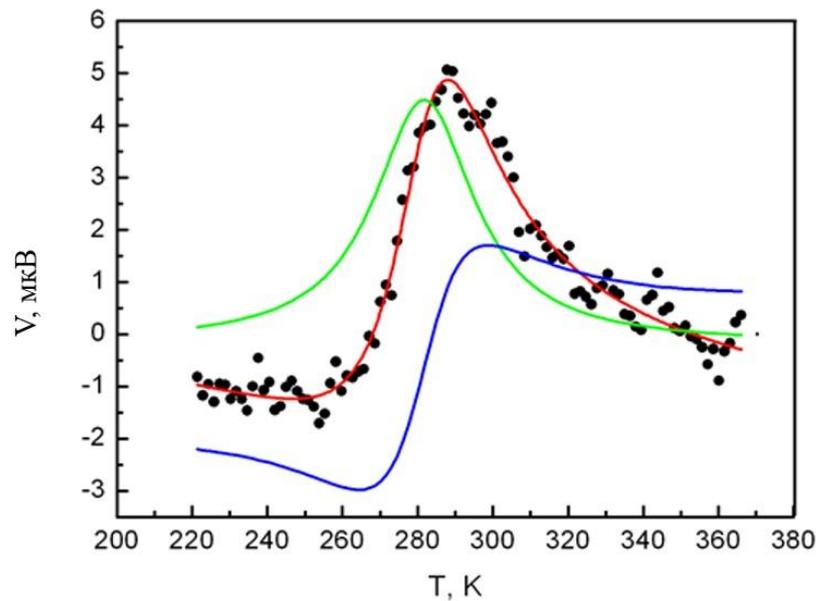


Рисунок 35. Спектр спинового тока, снимаемый при комнатной температуре при частоте $f=2.6\text{ГГц}$. Закрашенные квадраты - экспериментальные точки, красная кривая-аппроксимация лоренцевой линией и антисимметричной составляющей анизотропного магнитосопротивления, синяя кривая-антисимметричная часть анизотропного магнитосопротивления, зеленая кривая-сумма симметричной части анизотропного магнитосопротивления и сигнала чистого спинового тока.

5.2 Температурная зависимость спинового тока в гетероструктурах

Для того, чтобы отделить температурную зависимость напряжения, вызванного чистым спиновым током, от АМС составляющей напряжения, а также для того,

чтобы количественно учесть неоднородное уширение спектра напряжения, вызванного спиновым током при понижении температуры, мы воспользовались методом, изложенным в статье [148]. В результате, при учете факторов, не относящихся к генерации спинового тока, получились зависимости, показанные на рис. 35 Исходя из рисунка 36, можно сделать вывод о том, что с понижением температуры амплитуда напряжения вызванного, спиновым током в гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ в диапазоне 300 К-130 К монотонно растет. Амплитуда напряжения, вызванная спиновым током, в гетероструктуре $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, до температуры 200 К, тоже монотонно растет. Исходя из температурных зависимостей напряжения, вызванного спиновым током, можно сделать вывод о том, что, предполагая одинаковое СВЧ воздействие на ферромагнетик, величина спинового тока в обеих гетероструктурах имеет одинаковый порядок.

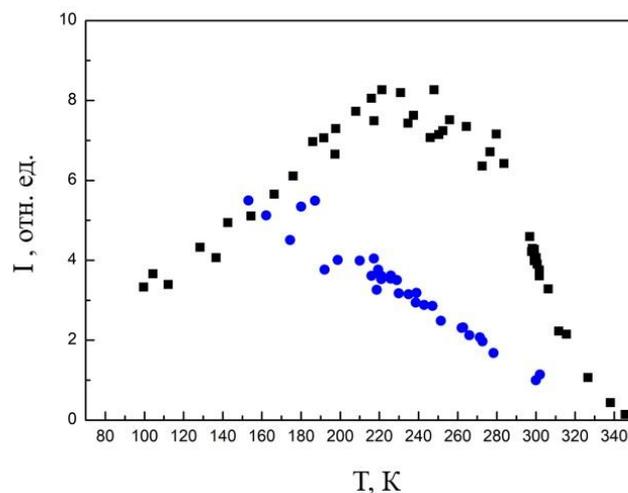


Рисунок 36. Температурная зависимость электрического тока, вызванного спиновым током при частоте 9.2 ГГц для $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -синие круги, $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -черные квадраты.

5.3 Выводы

Представлено описание установки для регистрации спинового тока на гетероструктуре, включенной в полосковую линию, что позволяет проводить

измерения в широком диапазоне частот 2-20ГГц. Приведены результаты возбуждения спинового тока в гетероструктурах на основе манганитов $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Учет напряжения, возникающего из-за анизотропного магнитосопротивления в FM-пленке, искажает форму отклика на СВЧ воздействие. Измерением угловых зависимостей отклика удастся выделить составляющую, пропорциональную спиновому току, вызванного СВЧ воздействием. Так же представлены результаты температурной зависимости спинового тока в гетероструктурах $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Исходя из анализа зависимостей отклика гетероструктуры от температуры был сделан вывод о том, что с понижением температуры амплитуда напряжения вызванного, спиновым током в гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ в диапазоне 300К-130К монотонно растет. Аналогичное поведение наблюдается в гетероструктуре $\text{Pt}/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, до температуры 160 К.

Заключение

1. Показано, что разработанная методика роста эпитаксиальных пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ нанометровой толщины на подложках $(110)\text{NdGaO}_3$ с помощью высокочастотного магнетронного распыления позволяет получить линию ферромагнитного резонанса с шириной спектра 14 Э, что соответствует мировому уровню. Технологические параметры режима напыления пленок являются следующими: $T=800$ °С, давление в режиме напыления 0.5 мбар, давление откачки $3 \cdot 10^{-7}$ мбар, соотношение $\text{Ar}/\text{O}_2=1/3$, давление кислорода при отжиге 1 атмосфера.
2. Обнаружено и подтверждено протекание спинового тока в гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, на частотах 9.6 ГГц и 2.6 ГГц в режиме ферромагнитного резонанса.
3. Обнаружено и подтверждено наличие высокопроводящего слоя на границе в структурах $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{SrIrO}_3$. Исследована температурная зависимость этих слоев.
4. Обнаружена и исследована немонотонная от толщины зависимость поля магнитной одноосной анизотропии для пленок $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, в диапазоне толщин до 150 нм. Причина немонотонного поведения связана с изменением кристаллической решетки с увеличением толщины.
5. Обнаружено и исследовано ферромагнитное упорядочение слоя SrIrO_3 в гетероструктуре $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ при температуре 60 К. Возникновение ферромагнетизма в слое SrIrO_3 обусловлено переносом электронов от Ir к Mn. Возникающая при этом избыточная концентрация носителей заряда (электронов в манганите и дырок в иридате), превышающая определенную критическую величину, способствует возникновению ферромагнитного упорядочения в иридате.
6. Обнаружено и исследовано возникновение устойчивых резистивных состояний в эпитаксиальных пленках $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$, выращенных на пьезоэлектрической

подложке $(011)_{0.79}\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_{3-0.21}\text{PbTiO}_3$, которые можно переключать электрическим полем. Эффект обусловлен растяжением эпитаксиально выращенной пленки $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ пьезоэлектрической подложкой при разных напряженностях электрического поля.

Публикации автора в журналах, входящих в перечень рецензируемых научных изданий, рекомендованных ВАК:

1. Овсянников, Г.А. Влияние напряженности, вызванной подложкой, на проводимость ферромагнитных манганитных лантан-бариевых пленок / Г.А. Овсянников, Т.А. Шайхулов, В.А. Шахунов, В.В. Демидов, Н.В. Андреев, А.Е. Пестун, В.Л. Преображенский // Физика твердого тела. –2017. – Т. 59, №11. –С. 2178-2182.

2. Шайхулов, Т.А. Затухание спиновой прецессии в гетероструктурах манганит/нормальный металл / Т.А. Шайхулов, Г.А. Овсянников // Физика твердого тела. — 2018. — Т. 60, №11. — С. 2190-2195.

3. Овсянников, Г.А. Проводимость манганитных пленок под действием напряженности, вызванной деформацией подложки / Г.А. Овсянников, Т.А. Шайхулов, В.А. Шахунов, А.А. Климов, В.Л. Преображенский, N. Tiercelin, P. Pernod // Физика твердого тела. – 2019. –Т. 61, № 9. – С. 1712-1716.

4. Шайхулов, Т.А. Магнитные и резистивные свойства гетероструктур манганит/иридат / Т.А. Шайхулов, Г.А. Овсянников, В.В. Демидов, Н.В. Андреев // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2019. –Т.156, № 1. – С. 135-139.

5. Ацаркин, В. А. Влияние намагниченности на эффективность спиновой накачки в двухслойной структуре ферромагнетик-нормальный металл / В.А. Ацаркин, В.В. Демидов, Т.А. Шайхулов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2020. – Т. 157, № 2. – С. 272-280.

6. Шайхулов, Т.А. Температурная зависимость напряжения, вызванного спиновым током в гетероструктуре манганит/иридат / Т.А. Шайхулов, К.Л. Станкевич, К.И. Константибян, В.В. Демидов, Г.А. Овсянников // Физика твердого тела. – 2021. – Т.63, № 9. – С. 1321-1324.

Публикации автора в журналах, входящих в Международные реферативные базы данных и системы цитирования Scopus и Web of Science:

7. Shaikhulov T.A. Strain effect on resistivity of $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ thin film / T.A. Shaikhulov, V.A. Shakhunov, V.V. Demidov, G.A. Ovsyannikov, N.V. Andreev, A.E. Pestun, V.L. Preobrazhensky // EPJ Web of Conferences. – 2018. – V. 185. P. 06006-06010.

8. Atsarkin V. A. Temperature dependence of pure spin current and spin-mixing conductance in the ferromagnetic—normal metal structure / V.A. Atsarkin, I.V. Borisenko, V.V. Demidov, T.A. Shaikhulov // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2018. – V. 51. – P. 245002.

9. Shcaihulov T.A. Temperature dependence of Gilbert damping in manganite/normal metal heterostructures / T.A. Shcaihulov, V.V. Demidov, I.V. Borisenko, G.A. Ovsyannikov // EPJ Web of Conferences. –2018. – V. 185. – P. 02007.

10. Ovsyannikov G.A. Resistivity of Manganite Thin Film Under Strain / G.A. Ovsyannikov, T.A. Shaikhulov, V.A. Shakhunov, V.L. Preobrazhensky, T. Mathurin, N. Tiercelin, P. Pernod // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2019. – V. 32, №9. – P. 2759–2763.

11. Atsarkin, V.A. FMR line shape effect on spin pumping in bilayer structures / V.A. Atsarkin, V.V. Demidov, T.A. Shaikhulov, G.A. Ovsyannikov // Magnetic Resonance in Solids. –2019. – V. 21. – P.19302.

12. Shaikhulov T.A. Spin current and magnetic measurements in heterostructure $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ / T.A. Shaikhulov, V.V. Demidov, K.L. Stankevich, G.A.

Ovsyannikov // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. –V. 1389, № 1. – P.1389.

13. Demidov V.V. Observation of ferromagnetism in a thin SrIrO₃ film contacting with a La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ film / V.V. Demidov, N.V. Andreev, T.A. Shaikhulov, G.A. Ovsyannikov // Journal of magnetism and magnetic material –2020. – V. 497. – P. 165979.

14. Ovsyannikov G.A. Magnetism at an iridate/manganite interface: Influence of strong spin-orbit interaction / G.A. Ovsyannikov, T.A. Shaikhulov, K.L. Stankevich, Yu. Khaydukov, N.V. Andreev // Phys. Rev. B. – 2020. – V. 102, № 14. – P. 144401.

15. Ovsyannikov G.A. Spin current and spin waves at a platinum/yttrium iron garnet interface: impact of microwave power and temperature / G.A. Ovsyannikov, K.Y. Constantinian, K.L. Stankevich, T.A. Shaikhulov, A.A. Klimov // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2021.–V.54, № 36. – P. 365002.

Публикации автора в трудах международных и российских конференций:

16. Овсянников Г.А. Влияние напряженности, вызванной подложкой, на проводимость ферромагнитных манганитных тонких пленок / Г.А. Овсянников, Т.А. Шайхулов, В.А. Шахунов, В.В. Демидов, А.А. Климов, В.Л. Преображенский, N. Tiercelin, P. Pernod P. // Нанозифика и нанозлектроника XXI Международнй симпозиум. – Труды, 2017. –Т. 1. – С. 219-220.

17. Shaikhulov T.A. Strain effect of resistivity of manganite thin film / T.A. Shaikhulov, V.A. Shakhunov, V.V. Demidov, G.A. Ovsyannikov G, N.V. Andreev, A.E. Pestun, T.A. Sviridova, V.L. Preobrazhensky // Moscow International Symposium on Magnetism Moscow. – Book of abstracts, 2017. – P. 884.

18. Shcaihulov T.A. Temperature dependence of Gilbert damping in thin manganite/normal metal bilayers / T.A. Shcaihulov, V.V. Demidov, I.V. Borisenko, G.A. Ovsyannikov // Moscow International Symposium on Magnetism Moscow. – Book of abstracts, 2017.– P. 163.

19. Шайхулов Т.А. Затухание спиновой прецессии в гетероструктурах манганит/нормальный металл / Т.А. Шайхулов, Г.А. Овсянников, В.В. Демидов // Нанofизика и нанoeлектроника XXII Международнoй симпозиум. – Труды, 2018. – Т. 1, с.279-280.

20. Шайхулов Т.А. Магнитные и резистивные свойства гетероструктуры манганит/иридат / Т.А. Шайхулов, Г.А. Овсянников, В.В. Демидов, Н.В. Андреев // 38 совещание по физике низких температур. – тезисы докладов, 2018. – С. 86-87.

21. Овсянников Г.А. Проводимость эпитаксиальных манганитных пленок под действием напряженности, вызванной подложкой / Г.А. Овсянников, Т.А. Шайхулов, В.А. Шахунов, А.А. Климов, В.Л. Преображенский, N. Tiercelin, P. Pernod // Нанofизика и нанoeлектроника XXIII Международного симпозиума. – Труды, 2019. –Т. 1. – С. 258-259.

22. Овсянников Г.А. Магнитные взаимодействия на границе оксидный ферромагнетик.ферромагнитный интерметаллид. / Г.А. Овсянников, В.В. Демидов, Т.А. Шайхулов, А.А. Климов, N. Tiercelin, P. Pernod P, С.А. Никитов С.А // Нанofизика и нанoeлектроника XXIII Международного симпозиума. – Труды, 2019. – Т. 1. –С. 256-257.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бебенин, Н. Г. Зайнуллина Р. И., Устинов В. В. Манганиты с колоссальным магнетосопротивлением // УФН. –2018. – Т. 188, № 8. – С. 801-820.
2. Pesin D., Balents L. Mott physics and band topology in materials with strong spin-orbit interaction // Nature Phys. – 2010. – Т. 6,. С. 376–381.
3. Wang F., Senthil T. Twisted Hubbard Model for Sr_2IrO_4 : Magnetism and Possible High Temperature Superconductivity // Phys. Rev. Lett. –2011. – Т. 106. – С. 136402.
4. Xiao D., Zhu W., Ran Y., Nagaosa N., Okamoto S. Interface engineering of quantum Hall effects in digital transition metal oxide heterostructures // Nature Comm. – 2011. – Т.2. – С. 596.
5. Seki T., Hasegawa Yu., Mitani S., Takahashi S., Imamura H., Maekawa S., Nitta J., Takanashi K. ., Giant spin Hall effect in perpendicularly spin-polarized FePt/Au devices // Nature Mater. –2008. –Т.7. – С. 125-129.
6. Qi X. L., Hughes T. L., Zhang S. C. Topological field theory of time-reversal invariant insulators // Phys. Rev. B. 2008. – Т. 78. – С. 95424.
7. Jin S., Tiefel T.H., McCormack M., Fastnacht R.A., Ramesh R., Chen L.H. Thousandfold Change in Resistivity in Magnetoresistive La-Ca-Mn-O Films //Science. –1994. – Т. 264, № 5157. – С. 413-415.
8. Hwang H.Y., Cheong S.W., Ong N.P., Batlogg B. Spin-Polarized Intergrain Tunneling in $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ // Phys. Rev. Lett. – 1996. –Т. 77. – С. 2041-2044.
9. Ziese M. Extrinsic magnetotransport phenomena in ferromagnetic oxides // Rep. Prog. Phys. –2002. – Т. 65, № 2. – С. 143-249.
10. Nikitov S.A., Safin A.R., Kalyabin D.V., Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Logunov M.V., Morozova M.A., Odintsov S.A., Osokin S.A., Sharaevskaya A. Yu., Sharaevsky Yu.P., Kirilyuk A.I. Dielectric magnonics: from gigahertz to terahertz // Phys. Usp. –2020. – Т. 63, №10. – С. 945–974

11. Park J.H., Vescovo E., Kim H.J., Kwon C., Ramesh R., Venkatesan T. Magnetic Properties at Surface Boundary of a Half-Metallic Ferromagnet $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ //Phys. Rev. Lett. –1998. – T. 81, № 9. – C. 1953-1956.
12. Wu Y., Suzukia Y., Ru'diger U., Yu J., Kent A. D., Nath T. K., Eom C. B. Magnetotransport and magnetic domain structure in compressively strained colossal magnetoresistance films //–1999. – APL. T. 75. –C. 2295-2297.
13. J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, Back C. H., Jungwirth T. Spin Hall effects//Rev. Mod. Phys. –2015. – T. 87.– C. 1213-1259.
14. Chumak A.V., Vasyuchka V. I., Serga A. A. et al.. Magnon spintronics// Nat. Phys. –2015. –T. 11. – C. 453–461.
15. Liu L., Pai C.-F., Li Y., Tseng H. W., Ralph D. C., Buhrman R. A. Spin-Torque Switching with the Giant Spin Hall Effect of Tantalum// Science. –2012. – T. 336, № 6081. – C. 555-558.
16. Brataas A., Tserkovnyak Y., Bauer G. E. W., Halperin B.I. Spin battery operated by ferromagnetic resonance// Phys. Rev. B. –2002. – T. 66. – C. 060404.
17. Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer G. E., W. Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers // Phys. Rev. B. –2002. – T.66. – C. 224403.
18. Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer G. E., W., Halperin B.I. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures // Rev. Mod. Phys. –2005. – T. 77, № 4.– C. 1375-1421.
19. Kajiwara Y., Takahashi S., Ohe J., Uchida K., Mizuguchi M., Umezawa H., Kawai H., Ando K., Takanashi K., Maekawa S., Saitoh E. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator // Nature. –2010. – T. 464.– C. 262-266.
20. Rezende S. M., Rodríguez-Suárez R. L., Azevedo A. Magnetic relaxation due to spin pumping in thick ferromagnetic films in contact with normal metals // Phys. Rev. B. –2013. – T. 88. – C. 014404.

21. Lim W.L., Ebrahim-Zadeh N., Owens J.C., Hentschel H. G. E., Urazhdin S. Temperature-dependent proximity magnetism in Pt//Appl. Phys. Lett. T. –2013.– T. 102, №16. – C. 162404.
22. Amamou W., Pinchuk I. V., Trout A. H., et al. Magnetic proximity effect in Pt/CoFe₂O₄ bilayers // Phys. Rev. Materials. –2018. – T. 2. – C. 011401(R).
23. Biswas A., Jeong Y. H., Growth and engineering of perovskite SrIrO₃ thin films // Current Applied Physics.–2017. – T.17, № 5. – C. 605-614.
24. Zhang L., Pang B., Chen Y. B., Chen Y., Review of Spin–Orbit Coupled Semimetal SrIrO₃ in Thin Film Form // Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences. –2018. – T. 43. – C. 367-391.
25. Bhowal S., Satpathy S., Emergent magnetism at the 3d-5d interface: SrMnO₃/SrIrO₃ // AIP Conference Proceedings. –2018. –T. 2005, № 1. – C. 020007.
26. Chappert C., Fert A.,Nguyen Van Dau F. The emergence of spin electronics in data storage // Nature Materials. –2007. – T. 6. –C. 813-823.
27. Муковский Я.М. Получение и свойства материалов с колоссальным магнетосопротивлением // Рос.хим.ж.,т. –2001. – Т.45, №5-6. –С. 32-41.
28. Изюмов Ю.А., Скрябин Ю.Н. Модель двойного обмена и уникальные свойства манганитов // УФН. –2001. – Т. 171. – С. 121-148.
29. Zhi-Hong W., Cristian G., Habermeier H.U. Uniaxial magnetic anisotropy and magnetic switching in La_{0.67}Sr_{0.33}MnO₃ thin films grown on vicinal SrTiO₃(100) // Appl. Phys. Lett. –2003. –Т. 82, № 21. – C. 3731-3733.
30. Dey P., Nathand T.K., Taraphder A. Effect of substrate-induced strain on transport and magnetic properties of epitaxial La_{0.66}Sr_{0.33}MnO₃ thin films // Appl. Phys. Lett. –2007. – T. 91, № 1. – C. 012511.
31. Julliere M. Tunneling between ferromagnetic films // Phys. Lett. A. –1975. – T.54, №3. – C. 225-226.
32. Werner R., A. Yu. Petrov, L. Alvarez Miño, R. Kleiner, D. Koelle, Davidson B. A. Improved tunneling magnetoresistance at low temperature in manganite junctions grown by molecular beam epitaxy //Appl. Phys. Lett. –2011. –Т. 98, № 16. –C. 162505.

33. Yunoki S., Dagotto E., Costamagna S., Riera J.A. Large magnetoresistance in a manganite spin tunnel junction using LaMnO₃ as the insulating barrier // *Phys. Rev. B*. –2008. –T. 78. – C. 024405.
34. Pantel D., Goetze S., Hesse D., Alexe M. Reversible electrical switching of spin polarization in multiferroic tunnel junctions // *Nature Materials*. –2012. –T. 11. –C. 289-293.
35. Mathur N.D., Burnell G., Isaac S.P., Jackson T.J., Teo B.S., MacManus-Driscoll J.L., Cohen L.F., Evetts J.E., Blamire M.G. Large low-field magnetoresistance in La_{0.7}Ca_{0.3}MnO₃ induced by artificial grain boundaries // *Nature*. –1997. –T. 387. –C. 266-268.
36. Tokura Y., Tomioka Y. Colossal magnetoresistive manganites // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. –1999. – T.200. – C. 1-23.
37. Molinari A. Magnetoelectric coupling at the La_{1-x}Sr_xMnO₃/ionic liquid interface . – Darmstadt University of Technology, 2018.
38. Anderson P. W. Antiferromagnetism. Theory of Superexchange Interaction // *Physical Review*. –1950. – T.79, № 2. –C. 350-356.
39. Zener C., Interaction between the d-Shells in the Transition Metals. II. Ferromagnetic Compounds of Manganese with Perovskite Structure // *Physical Review*. –1951. – T.82, № 3. – C. 403-405.
40. Moon S. J., Jin H., Kim K. W., Choi W. S., Lee Y. S., Yu J., Cao G., Sumi A., Funakubo H., Bernhard C., Noh T. W. Dimensionality-Controlled Insulator-Metal Transition and Correlated Metallic State in 5d Transition Metal Oxides Sr_{n+1}Ir_nO_{3n+1} (n=1, 2, and ∞) // *Phys. Rev. Lett.* –2008. – T.101. –C. 226402.
41. Witczak-Krempa W., Chen G., Kim Y.B., Balents L., Correlated Quantum Phenomena in the Strong Spin-Orbit Regime// *Annual Review of Condensed Matter Physics*. –2013. – T. 82. – C. 57-83.
42. Mattheiss L. F., Electronic structure of RuO₂, OsO₂, and IrO₂// *Phys. Rev. B*. – 1976. –T. 13, № 6. – C. 2433-2450.

43. Kim B. J., Ohsumi H., Komesu T., Sakai S., Morita T., Takagi H., Arima T. Phase-Sensitive Observation of a Spin-Orbital Mott State in Sr_2IrO_4 // *Science*. –2009. –T.323, № 5919. – C. 1329-1332.
44. Cao G., Xin Y., Alexander C. S., Crow J. E., Schlottmann P., Crawford M. K., Harlow R. L., Marshall W. Anomalous magnetic and transport behavior in the magnetic insulator $\text{Sr}_3\text{Ir}_2\text{O}_7$ // *Phys. Rev. B*. –2002. – T. 66. – C. 214412.
45. Lee P. A., Ramakrishnan T. V. Disordered electronic systems // *Rev. Mod. Phys.* –1985. – T. 57. –C. 287-337.
46. Mott N. F. Metal-insulator transitions in VO_2 , Ti_2O_3 and $\text{Ti}_{2-x}\text{V}_x\text{O}_3$ // *A Journal of Theoretical Experimental and Applied Physics*. – 1974. – T. 30, № 8. –C. 389-402.
47. Imada M., Fujimori A., Tokura Y. Metal-insulator transitions// *Rev. Mod. Phys.* –1998. –T.70. – C. 1039-1263.
48. Miranda E., Dobrosavljevic V. Reports on Progress in Physics Disorder-driven non-Fermi liquid behavior of correlated electrons // *Rep. Prog. Phys.* –2005. –T. 68. –C. 2337-2408.
49. Biswas A., Kim K-S., Jeong Y.H., Metal insulator transitions in perovskite SrIrO_3 thin films // *J. Appl. Phys.* – 2014 . – T. 116, № 21 – C. 2337-2408.
50. Groenendijk D. J., Manca N., Mattoni G., Kootstra L., Gariglio S., Huang Y., van Heumen E., Caviglia A. D., Epitaxial growth and thermodynamic stability of $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterostructures // *Appl. Phys. Lett.* – 2016. – T. 109, № 4. –C. 041906.
51. Kozuka Y., Isogami S., Masuda K., Miura Y., Das S., Fujioka J., Ohkubo T., Kasai S., Observation of Nonlinear Spin-Charge Conversion in the Thin Film of Nominally Centrosymmetric Dirac Semimetal SrIrO_3 at Room Temperature // *PHYSICAL REVIEW LETTERS*. – 2021. – T. 126. –C. 236801.
52. Kleindienst K. R., Wolff K., Schubert J., Schneider R., Fuchs D., Structural properties and anisotropic electronic transport in SrIrO_3 films // *PHYSICAL REVIEW B*. – 2018. – T. 98. –C. 115113.

53. Zhao J. G., X. Yang L., Yu Y., Li F. Y., Yu R. C., Fang Z., Chen L. C., Jin C. Q., High-pressure synthesis of orthorhombic SrIrO₃ perovskite and its positive magnetoresistance // J. Appl. Phys. – 2008. – T. 103, № 10.–C. 103706.
54. Qi X. L., Hughes T. L., Zhang S. C. Topological field theory of time-reversal invariant insulators // Phys. Rev. B. –2008. – T. 78. – C. 195424.
55. Manchon A., Koo H. C., Nitta J., Frolov S. M., Duine R. A. New perspectives for Rashba spin–orbit coupling //Nature Mater. –2015. – T.14. – C. 871-882.
56. Kittel C., Theory of the Structure of Ferromagnetic Domains in Films and Small Particles // PHYSICAL REVIEW. –1945. – T. 70, № 11. – C. 965-971.
57. Landau L.D., Lifshitz E.M. On the Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetic Bodies. // Phys. Z. Sowjetunion, –1935.– T.8. – C. 153-164.
58. Brown W. F. , Jr. Theory of the Approach to Magnetic Saturation // Phys. Rev. –1940. – T.58, № 8. – C. 736-743.
59. Guggenheim E. A. On magnetic and electrostatic energy //Proc. Roy. Soc. –1936.–T.155, № 884. – C. 49-70.
60. Van Vleck J. H. On the Anisotropy of Cubic Ferromagnetic Crystals // Phys. Rev. –1937. –T. 52. –C. 1178-1198.
61. Brooks H. Ferromagnetic Anisotropy and the Itinerant Electron Model // Phys. Rev. –1940. – T.58. – C. 909-918.
62. Dho J., Kim Y. N., Hwang Y. S., Kim J. C.,Hura N. H. Strain-induced magnetic stripe domains in La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ thin films //APL–2003.– T. 82. – C. 1434-1436.
63. Kwon C., Robson M. C., Kim K.-C., Gu J. Y., Lofland S. E., Bhagat S. M., Trajanovic Z., Rajeswari M., Venkatesan T., Kratz A. R., Gomez R. D., Ramesh R., Stress-induced effects in epitaxial (La_{0.7}Sr_{0.3})MnO₃ films // Journal of magnetism and magnetic materials –1997. – T.172, № 3.–C. 229-236.
64. Wu Y., Matsushita Y., Suzuki Y. Nanoscale magnetic-domain structure in colossal magnetoresistance islands // Phys. Rev. B. –2001. – T.64. – C. 220404(R).

65. Gilbert T., A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials //IEEE Trans. Magn. –2004. – T.40, № 6. – C. 3443-3449.
66. Demidov V.V., Ovsyannikov G.A., Petrzhik A.M., Borisenko I.V., Shadrinand A.V., Gunnarsson R. Magnetic anisotropy in strained manganite films and bicrystal junctions // J. Appl. Phys. –2013. – T, 113, № 16, – C. 163909.
67. Aronov A.G. Spin injection and polarization of excitations and nuclei in superconductors. // Zh. Eksp. Teor. Fiz. –1976. – T.71. – C. 371-376.
68. Johnson M., Silsbee R.H. Interfacial charge-spin coupling: injection and detection of spin magnetization in metals // Phys Rev Lett. –1985. –T.55, № 17, C. 1790-1793.
69. Taniyama T., Wada E., Itoh M., Yamaguchi M. Electrical and optical spin injection in ferromagnet/semiconductor heterostructures // NPG Asia Mater. –2011. –T.3. – C. 65-73.
70. Van Roy W., Van Dorpe P., Moutsnyi V., Liu Z., Borghs G., de Boeck J. Spin-injection in semiconductors: materials challenges and device aspects // Phys. Status Solidi B. –2004. – T. 241, № 7. – C. 1470-1476.
71. Dyakonov M. I., Perel V. I. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors // Phys Lett A. –1971. –T.35, № 6. –C. 459-460.
72. Dyakonov M. I. , Perel V. I. Possibility of orienting electron spins with current //JETP Lett. –1971. – T.13, № 11.–C. 467-469.
73. Hirsch J. E. Spin Hall effect // Phys. Rev. Lett. –1999. –T.83, № 9 – C. 1834-1837.
74. Rashba E. I. Side jump contribution to spin-orbit mediated Hall effects and Berry curvature//Semiconductors. –2008. –T.42, № 8. – C. 905-908.
75. Mosendz O., Pearson J. E., Fradin F. Y., Bauer G. E. W., Bader S. D., Hoffmann A. Quantifying spin Hall angles from spin pumping: experiments and theory // Phys. Rev. Lett. – 2010. –T.104. – C. 046601
76. Kato Y. K.. Observation of the spin Hall effect in semiconductors // Science. –2004. –T.306, № 5703. – C. 1910-1913.
77. Valenzuela S.O., Tinkham M. Direct electronic measurement of the spin Hall effect // Nature. –2006. –T. 442. –C. 176-179.

78. Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara G. Conversion of spin current into charge current at room temperature: inverse spin-Hall effect // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Т.88, № 18. – С. 182509.
79. Ando K., Kajiwara Y., Sasage K, Uchida K, Saitoh E. Inverse spin-Hall effect induced by spin pumping in various metals // *IEEE Trans Magn.* –2010. – Т.46. – С. 3694 - 3696.
80. Jungwirth T., Wunderlich J., Olejnik K. Spin Hall effect devices // *Nat. Mater.* –2012 –Т.11. – С. 382-390.
81. Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer GEW. Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films // *Physical Review Letters.* –2002. – Т.88. – С. 117601.
82. Büttiker M., Thomas H., Prêtre, *Zeitschrift für Physik A. Current partition in multiprobe conductors in the presence of slowly oscillating external potentials // Zeitschrift für Physik B Condensed Matter B.* –1994. –Т.94. – С. 133-137 .
83. Verhagen T.G. A., Tinkey H. N., Overweg H. C., Van Son M., Huber M., Van Ruitenbeek J. M., Aarts J. Temperature dependence of spin pumping and Gilbert damping in thin Co/Pt bilayers // *J. Phys.: Condens. Matter.* –2016. – Т.28, № 5. – С. 056004.
84. Борисенко И.В., Карпов М.А., Овсянников Г.А. Переход металл-изолятор в эпитаксиальных пленках манганитов LaMnO_3 , выращенных магнетронным распылением // *Письма в ЖТФ.* –2013. – Т.39, № 23. – С. 1-7.
85. Ando K., Kajiwara Y., Takahashi S., Maekawa S., Takemoto K., Takatsu M., Saitoh E., Angular dependence of inverse spin-Hall effect induced by spin pumping investigated in a $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ thin film // *Phys. Rev. B.* –2013. – Т.78, № 1. – С. 014413.
86. Harii K., Ando K., Inoue H. Y., Sasage K., Saitoh E., Inverse spin-Hall effect and spin pumping in metallic films // *J. Appl. Phys.* –2008. – Т.103, № 7. – С. 07F311.
87. Mosendz O., Vlaminc V., Pearson J. E., Fradin F. Y., Bauer G. E. W., Bader S. D., Hoffmann A., Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin

pumping in permalloy/normal metal bilayers // *Phys. Rev. B.* –2010. – T.82, № 21. – C. 214403.

88. Azevedo A., Vilela-Leão L. H., Rodríguez-Suárez R. L., Lacerda Santos A. F., Rezende S. M. Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment // *Phys. Rev. B.* –2011.–T.83. – C. 144402.

89. Czeschka F. D., Dreher L., Brandt M. S., Weiler M., Althammer M., Imort I.-M., Reiss G., Thomas A., Schoch W., Limmer W., Huebl H., Gross R., Goennenwein S. T. B., Scaling Behavior of the Spin Pumping Effect in Ferromagnet-Platinum Bilayers // *Phys. Rev. Lett.* –2011. – T.107, № 4. – C. 046601.

90. Nakayama H., Ando K., Harii K., Yoshino T., Takahashi R., Kajiwara Y., Uchida K., Fujikawa Y., Geometry dependence on inverse spin Hall effect induced by spin pumping in Ni₈₁Fe₁₉/Pt films // *Phys. Rev.* –2012. – T.85, № 14. – C. 144408.

91. Takahashi R., Iguchi R., Ando K., Nakayama H., Yoshino T., Saitoh E., Electrical determination of spin mixing conductance at metal/insulator interface using inverse spin Hall effect // *J. Appl. Phys.* –2012. – T.111, № 7. – C. 07C307.

92. Rezende S. M., Rodríguez-Suárez R. L., Soares M. M., Vilela-Leão L. H., Ley Domínguez D., Azevedo A., Enhanced spin pumping damping in yttrium iron garnet/Pt bilayers // *Appl. Phys. Lett.* –2013. – T.102, № 1. – C. 046601.

93. Sun Y., Chang H., Kabatek M., Young-Yeal S., Wang Z., Jantz M., Schneider W., Wu M., Montoya E., Kardasz B., Heinrich B., te Velthuis S. G. E., Schultheiss H., Hoffmann A., Damping in Yttrium Iron Garnet Nanoscale Films Capped by Platinum // *Phys. Rev. Lett.* –2013. – T.111, № 10. – C. 106601.

94. Wang H. L., Du C. H., Pu Y., Adur R., Hammel P. C., Yang F. Y., Scaling of Spin Hall Angle in 3d, 4d, and 5d Metals from Y₃Fe₅O₁₂/Metal Spin Pumping // *Phys. Rev. Lett.* –2014. – T.112, № 19. – C. 197201.

95. Obstbaum M., Härtinger M., Bauer H. G., Meier T., Swientek F., Back C. H., Woltersdorf G., Inverse spin Hall effect in Ni₈₁Fe₁₉/normal-metal bilayers // *Phys. Rev. B.* –2014. – T.89, № 6. – C. 060407.

96. Wang H., Du C., Hammel P. C., Yang F., Spin current and inverse spin Hall effect in ferromagnetic metals probed by $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ -based spin pumping // *Appl. Phys. Lett.* –2014. – T.104, № 20. – C. 202405.
97. Tanaka T., Kontani H., Naito M., Naito T., Hirashima D. S., Yamada K., noie J., Intrinsic spin Hall effect and orbital Hall effect in 4d and 5d transition metals // *Phys. Rev. B.* –2008. – T.77, № 16. – C. 165117.
98. Black W.C. Jr., Das B., Programmable logic using giant-magnetoresistance and spindependent tunneling devices // *J. Appl. Phys.* –2000.– T.87. – C. 6674-6679.
99. Ney A., Pampuch C., Koch R., Ploog K.H. Programmable computing with a single magnetoresistive element. // *Nature.* –2003. –T. 425.– C. 485-487.
100. Han X.F., Wen Z.C., Wang Y., Wang L., Wei H.X. Nano-scale patterned magnetic tunnel junction and its device applications. // *AAPPS Bulletin.* –2008. – T.18. – C.24-32.
101. Thiele C., Doërr K., Faëhler S., Schultz L., Meyer D.C., Levin A.A., Paufler P. Voltage controlled epitaxial strain in $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3(001)$ films. // *Appl. Phys. Lett.* –2005. –T.87. – C. 262502.
102. Thiele C., Doërr K., Bilani O., Roëdel J., Schultz L. Influence of strain on the magnetization and magnetoelectric effect in $\text{La}_{0.7}\text{A}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{PMN-PT}(001)$ ($\text{A}=\text{Sr,Ca}$). // *Phys. Rev. B.* –2007. –T.75. –C. 054408.
103. Zheng R.K., Wang Y., Chan HLW., Choy C.L., Luo H.S. Determination of the strain dependence of resistance in $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{PMN-PT}$ using the converse piezoelectric effect. // *Phys. Rev. B.* –2007. – T.75. – C. 212102.
104. Wang J., Hu F.X., Li R.W., Sun J.R., Shen B.G. Strong tensile strain induced charge/orbital ordering in $(001)\text{-La}_{7/8}\text{Sr}_{1/8}\text{MnO}_3$ thin film on $0.7\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-}0.3\text{PbTiO}_3$. // *Appl. Phys. Lett.* –2010. –T.96, №6. – C. 052501.
105. Kim J-Y., Yao L., van Dijken S. Coherent piezoelectric strain transfer to thick epitaxial ferromagnetic films with large lattice mismatch. // *Journal of Physics: Condensed Matter.* –2013. – T. 25, № 8. – C. 082205.

106. Sheng Z.G., Gao J., Sun Y.P. Coaction of electric field induced strain and polarization effects in $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{PMN-PT}$ structures. // *Phys. Rev. B.* –2009. – T.79. – C. 174437.
107. Rata A.D., Herklotz A., Nenkov K., Schultz L., Doërr K. (2008) Strain-induced insulator state and giant gauge factor of $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{CoO}_3$ films. // *Phys. Rev. Lett.* –2008. –T.100. – C. 076401.
108. Zheng R.K., Jiang Y., Wang Y., Chan HLW., Choy C.L., Luo H.S. Ferroelectric poling and converse-piezoelectric-effect-induced strain effects in $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ thin films grown on ferroelectric single-crystal substrates. // *Phys. Rev. B.* – 2009. – T.79. –C. 174420.
109. Biegalski M.D., Doërr K., Kim D.H., Christen H.M. Applying uniform reversible strain to epitaxial oxide films. // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – T.96, №15. – C. 151905.
110. Awschalom Xu Y. Handbook of Spintronics / Xu Y., Awschalom D.D., Nitta J. . – New York: Springer Publishing Company, 2016. – C. 1609.
111. Lou J., Liu M., Reed D., Ren Y., Sun N.X. Giant electric field tuning of magnetism in novel multiferroic FeGaB/Lead Zinc Niobate-Lead Titanate (PZN-PT) heterostructures. // *Adv. Mater.* –2009. – T.21. –C.4711-4715.
112. Liu M., Obi O., Lou J., Chen Y., Cai Z., Stoute S., Espanol M., Lew M., Situ X., Ziemer K.S., Harris V.G., Sun N.X. Giant electric field tuning of magnetic properties in multiferroic ferrite/ferroelectric heterostructures. // *Adv. Funct. Mater.* –2019. – T.19, №11. –C.1826-1831.
113. Tiercelin N., Dusch Y., Klimov A., Giordano S., Preobrazhensky V., Pernod P. Room temperature magnetoelectric memory cell using stress-mediated magnetoelastic switching in nanostructured multilayers. // *Appl. Phys. Lett.* –2011. – T.99, № 19. – C. 192507.
114. Parkes D.E., Cavill S.A., Hindmarch A.T., Wadley P., McGee F., Staddon C.R., Edmonds K.W., Champion R.P., Gallagher B.L., Rushforth A.W. Non-volatile voltage control of magnetization and magnetic domain walls in magnetostrictive epitaxial thin films. // *Appl. Phys. Lett.* –2012. – T.101, №7. – C. 072402.

115. Liu M., Lou J., Li S., Sun N.X. (2011) E-field control of exchange bias and deterministic magnetization switching in AFM/FM/FE multiferroic heterostructures. // *Adv. Funct. Mater.* – 2011. – T.21, №11. – 2011. – C. 2593.
116. Ghidini M., Pellicelli R., Prieto J.L., Moya X., Soussi J., Briscoe J., Dunn S., Mathur N.D. (2013) Non-volatile electrically-driven repeatable magnetization reversal with no applied magnetic field. // *Nat. Commun.* – 2013. – T.4, №1453. – C. 1453.
117. Parkin S.S.P., Hayashi M., Thomas L., *Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory* // *Science.* – 2008. – T.320, №1453. – C. 190-194.
118. Dho J., Hur N.H. Thickness dependence of perpendicular magnetic anisotropy in $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ films on LaAlO_3 // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* –2007.– T.318.– C. 23-27.
119. Bakaul S. R., Lin W., Wu T. Evolution of magnetic bubble domains in manganite films // *APL.* –2011– T.82, № 99. – C. 042503.
120. Hehn M., Padovani S., Ounadjela K., Bucher J. P., Nanoscale magnetic domain structures in epitaxial cobalt films // *Phys. Rev. B.* –1996.– T.54, № 5. – C. 3428-3433.
121. Zhang Y., Liu J., Dong Y., Wu S., Zhang J., Wang J., Lu J., Rückriegel A., Wang H., Duine R., Yu H., Luo Z., Shen K., Zhang J., Strain-Driven Dzyaloshinskii-Moriya Interaction for Room-Temperature Magnetic Skyrmions // *P.R.L.* –2021– T.127, № 11. – C. 117204.
122. Lan D., fan Chen P., Liu C., han Wu X., Yang P., Yu X., Ding J., Chen J., Chow G. M., Interfacial control of domain structure and magnetic anisotropy in $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ manganite heterostructures // *P.R.B.* –2021. – T.104.– C. 125423.
123. Chaluvadi S.K., Ajejas F., Orgiani P., Lebargy S., Minj A., Flament S., Camarero J., Perna P., M'échin L. Epitaxial strain and thickness dependent structural, electrical and magnetic properties of $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ films// *J. Phys. D: Appl. Phys.* –2020. – T.53, № 37. – C. 375005.
124. Овсянников Г.А., Шайхулов Т.А., Шахунов В.А., Демидов В.В., Андреев Н.В., Пестун А.Е., Преображенский В.Л. Влияние напряженности, вызванной

подложкой, на проводимость ферромагнитных манганитных лантан-бариевых пленок // ФТТ. – 2017. – Т. 59, № 11. – С. 2178-2182.

125. Ovsyannikov G.A., Shaikhulov T.A., Shakhunov V.A., Preobrazhensky V.L., Mathurin T., Tiercelin N., Pernod P. Resistivity of Manganite Thin Film Under Strain // J. Superconduct. Nov. Magn. –2019. – Т. 32. – С. 2759–2763.

126. Wang F., Luo L., Zhou D., Wang F., Luo L., Zhou D. Complete set of elastic, dielectric, and piezoelectric constants of orthorhombic $0.71\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ – 0.29PbTiO_3 single crystal // Appl. Phys. Lett. –2007, – Т. 90, № 21. – С. 212903.

127. Zhang J., Tanaka H., Kanki T., Choi J.H., Kawai T. Strain effect and the phase diagram of $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ thin films // Phys. Rev. B. –2001. – Т. 64. – С. 184404.

128. Bebenin N.G., Zainullina R.I., Mashkautsan V.V., Ustinov V.V., Mukovskii Ya.M. Electronic transport in ferromagnetic $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ single-crystal manganites // Phys. Rev. B. –2004. – Т. 69. – С. 104434.

129. Lu Y., Klein J., Hofener C., Wiedenhorst B., Philipp J.B., Herbstritt F., Marx A., Alff L., Gross R. Magnetoresistance of coherently strained $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{SrTiO}_3$ superlattices // Phys. Rev. B. – 2000. –Т. 62, № 23. – С. 15806.

130. Chen Y., Ueland B.G., Lynn J.W., Bychkov G.L., Barilo S.N., Mukovskii Y.M. Polaron formation in the optimally doped ferromagnetic manganites $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ and $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ // Phys. Rev. B. –2008. – Т. 78. –С. 212301.

131. Tsui F., Smoak M.C., Nath T.K., Eom C.B. Strain-dependent magnetic phase diagram of epitaxial $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ thin films // Appl. Phys. Lett. –2000. – Т. 76, № 17. – С. 2421-2423.

132. Millis A.J., Darling T., Migliori A. Quantifying strain dependence in “colossal” magnetoresistance manganites // J. Appl. Phys. –1998. – Т. 83, № 3. – С. 1588-1591.

133. Iurchuk V., Doudin B., Kundys B., Multistate D. Multistate nonvolatile straintronics controlled by a lateral electric field // J. Phys.: Condens. Matter. –2014. –Т. 26. –С. 292202.

134. Lee Y., Q.Liu Z., Heron J.T., Clarkson J.D., Hong J., Ko C., Biegalski M.D., Aschauer U., Hsu S.L., Nowakowski M.E., Wu J., Christen H. M., Salahuddin S., Bokor J.B., Spaldin N.A., Schlom D.G., Ramesh R. Large resistivity modulation in mixed-phase metallic systems // Nature Commun. –2015. – Т. 6. –С. 5959. .
135. Yang Y., Luo Z.L., Yang M.M., Huang H., Wang H., Bao J., Pan G., Gao C., Hao Q., Wang S., Jokubaitis M., Zhang W., Xiao G., Yao Y., Liu Y., Li X.G. Piezo-strain induced non-volatile resistance states in (011)- $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3/0.7\text{Pb}(\text{Mg}_{2/3}\text{Nb}_{1/3})\text{O}_3-0.3\text{PbTiO}_3$ epitaxial heterostructures // Appl. Phys. Lett. –2013. –Т.102, № 3. – С. 33501.
136. Ju H.L., Gopalakrishnan J., Peng J.L., Li Q., Xiong G.C., Venkatesan T., Greene R.L. Dependence of giant magnetoresistance on oxygen stoichiometry and magnetization in polycrystalline $\text{La}_{0.67}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_z$ // Phys. Rev. B. –1995. – Т. 51. – С. 6143.
137. Rogacki K., Xiong X., Klamut P.W., Dybzinski R., Shaffer J., Jorgensen J.D., Dabrowski B. Synthesis and properties of the vacancy-free $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ //Phys. Rev. B. –1998. – Т. 58, № 5. С. 2716.
138. Ju H.L., Nam Y.S., Lee J.E., Shin H.S. Anomalous magnetic properties and magnetic phase diagram of $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ // J. Magn. Magn. Mater. –2000. – Т.219, № 1. – С. 1-8.
139. Yuan S.L., Xiong C.S., Li Z.Y., Xia Z.C., Zhang G.Q., Peng G., Tu F., Yang Y.P., Liu J., Liu L., Xiong Y.H.. Phase separation and insulator-metal behaviour in highly Ba^{2+} -doped $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ compounds // J. Phys.: Condens. Matter. –2002. – Т. 14, № 2. – С. 173- 179.
140. Демин Р.В., Королева Л.И., Муминов А.З., Муковский Я.М. Гигантская объемная магнитострикция и колоссальное магнитосопротивление при комнатных температурах в $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ // ФТТ. –2006. –Т. 48, № 2. – С. 305-308.
141. Nan T.X., Zhou Z.Y., Lou J., Liu M., Yang X., Gao Y., Rand S., Sun N.X. Voltage impulse induced bistable magnetization switching in multiferroic heterostructures // Appl. Phys. Lett. –2012. –Т. 100, № 13. – С. 132409.

142. Wu T., Zhao P., Bao M., Bur A., Hockel J.L., Wong K., Mohanchandra K.P., Lynch C.S., Carman G.P. Domain engineered switchable strain states in ferroelectric (011) $[\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3]_{(1-x)}\text{-}[\text{PbTiO}_3]_x$ (PMN-PT, $x \approx 0.32$) single crystals // J. Appl. Phys. –2011. – Т. 109 № 12. – С. 124101.
143. Zhou W., Xiong Y., Zhang Z., Wang D., Tan W., Cao O., Qian Z., Du Y. Multilevel Resistance Switching Memory in $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3/0.7\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-}0.3\text{PbTiO}_3$ (011) Heterostructure by Combined Straintronics-Spintronics // ACS Appl. Mater. Interface. –2016. – Т. 8, № 8. – С. 5424–5431.
144. Zheng R.K., Jiang Y., Wang Y., Chan H.L.W. Choy C.L., Luo H.S. Ferroelectric poling and converse-piezoelectric-effect-induced strain effects in $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ thin films grown on ferroelectric single-crystal substrates // Phys. Rev. B. –2009. – Т. 79. – С. 174420.
145. Dagotto E. Complexity in Strongly Correlated Electronic Systems // Science. – 2005. –Т.309, № 5732– С. 257-262.
146. Thiel S., Hammer G., Schmehl A., Schneider C.W., Mannhart J. Tunable Quasi-Two-Dimensional Electron Gases in Oxide Heterostructures // Science. –2006. – Т.313, № 5795 –С. 1942-1945.
147. Bhowal S., Satpathy S., Emergent magnetism at the 3d-5d interface: $\text{SrMnO}_3/\text{SrIrO}_3$ // AIP Conference Proceedings. – 2005. – Т. 2005, №1. – С. 020007.
148. Ацаркин В.А., Демидов В.В., Шайхулов Т.А. Влияние намагниченности на эффективность спиновой накачки в двухслойной структуре ферромагнетик/нормальный металл //ЖЭТФ. – 2020.–Т.157, №2. – С. 272-280.
149. Demidov V.V., Andreev N.V., Shaikhulov T.A., Ovsyannikov G.A. Observation of ferromagnetism in a thin SrIrO_3 film contacting with a $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ film // JMMM . –2020.–Т.497. –С. 165979.
150. Demidov V. V. Ovsyannikov G. A. Temperature dependence of interlayer exchange interaction in $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{SrRuO}_3$ heterostructure// Journal of Applied Physics. –2017.– Т.122, № 1. – С. 013902.

151. Kreines N.M., Kholin D.I., Demokritov S.O., The interlayer exchange interaction in multilayer magnetic systems Fe/Cr/Fe // *Low Temperature Physics* . –2012.–T.38, №9. – C. 826–834.
152. Atsarkin V. A., Demidov V. V. Magnetic-field-controlled phase separation in manganites: Electron magnetic resonance study // *JETP*. –2006. –T.103, № 4. –C. 589-596.
153. Atsarkin V.A., Borisenko I.V., Demidov V.V., Shaikhulov T.A. Temperature dependence of pure spin current and spin-mixing conductance in the ferromagnetic—normal metal structure // *J. Phys. D: Appl. Phys.* –2018.–№ 51.– C.245002.
154. Ovsyannikov G.A., Shaikhulov T.A., Stankevich K.L., Khaydukov Yu., Andreev N.V. Magnetism at an iridate/manganite interface: Influence of strong spin-orbit interaction // *PHYSICAL REVIEW B*. – 2020. – T. 102. – C. 144401.
155. Atsarkin V. A., Sorokin B. V., Borisenko I. V., Demidov V. V., Ovsyannikov G. A. Resonance spin–charge phenomena and mechanism of magnetoresistance anisotropy in manganite/metal bilayer structures // *J. Phys. D*–2016. –№ 49. – C. 125003.