

На правах рукописи



**ФОШИН Вадим Анатольевич**

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ  
ЯВЛЕНИЯ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ  
СИСТЕМАХ  $\text{Co}/\text{CoO}$ ,  $(\text{CoFeB}-\text{SiO}_2)/\text{ZnO}$ ,  $\text{ZnO}/\text{C}$**

Специальность: 1.3.8. Физика конденсированного состояния

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Воронеж – 2025

Работа выполнена в федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Воронежский государственный технический университет»

Научный руководитель: **Калинин Юрий Егорович**, доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры твердотельной электроники ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет»

Официальные оппоненты: **Дорохин Михаил Владимирович**, доктор физико-математических наук, доцент, ведущий научный сотрудник научно-исследовательского физико-технического института ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

**Голощاپов Дмитрий Леонидович**, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики твердого тела и наноструктур ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет»

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина» Республика Коми, г. Сыктывкар

Защита состоится «21» октября 2025 года в 15<sup>00</sup> часов в конференц-зале на заседании диссертационного совета 24.2.286.01, созданного на базе ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет», по адресу: г. Воронеж, Московский просп., 14, ауд. 216.

С диссертацией можно ознакомиться в научно-технической библиотеке ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет» и на сайте <https://cchgeu.ru>.

Автореферат разослан «08» июля 2025 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  Стогней Олег Владимирович

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы исследования

В текущем столетии стремительно развиваются исследования физических явлений в наноструктурированных материалах, яркими представителями которых являются твердые гетерогенные тела с неоднородностями структуры нанометрового масштаба. Устройства электронной техники, изготавливаемые из наноматериалов должны обладать рядом преимуществ: малые габариты, управляющие напряжения и времена срабатывания. Для таких систем характерно проявление нелинейных свойств в чрезвычайно малых внешних полях, изменение температур фазовых превращений, проявление новых механизмов транспорта электрических зарядов (электропроводности, термоэдс, магнитосопротивления, магнитной термоэдс) и др. Существует два подхода к изготовлению низкоразмерных структур конденсированной твердотельной среды, размеры которых не превышают нескольких нанометров. Во-первых, можно путем улучшения технологических приемов добиваться сверхвысокого разрешения при обработке поверхности, т.е. все более уменьшать и уменьшать размеры объектов, из которых формируются микроскопические структуры. В основном вся технология микроэлектроники 20-го века развивалась по этому пути. Или измельчать макроскопические объекты до наноразмерных частиц, из которых по керамической технологии создавать гетерогенные наноструктурированные материалы.

Во-вторых, можно использовать физические закономерности роста наноструктур из отдельных атомов, когда нужные структуры «вырастают» сами (эффект самоорганизации). Наука только подошла к разработке такого, несомненно, более перспективного, подхода и исследованию физических свойств подобных наноструктур, к числу которых относятся нанокompозиты и многослойные наноструктуры. На них уже удалось получить ряд замечательных в практическом отношении результатов: прежде всего, это гигантский магниторезистивный эффект (заметное влияние внешнего магнитного поля на величину электрического сопротивления). На основе данного эффекта ряд фирм уже разрабатывает магниторезистивные запоминающие устройства, проектирует спиновые процессоры, матричные сенсорные системы и другие элементы электронной техники.

Актуальность темы исследования заключается в том, что установленные закономерности создают возможности для получения принципиально новых параметров и расширения диапазона рабочих характеристик уже открытых, в том числе нелинейных свойств материалов за счет использования регулируемого изменения их микро- и наноструктуры в виде изменения химического состава, размера и топологии расположения атомов или молекулярных кластеров на расстоянии в несколько нанометров. Физической основой таких явлений является проявление квантово-размерных закономерностей и превалирующее влияние поверхности на свойства наноструктурированных материалов.

**Цель работы:** установление основных закономерностей влияния морфологии, толщины слоев и других факторов на электрические и магниторезистивные явления в тонкопленочных гетероструктурах  $\text{Co}/\text{CoO}$ ,  $(\text{CoFeB-SiO}_2)/\text{ZnO}$ ,  $\text{ZnO}/\text{C}$ .

Для реализации поставленной цели были сформулированы следующие **основные задачи диссертации:**

1. Синтезировать лабораторные образцы новых тонкопленочных магнитных нанокompозитов и многослойных гетероструктур различного состава, толщины, морфологии и провести их аттестацию:

- 1.1. Нанокompозиты  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_n(\text{SiO}_2)_{100-n}$ ,  $\text{Co}_n\text{CoO}_{100-n}$ ;

1.2. Многослойные гетероструктуры  $(\text{CoFeB-SiO}_2)/\text{ZnO}$ ,  $\text{Co/CoO}$ ,  $\text{ZnO/C}$ ;

2. Выявить квантовые механизмы электрической проводимости в синтезированных магнитных нанокомпозитах и многослойных гетероструктурах различного состава и морфологии в условиях слабых электрических полей;

3. Установить особенности концентрационных и температурных зависимостей магнитосопротивления в окрестностях перколяционного перехода;

4. Сопоставить результаты экспериментальных исследований электрических и магниторезистивных свойств с существующими теоретическими моделями.

**Объектом исследования** являются тонкие пленки  $\text{Co/CoO}$ ,  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_n(\text{SiO}_2)_{100-n}$ ,  $(\text{CoFeB-SiO}_2)/\text{ZnO}$ ,  $\text{ZnO/C}$ .

#### **Научная новизна работы**

1. Методом ионно-лучевого распыления составной мишени в атмосфере Ar и атмосфере  $(\text{Ar} + \text{O}_2)$  были синтезированы нанокompозиты  $\text{Co}_n(\text{CoO})_{100-n}$ . На основании анализа концентрационных зависимостей удельного электрического сопротивления и термоэдс установлено, что полученные системы являются перколяционными. Показано, что введение в распылительную камеру кислорода смещает положение порога протекания в сторону меньших концентраций металлической фазы, что связывается с особенностями морфологии пленок, когда малые металлические наночастицы Co расположены на границах крупных частиц CoO, а также уменьшением размера включений металлической фазы.

2. Для составов нанокompозитов  $\text{Co}_n(\text{CoO})_{100-n}$  вблизи порога перколяции на диэлектрической стороне наблюдается отрицательное туннельное MC с гистерезисом, который коррелирует с магнитным гистерезисом на петлях намагниченности. Природа магнитного гистерезиса ансамбля наночастиц Co при столь малом содержании кобальта связывается как с морфологией образцов, так и с возможным усилением магнитной анизотропии вблизи интерфейса  $\text{Co/CoO}$  из-за эффекта магнитной близости.

3. Методом ионно-лучевого распыления двух мишеней (составной  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  с навесками  $\text{SiO}_2$  и керамической  $\text{ZnO}$ ) синтезированы многослойные гетероструктуры  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$ , (где 50 – число слоев в пленке). Комплексное исследование структурных, электрических, магниторезистивных свойств многослойных гетероструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  показало зависимость этих свойств от толщины полупроводниковых прослоек ZnO.

4. Показано, что температурная зависимость удельного электрического сопротивления нанокompозитов  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$ , полученных на вращающуюся подложку, описывается законом прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка Эфроса–Шкловского  $\ll 1/2 \gg$ . Для многослойных гетероструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  температурная зависимость удельного электрического сопротивления в диапазоне температур 80 – 280 К подчиняется закону Мотта  $\ll 1/4 \gg$ , характерному для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми. Установлено, что плотность электронных состояний на уровне Ферми нелинейно растет с увеличением толщины полупроводниковых прослоек ZnO.

#### **Практическая значимость работы**

1. Практическая значимость данной работы заключается в том, что полученные в работе режимы получения гетерогенных нанокompозитов и многослойных наноструктур могут быть использованы при использовании результатов работы на промышленных предприятиях.

2. Предложена методика повышения магниторезистивных свойств нанокomпозиционных материалов ферромагнетик–диэлектрик путем введения в него полупроводниковой прослойки оксида цинка и отработаны режимы синтеза для структуры  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$ .

#### **Научные положения, выносимые на защиту**

1. Ионно-лучевое распыление составной мишени Co + CoO позволяет синтезировать нанокomпозиты  $\text{Co}_n(\text{CoO})_{100-n}$ , представляющие собой перколяционные системы с порогом протекания, положение которого смещается в сторону меньших концентраций металлической фазы кобальта при добавлении кислорода в распылительную камеру.

2. Магнитосопротивление многослойных гетероструктур  $(\text{Co}/\text{CoO})_{60}$  до порога протекания определяется механизмом спин-зависимого туннелирования между гранулами и кластерами металлического кобальта, а за порогом конкурирующими вкладками анизотропного магнитосопротивления перколяционной сеткой ферромагнитного кобальта и лоренцева магнитосопротивления.

3. При введение полупроводниковых прослоек ZnO толщиной порядка 2 нм в нанокomпозит  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  приводит к смене температурной зависимости в диапазоне температур 80 – 280 К от закона «1/2» (Эфроса–Шкловского) для нанокomпозита к закону «1/4» (Мотта) для многослойных гетероструктур, характерному для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми.

4. В многослойных  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  гетероструктурах обнаружено усиление магнитосопротивления при толщине полупроводниковых прослоек около 2 нм.

5. При толщине полупроводниковых прослоек около 4 нм в многослойных гетероструктурах  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  наблюдается высокочастотная магнитная проницаемость и снижение магнитосопротивления до нулевого значения.

#### **Достоверность**

Основные результаты и выводы диссертации были сделаны на основе анализа экспериментальных данных, полученных на достаточно большом количестве исследованных образцов, что подтверждает надежность полученных результатов. Достоверность полученных экспериментальных данных подтверждается их воспроизводимостью и использованием надежных и проверенных методик. Анализ экспериментальных данных проводился на основе большого количества литературных данных с использованием современных моделей и теоретических подходов. Всё перечисленное подтверждает достоверность полученных результатов и выводов диссертации.

#### **Апробация работы**

Результаты диссертации представлялись на следующих Международных и Российских конференциях: 65 Научно-техническая конференция профессорско-преподавательского состава, сотрудников, аспирантов и студентов ВГТУ (Воронеж, апрель 2025 г.). Новое в магнетизме и магнитных материалах (НМММ – 2024) (Москва, июль 2024 г.). 64 Научно-техническая конференция профессорско-преподавательского состава, сотрудников, аспирантов и студентов ВГТУ (Воронеж, апрель 2024 г.). 63 Научно-техническая конференция профессорско-преподавательского состава, сотрудников, аспирантов и студентов ВГТУ (Воронеж, апрель 2023 г.). X Международная научная конференция «Актуальные проблемы физики твердого тела» (Минск, май 2023 г.). Самаркандский международный симпозиум по магнетизму (Самарканд, июль 2023 г.). 62 Научно-техническая конференция профессорско-преподавательского состава, сотрудников, аспирантов и студентов (Воро-

неж, апрель 2022 г.). 60 Отчетная научно-техническая конференции профессорско-преподавательского состава, сотрудников, аспирантов и студентов (Воронеж, апрель 2020 г.). VII Международная конференция молодых ученых по физике, технологиям, инновациям, ФТИ 2020 (Екатеринбург, май 2020 г.).

#### **Личный вклад автора**

Автор принимал участие в получении и аттестации исследуемых образцов, организации и проведении экспериментов, обработке и анализе полученных результатов. Экспериментальные данные по исследованию структуры, электрических, магнитных, магниторезистивных свойств тонкопленочных гетерогенных систем, представленных в диссертации, получены автором лично.

#### **Связь работы с научными программами и проектами**

В основу диссертации положены результаты исследований по следующим научно-исследовательским программам и проектам:

– проект «Нелинейные явления в функциональных и конструкционных гетеро-структурах на основе оксидных систем» в рамках базовой части государственного задания (проект № FZGM–2020–0007, 2020 – 2022 гг.).

– проект «Твердотельные гетерогенные среды конструкционного и функционального назначения» в рамках базовой части государственного задания (проект № FZGM–2023–0006, 2023 – 2025 гг.).

#### **Публикации**

По теме диссертации опубликовано 21 научная работа, 3 работы в изданиях, рекомендованных ВАК РФ и 5 работ, индексируемых в международных базах Scopus (WoS). Обсуждение полученных результатов и подготовка работ к печати проводились при участии доктора физико-математических наук, профессора Калинина Юрия Егоровича, доктора физико-математических наук, профессора Ситникова Александра Викторовича, кандидата физико-математических наук, доцента Макагонова Владимира Анатольевича.

#### **Объем и структура работы**

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, списка литературы из 171 наименования. Основная часть работы изложена на 135 страницах, содержит 66 рисунков и 3 таблицы.

### **ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

**Во введении** обоснована актуальность работы, сформулированы цели и задачи исследования, отмечена научная новизна и практическая значимость диссертационного исследования, приведены положения, выносимые на защиту, обосновывается достоверность полученных результатов, приводятся сведения об апробации работы, количестве публикаций, структуре и объеме диссертации.

**В первой главе** выполнен обзор литературных данных по теме диссертации. Представлены краткие сведения о нанокompозитах и многослойных наноструктурах и их свойствах, а также кратко проведён обзор механизмов электропереноса, гигантского и туннельного магнитосопротивления нанокompозитов и многослойных гетерогенных структур.

**Во второй главе** описаны способ получения, методы аттестации образцов и экспериментальные методы исследования структуры, электрических, магнитных и магниторезистивных свойств гетерогенных структур.

Измерение общей толщины полученных структур проводилось с помощью растровой электронной микроскопии скола образца (Tescan Mira 3) и с помощью интерферометра МИИ-4. Определение толщины одного бислоя осуществлялось на основе просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) поперечного среза образца

(Hitachi HT7700) и данных малоугловой рентгеновской рефлектометрии (Bruker D2 Phaser). Исследование морфологии и фазового состава структур проводилось на рентгеновском дифрактометре Bruker D2 Phaser в Cu K $\alpha$  излучении.

Электрическое сопротивление образцов измерялось по 4-х проводной схеме на постоянном токе. Измерение термоэда проводились дифференциальным методом. Температурные зависимости сопротивления в интервале 80 – 280 К измерялись с использованием проточного криостата. Магниторезистивный эффект исследовался по 4-х проводной схеме на постоянном токе при помещении образца в поле электромагнитов и изменении напряжённости магнитного поля в интервале 0 –  $\pm 9$  кЭ. Зависимости электрического сопротивления от величины внешнего магнитного поля изучались при различных взаимных ориентациях поля электрического тока, а также плоскости пленки. Для определения комплексной магнитной проницаемости использовался резонансный метод, в котором измерения проводились с помощью измерителя добротности Е9–5А на частоте 50 МГц.

В исследованиях применялся вибрационный магнитометр модели Lake Shore 7404 VSM (кафедра магнетизма МГУ). Изображения локальной намагниченности были получены с использованием микроскопа NEOARK Neomagnesia Lite ВН–753 с возможностью изучения меридионального магнитооптического эффекта Керра. Петли магнитного гистерезиса в диапазоне температур 2 – 300 К были получены с помощью вибрационного магнитометра Cryogen Free Measurement System (группа магнитных и спиновых логических процессов, и устройств ФИЦ ПХФ И МХ РАН).

**Третья глава** посвящена изучению структуры тонкопленочных гетероструктур. Картины дифракции рентгеновских лучей от наноконпозитов Co<sub>n</sub>(CoO)<sub>100-n</sub>, полученных при напылении из составной мишени в атмосфере Ar и атмосфере Ar + O<sub>2</sub> (98 % Ar + 2 % O<sub>2</sub>) показали, что полученные пленки состоят из текстурированных кубических фаз оксида кобальта CoO (пространственная группа *Fm-3m*) и металлического кобальта (пространственная группа *Fm-3m*) представлены в разделе 3.1. Присутствие кубической модификации фазы Co, которая является нестабильной при комнатной температуре, может быть связано как с фазовым размерным эффектом, так и с примесной природой наблюдаемой аномальной фазы.

Из оценок среднего размера областей когерентного рассеяния (ОКР), проведенных по формуле Шеррера и приведенных на рис. 1, следует, что с ростом содержания фазы металлического кобальта размер зерен CoO уменьшается, а Co – растет.

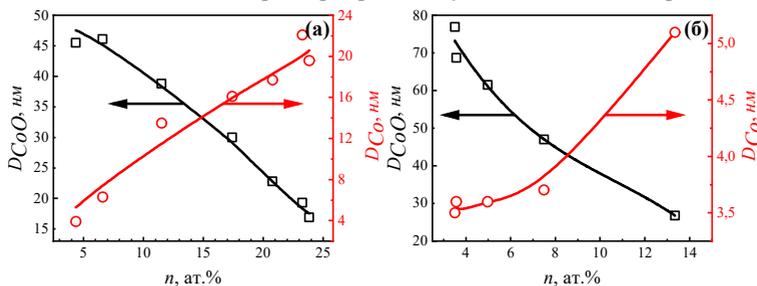


Рис. 1 – Средний размер ОКР Co и CoO, для наноконпозитов Co<sub>n</sub>(CoO)<sub>100-n</sub>, полученных в атмосфере Ar (а) и атмосфере Ar + O<sub>2</sub> (б)

Добавление O<sub>2</sub> при напылении приводит к уменьшению размеров зерен Co и росту зерен CoO. Средние размеры ОКР CoO изменяются в пределах от 15 до 80 нм. Для Co не превышают 20 нм для наноконпозитов, напыленных в атмосфере Ar и 5,5 нм

для нанокompозитов, напыленных в атмосфере Ar + O<sub>2</sub>. На рис. 2 представлены результаты просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) нанокompозита Co<sub>14</sub>(CoO)<sub>86</sub>, полученного при распылении и осаждении в атмосфере Ar на подложку NaCl, которые подтвердили выводы о наличии двух фаз (Co и CoO) (рис. 2).

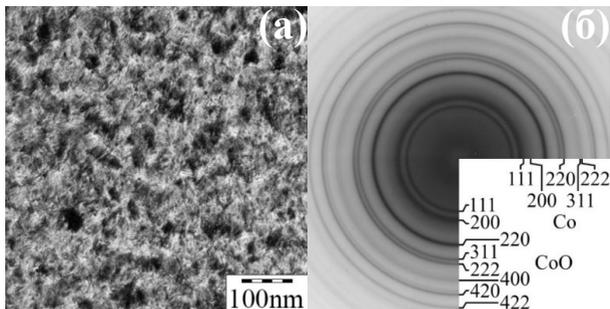


Рис. 2 – Светлопольное (а) ПЭМ изображение, а также фрагмент картины электронной дифракции от нанокompозита Co<sub>14</sub>(CoO)<sub>86</sub>(б), сконденсированного на подложке NaCl в атмосфере Ar

В разделе 3.2 рассмотрена структура многослойных гетероструктур (Co/CoO)<sub>60</sub>.

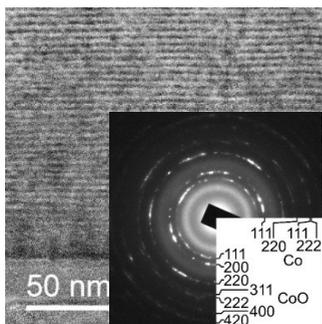


Рис. 3 – Светлопольное ПЭМ изображение поперечного сечения и электронограмма (вставка) от многослойной гетероструктуры (Co/CoO)<sub>60</sub>  $h_{Co} \approx 0,7$  nm)

Из анализа картин малоугловой дифракции установлено, что в тонких пленках (Co/CoO)<sub>60</sub> наблюдается слоистая структура, в которой толщина бислоя изменялась от 2,6 до 3,8 nm (значение толщины монослоя Co изменялось от 0,2 до 1,4 nm, а CoO составило  $\approx 2,4$  nm). Для всех многослойных гетероструктур в области углов 30 – 80° наблюдаются ярко выраженные пики кубического CoO (111) и CoO (222), что указывает на сильную одноосную текстуру с осью <111>. Исследования структуры методами ПЭМ подтвердили формирование прослоек Co и многослойной структуры (рис. 3). Значения толщин прослоек Co и CoO, полученные из изображений ПЭМ для исследуемой многослойной гетероструктуры, согласуются с результатами, полученными из картин дифракции рентгеновских лучей в области малых

брэгговских углов. В разделе 3.3 рассмотрена структура многослойных гетероструктур  $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}]/[ZnO]\}_{50}$ . Рентгеновская дифракция в области малых углов Брэгга ( $2\theta = 1 - 7^\circ$ ) выявила наличие дифракционных максимумов во всех исследованных гетероструктурах  $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}]/[ZnO]\}_{50}$ .

Следует отметить, что для референтных нанокompозитов (Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>)<sub>34</sub>(SiO<sub>2</sub>)<sub>66</sub> и пленок ZnO, полученных осаждением на вращающуюся подложку, максимумы в указанном диапазоне отсутствуют. Анализ рентгенограмм показал, что слои нанокompозита в многослойных гетероструктурах, так же, как и референтного нанокompозита (Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>)<sub>34</sub>(SiO<sub>2</sub>)<sub>66</sub>, имеют аморфную структуру, а прослойки ZnO имеют гексагональную кристаллическую структуру с группой симметрии *P63mc*.

Дифракционные исследования с использованием ПЭМ подтвердили аморфную структуру составляющих слоев пленки при малой толщине прослоек ZnO (вставка к

рис. 4), а микрофотографии поперечного сечения системы  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  – образование нанокompозитных прослоек  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  и многослойной гетероструктуры (рис. 4).

В разделе 3.4 представлены результаты исследования структуры многослойных гетероструктур  $(\text{ZnO}/\text{C})_{25}$ . На дифрактограммах гетероструктур  $(\text{ZnO}/\text{C})_{25}$  в области малых углов ( $2\theta = 1 - 7$  град.) наблюдаются максимумы, что свидетельствует об образовании слоистой структуры. Анализ дифрактограмм полученных многослойных гетероструктур показал, что прослойки углерода имеют аморфную структуру, а прослойки ZnO гексагональную кристаллическую структуру. Были проведены исследования поперечного сечения методами ПЭМ, анализ микрофотографий ПЭМ подтвердил сделанные ранее выводы о полученных многослойных гетероструктурах.

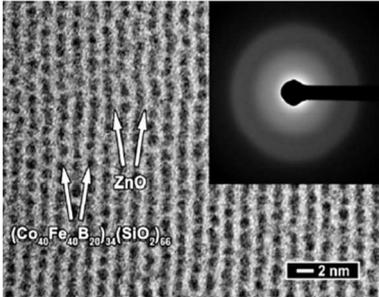


Рис. 4 – Микроизображение поперечного сечения многослойной гетероструктуры  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$ , полученное с помощью ПЭМ (на вставке представлена дифракционная картина исследуемой пленки

и термоэдс ( $S$ ) многослойных гетероструктур от эквивалентной толщины прослоек  $\text{Co}$  ( $h_{\text{Co}}$ ), которые были получены распылением двух мишеней и послойного осаждения на вращающуюся подложку. Середину участка наиболее резкого изменения  $\rho$  и  $S$  можно интерпретировать как ПП в системе металл–диэлектрик, связанный с переходом от островковых прослоек  $\text{Co}$  к сплошным. В нашем случае такой переход происходит при эквивалентной толщине прослоек  $\text{Co}$  равной  $\approx 0,8$  нм, что сопровождается резким уменьшением по модулю значения  $S$  и слабой зависимостью от эквивалентной толщины прослоек  $\text{Co}$  в области  $h_{\text{Co}} > 0,8$  нм. Знак  $S$  в синтезированных тонких пленках отрицательный, что свидетельствует о доминирующем вкладе электронов в электроперенос. При этом значение  $S$  многослойных гетероструктур за ПП характерны для значений  $S$  чистого кобальта.

Если же процесс распыления производить из составной мишени, состоящей из основания  $\text{CoO}$  с навесками из чистого  $\text{Co}$ , распределенных неравномерно, концентрационные зависимости выглядят иначе. На рис. 5б представлены концентрационные зависимости  $\rho$  нанокompозитов  $\text{Co}_n(\text{CoO})_{100-n}$ , измеренные при комнатной температуре для гетероструктур, полученных в атмосфере  $\text{Ar}$  и в атмосфере  $\text{Ar} + \text{O}_2$ . Для нанокompозитов, полученных в  $\text{Ar}$ , при увеличении концентрации металлической фазы  $\rho$  немонотонно уменьшается примерно на 7 порядков величины (кривая 1 на рис. 5б). Для определения положения ПП были проведены отжиги нанокompозитов  $\text{Co}_n(\text{CoO})_{100-n}$  при температуре  $T = 520$  К, не приводящей к существенному изменению морфологии данных нанокompозитов. Из рис. 5б видно, что в области малых концентраций металлической фазы отжиг приводит к повышению  $\rho$  нанокompозитов  $\text{Co}_n(\text{CoO})_{100-n}$ , а при высоких значениях  $n$  сопротивление понижается относительно гетероструктур в исходном состоянии. Анализ полученных зависимостей выявил несколько не характерных для нанокompозитов особенностей.

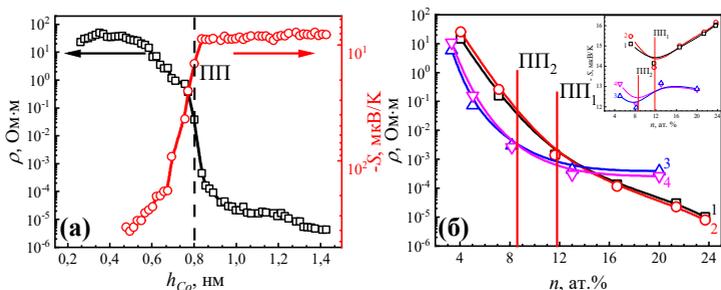


Рис. 5 – Зависимости  $\rho$  и  $S$  многослойных гетероструктур (Co/CoO)<sub>60</sub> от эквивалентной толщины прослоек Co ( $h_{Co}$ ) (а) и  $\rho$  и  $S$  от содержания металлического кобальта  $n$ , измеренные для наноконпозитов Co<sub>n</sub>(CoO)<sub>100-n</sub>, полученных в Ar (1,2) и Ar + O<sub>2</sub> (3,4): 1,3 – наноконпозиты в исходном состоянии; 2,4 – наноконпозиты после термической обработки в вакууме  $P = 2,5 \cdot 10^{-4}$  Торр при  $T = 520$  К (б)

Во-первых, низкое по сравнению с другими наноконпозитами металл-диэлектрик значение концентрации металлической фазы ( $\approx 12$  ат. %), соответствующей ПП. Во-вторых, добавление O<sub>2</sub> приводит к сдвигу ПП в область меньшей концентрации металлической фазы и уменьшению  $\rho$  наноконпозитов Co<sub>n</sub>(CoO)<sub>100-n</sub> для составов, находящихся до ПП. В то же время  $\rho$  в наноконпозитах за ПП, полученных в атмосфере Ar + O<sub>2</sub>, значительно выше, чем в наноконпозитах, синтезированных в атмосфере Ar.

Установленные закономерности связываются с неравномерным распределением металлических частиц кобальта в наноконпозите, когда мелкие металлические гранулы Co должны быть в основном сконцентрированы по границам кристаллитов CoO. Добавление O<sub>2</sub> в процессе синтеза наноконпозитов Co<sub>n</sub>(CoO)<sub>100-n</sub> приводит к существенному уменьшению размеров кристаллитов Co. Очевидно, что уменьшение размера частиц, расположенных на границах раздела кристаллитов CoO, приводит к уменьшению среднего расстояния между металлическими частицами, и, следовательно, увеличивает вероятность туннельного тока между ними. Проводящая металлическая сетка образуется в ограниченном объеме, для чего требуется не очень высокая концентрация металлической фазы относительно всего объема гетероструктуры. Это объясняет низкое значение концентрации металлической фазы  $\approx 12$  ат. %, соответствующей ПП. Как уже отмечалось выше, при добавлении O<sub>2</sub> размер частиц Co уменьшается. Следовательно, при таком же содержании металлической фазы, как и для гетероструктур, полученных в атмосфере Ar, увеличивается их количество, что приводит к более равномерному их распределению по границам зерен CoO и уменьшению туннельных зазоров между ними. Как следствие, требуется меньше металлической фазы для образования сплошной проводящей металлической сетки, т.е. при уменьшении размера частиц ПП сдвинется в сторону меньшей концентрации металлической фазы  $n$  в наноконпозите Co<sub>n</sub>(CoO)<sub>100-n</sub>.

Исследования концентрационных зависимостей термоэдс для наноконпозитов Co<sub>n</sub>(CoO)<sub>100-n</sub>, полученных в атмосфере Ar и атмосфере Ar + O<sub>2</sub> подтвердили изложенные выше представления и позволили сделать заключение, что добавление O<sub>2</sub> в камеру в процессе напыления приводит главным образом к изменению электрических свойств за счет топологических изменений структуры наноконпозита Co<sub>n</sub>(CoO)<sub>100-n</sub>.

На рис. 6а представлены зависимости удельного электросопротивления нанокомпозитов  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_n(\text{SiO}_2)_{100-n}$  от концентрации металлической фазы  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  (обозначенной как  $n$ ), измеренные при комнатной температуре.

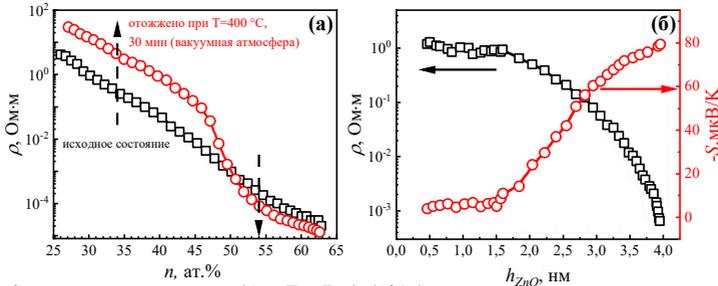


Рис. 6 –  $\rho$  пленок композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_n(\text{SiO}_2)_{100-n}$  в зависимости от содержания металлической фазы  $n$  (а) и  $\rho$  и  $S$  многослойных гетероструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  в зависимости от толщины прослоек ZnO (б)

В случае композитной мишени с неравномерным расположением кремниевых пластин на металлической пластине  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  при распылении концентрация металлической фазы  $n$  изменяется от 25 до 64 ат. %, что приводит к нелинейному уменьшению электросопротивления системы  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_n(\text{SiO}_2)_{100-n}$  примерно на 5 порядков (черная кривая на рис. 6а). Характерной особенностью данной зависимости является отклонение от монотонного поведения для составов, расположенных вблизи ПП, что особенно заметно после термообработки в вакуумной атмосфере при  $T = 400$  °C, 30 мин, не приводящей к кристаллизации аморфных фаз (красная кривая на рис. 6а).

При этом термообработка композитов приводит к увеличению электросопротивления композитов, расположенных до и уменьшению за ПП (показано стрелками на рис. 6а). Экспериментальные исследования  $\rho$  многослойных гетероструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  в зависимости от толщины полупроводниковых прослоек ZnO представлены на рис. 6б.  $\rho$  многослойных гетероструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  слабо изменяется с толщиной прослоек до  $h_{\text{ZnO}} \approx 1,5$  нм, а затем уменьшается примерно на три порядка при  $h_{\text{ZnO}} \approx 4$  нм.

Знак  $S$  в синтезированных многослойных гетероструктурах отрицательный, что свидетельствует о доминирующем вкладе электронов в электроперенос.  $S$  многослойных гетероструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  слабо изменяется с толщиной прослоек до  $h_{\text{ZnO}} \approx 1,5$  нм, значение термоэдс  $\approx -6$  мкВ/К, что соответствует типичным значениям для композита  $(\text{CoFeB})_x(\text{SiO}_n)_{1-x}$ . Это означает, что при малых толщинах  $h_{\text{ZnO}}$  вклад прослоек оксида цинка в  $S$  минимален, затем при увеличении толщины  $h_{\text{ZnO}}$  вклад становится преобладающим, и  $S$  приближается к значениям чистого ZnO, которые значительно выше (по модулю). Наблюдаемые закономерности объясняются изменением морфологии формируемой структуры при изменении толщины полупроводниковой прослойки оксида цинка.

В разделе 4.2 проведен анализ доминирующих механизмов проводимости в исследуемых гетероструктурах в зависимости от состава, морфологии пленки, условий синтеза и интервала температур. В частности, отмечено, что как с фундаментальной, так и с практической точки зрения наибольший интерес представляет неметаллический режим проводимости. Для описания электрических свойств нанокомпозитов в этом случае предложено несколько механизмов проводимости, которые реализуются в различных температурных интервалах. Основным механизмом в таких сложных

гетерогенных системах является прыжковый механизм, для которого справедливо уравнение:  $\rho(T) = \rho_0(T) \exp[(T_0/T)]^p$  (1), где  $\rho_0(T)$  – пред экспоненциальный множитель, в общем случае зависящий от температуры  $T$ ;  $T_0$  – характеристическая температура;  $p = 1$  для механизма прыжковой проводимости по ближайшим соседям (ППБС);  $p = 1/4$  для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка моттовского типа (ПППДП Мотта) в случае объемного образца (3D Мотт);  $p = 1/3$  для ПППДП Мотта в случае тонких пленок (2D Мотт);  $p = 1/2$  в случае ПППДП типа Шкловского–Эфроса.

В разделе 4.2.1 рассмотрена прыжковая проводимость по Эфросу–Шкловскому

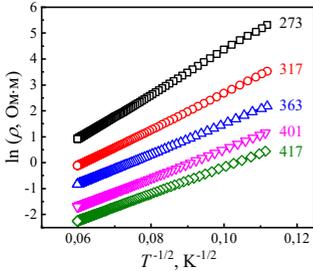


Рис. 7 – Температурные зависимости  $\rho$ , представленные в координатах  $\ln(\rho) \propto f(T^{-1/2})$  для пленок нанокompозита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  разной толщины (указаны рядом с кривыми в нм)

(закон «1/2»), которая наблюдалась в интервале температур 80–280 К для пленок нанокompозитов  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  разной толщины, полученных на «вращающуюся подложку» за 100 циклов осаждения при прохождении подложки в зоне распыления мишени (рис. 7).

Для нанокompозита различной толщины  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  наблюдается уменьшение  $\rho$  с ростом температуры, при этом температурный коэффициент сопротивления с уменьшением толщины увеличивается. Наблюдаемые закономерности могут быть связаны как с влиянием поверхностных состояний, так и/или доокислением пленок за

время прохождения подложек вне зоны осаждения. Для оценки  $a$  воспользуемся значением диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 4$ , приводимой для оксида кремния. Полученные значения радиуса локализации волновой функции приведены в табл. 1. Подставляя полученные значения  $a$  можно оценить значения средней длины  $R_{ЭШ}$  и

энергии прыжка  $W_{ЭШ}$  по формулам 4 и 5:  $R_{ЭШ} = \frac{1}{4} a \left( \frac{T_{0ЭШ}}{T} \right)^{\frac{1}{2}}$  (4),

$W_{ЭШ} = \frac{1}{2} k_B T \left( \frac{T_{0ЭШ}}{T} \right)^{\frac{1}{2}}$  (5). Предполагая, что кулоновская щель является «мягкой», т.е. плотность состояний обращается в нуль только в одной точке, получим оценки ширины кулоновской щели, которую можно приблизительно считать равной удвоенной энергии прыжка (табл. 1).

Таблица 1 – Параметры моделей ПППДП типа Эфроса–Шкловского, рассчитанные из экспериментальных зависимостей при  $T = 100$  К

Толщина пленки, нм	$T_{0ЭШ}$ , К	$a$ , нм	$R_{ЭШ}$ , нм	$W_{ЭШ}$ , мэВ	$\Delta$ , мэВ
273	7197,9	1,3	2,8	36,6	73,2
317	4780,8	1,9	3,4	29,8	59,6
363	3317,9	2,8	4,1	24,8	49,6
401	2957,3	3,2	4,3	23,4	46,8
417	2680,8	3,5	4,5	22,3	44,6

Отметим, что при получении соответствующего нанокompозита на неподвижную подложку ПППДП типа Эфроса–Шкловского (закон «1/2») переходит в ПППДП Мотта (закон «1/4»). Такая закономерность связана с тем, что при напылении на неподвижную подложку на уровне Ферми образуется конечная плотность локализован-

ных состояний, связанных с кислородными вакансиями, которые могут захватывать атомы остаточных газов при получении нанокompозита на вращающуюся подложку при перемещении подложкодержателя от одной позиции осаждения к другой. В результате такого захвата вблизи уровня Ферми образуется щель, приводящая к ПППДП типа Эфроса–Шкловского (закон «1/2»).

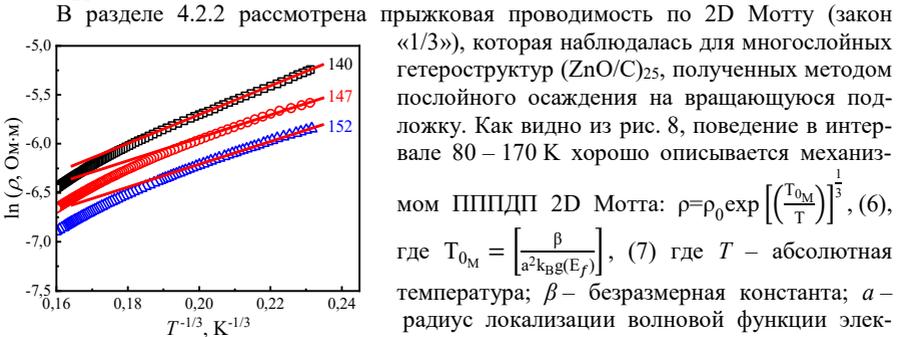


Рис. 8 – Температурные зависимости  $\rho$  гетероструктур (ZnO/C)<sub>25</sub> разной толщины (указаны рядом с кривыми в нм) в координатах  $\ln(\rho) \propto f(T^{-1/3})$

В разделе 4.2.2 рассмотрена прыжковая проводимость по 2D Мотту (закон «1/3»), которая наблюдалась для многослойных гетероструктур (ZnO/C)<sub>25</sub>, полученных методом послойного осаждения на вращающуюся подложку. Как видно из рис. 8, поведение в интервале 80 – 170 К хорошо описывается механизмом ПППДП 2D Мотта:

$$\rho = \rho_0 \exp \left[ \left( \frac{T_{0M}}{T} \right)^{\frac{1}{3}} \right], \quad (6),$$

где  $T_{0M} = \left[ \frac{\beta}{a^2 k_B g(E_F)} \right]$ , (7) где  $T$  – абсолютная температура;  $\beta$  – безразмерная константа;  $a$  – радиус локализации волновой функции электрона;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $g(E_F)$  – плотность состояний на уровне Ферми. Поскольку толщина углеродных слоев менее 1 нм, под интерфейсами мы подразумеваем как сами границы раздела, так и соседние углеродные слои.

Кроме того, это означает слабую проводимость  $S$  при низких температурах и высокую концентрацию дефектов интерфейса, что приводит к повышенной концентрации носителей заряда по сравнению с индивидуальным  $S$  или ZnO.

Радиус локализации  $a$  можно оценить, как радиус Бора  $a \approx a_B = \hbar^2 \epsilon / m e^2$  где  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость, а  $m$  – эффективная масса электрона. Для ZnO  $\epsilon = 7,8$  и  $m = 0,24$ , поэтому  $a = 1,73$  нм. Для прямоугольной формы плотность состояний  $\beta = 13,8$ . Тогда из рис. 8 получаем  $T_{0M}$  и уравнения (7) можем оценить значения плотности локализованных состояний на уровне Ферми. Оценки величины  $g(E_F)$  составили  $h = 140$  нм ( $g(E_F) = 1,6 \cdot 10^{15} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ ),  $h = 147$  нм ( $g(E_F) = 2,1 \cdot 10^{15} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ ) и  $h = 152$  нм ( $g(E_F) = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ ).

В разделе 4.2.3 рассмотрена прыжковая проводимость по Мотту (закон «1/4»), которая наблюдалась для нанокompозитов  $\text{Co}_n(\text{CoO})_{100-n}$ , многослойные гетероструктур (Co/CoO)<sub>60</sub> с эквивалентной толщиной прослойки Co до  $\approx 0,8$  нм (до ПП) и многослойных гетероструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$ , полученных методом послойного осаждения на вращающуюся подложку.

Результаты исследований показали, что для нанокompозитов  $\text{Co}_n(\text{CoO})_{100-n}$ , расположенных на и за ПП  $\rho$  растет с температурой, что свидетельствует о металлическом механизме проводимости по сетке, образованной металлическими включениями Co.

Для составов, расположенных до ПП,  $\rho$  с ростом температуры понижается и подчиняется «закону 1/4»  $\ln(\rho) \propto f(T^{-1/4})$  в интервале 80 – 140 К (рис. 9).

Если интерпретировать выполнение «закона 1/4» как проявление ПППДП по локализованным состояниям в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми (ПППДП типа Мотта), тогда выражение (8) для проводимости имеет следующий вид:

$$\sigma = e^2 \cdot R^2 \cdot v_{ph} \cdot g(E_F) \cdot \exp \left( - \frac{T_{0M}}{T} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (8), \quad \text{где } T_{0M} = \frac{21}{a^3 \cdot k_B \cdot g(E_F)} \quad (9), \quad \text{где } e - \text{заряд электрона; } R - \text{рас-}$$

стояние прыжка;  $v_{ph}$  – фактор спектра фононов взаимодействия;  $T$  – абсолютная температура;  $g(E_f)$  – плотность состояний на уровне Ферми;  $a$  – радиус локализации волновой функции электрона;  $k_B$  – постоянная Больцмана.

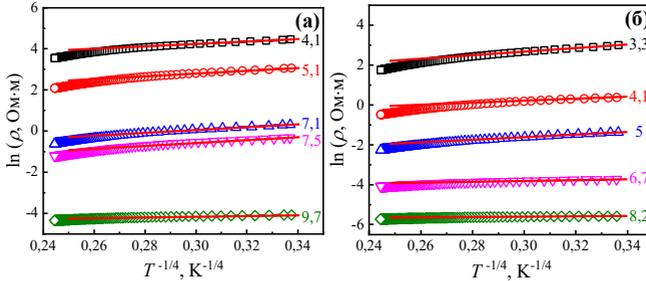


Рис. 9 – Температурные зависимости  $\rho$ , представленные в координатах  $\ln(\rho) \propto f(T^{-1/4})$  для нанокompозитов  $\text{Co}_n(\text{CoO})_{100-n}$ , полученных в атмосфере Ar (а) и атмосфере Ar +  $\text{O}_2$  (б). Цифрами у кривых показано содержание металлического кобальта в ат. %

Из рис. 9 были определены значения величин  $T_{0M}$  для исследованных составов пленок. Зная  $T_{0M}$ , и предполагая, что процесс переноса носителей заряда лимитируется прыжками между нанокристаллитами Co, для оценки плотности локализованных состояний принимаем радиус локализации  $a \approx 5$  нм (средний размер кристаллитов Co). Получены значения плотности состояний на уровне Ферми для разных составов тонких пленок (рис. 10), проведены также оценки средней энергии прыжка по (10), которая в случае прыжков с переменной длиной прыжка (оценка была сделана при температуре 100 К) должна быть равна (11):  $W_M = \frac{1}{4} k_B T \left( \frac{T_{0M}}{T} \right)^4$  (10) и  $R_M = \frac{3}{8} a \left( \frac{T_{0M}}{T} \right)^4$  (11).

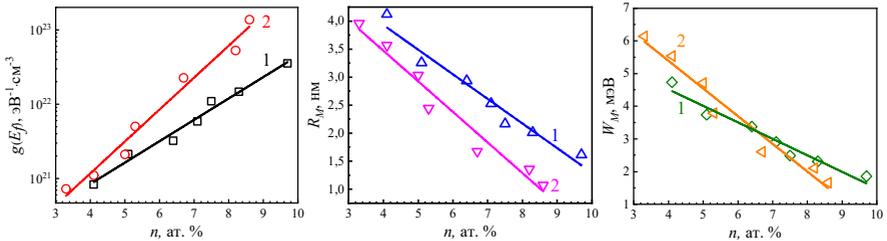


Рис. 10 – Параметры, рассчитанные согласно модели ПППДП типа Мотта для нанокompозитов  $\text{Co}_n(\text{CoO})_{100-n}$ , полученных в атмосфере Ar (1) и атмосфере Ar +  $\text{O}_2$  (2), в зависимости от содержания металлического кобальта в ат. %

Аналогичные оценки были сделаны для гетерогенных систем  $(\text{Co}/\text{CoO})_{60}$  (80 – 140 К) и  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  (80 – 280 К), для которых справедлив закон  $\propto 1/4$ . Результаты этих оценок представлены на рис. 11 и 12.

В разделе 4.2.4 рассмотрена прыжковая проводимость по ближайшим соседям, которая наблюдается в нанокompозитах  $\text{Co}_n(\text{CoO})_{100-n}$  до ПП и в гетероструктурах  $(\text{Co}/\text{CoO})_{60}$  до ПП диапазоне температур 140 – 280 К подчиняются аррениусовской зависимости  $\ln(\rho) \propto f(1/T)$ .

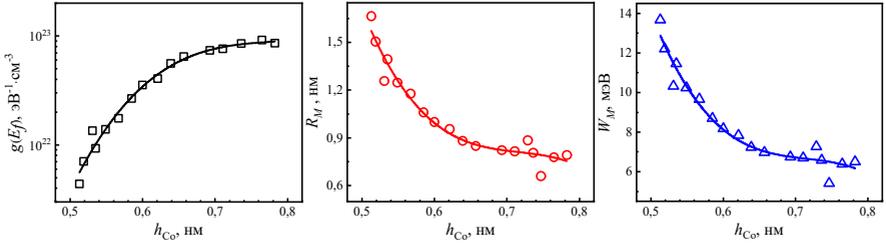


Рис. 11 – Параметры, рассчитанные согласно модели ПППДП типа Мотта для многослойных гетероструктур (Co/CoO)<sub>60</sub>, в зависимости от эквивалентной толщины прослоек Co

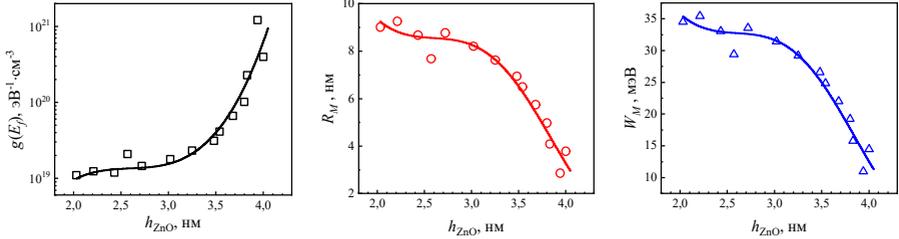


Рис. 12 – Параметры, рассчитанные согласно модели ПППДП типа Мотта для многослойных гетероструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  от эквивалентной толщины прослоек ZnO

Если рассматривать обозначенный температурный интервал как область реализации ППБС, тогда, для проводимости должно быть справедливо равенство (12):  $\sigma = \sigma_0 \cdot \exp\left(\frac{W_{\text{NNH}}}{k_B T}\right)$  (12), где  $W_{\text{NNH}}$  – энергия активации прыжка, задаваемая для прыжков по ближайшим соседям выражением (13):  $W_{\text{NNH}} = \frac{3}{4\pi R_0^3 g(E_F)}$ , тогда  $R_0 = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi W_{\text{NNH}} g(E_F)}}$  (13), где  $R_0$  – среднее расстояние между ближайшими соседями;  $g(E_F)$  – плотность состояний на уровне Ферми.

Используя формулы (12) и (13), оценим значения энергии активации прыжка.

Поскольку проводимость с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям на уровне Ферми, установленная ранее, и проводимость по ближайшим соседям должны проходить внутри одной и той же узкой полосы энергий, и если считать, что плотность локализованных состояний слабо зависит от температуры, то из данных рис. 10 и формулы (13) можно произвести оценку среднего расстояния между ближайшими соседями  $R_0$  (рис. 13).

Аналогичные оценки были сделаны для гетерогенной системы (Co/CoO)<sub>60</sub> (рис. 14).

В разделе 4.2.5 рассмотрена слабая локализация, наблюдаемая для референтных пленок ZnO разной толщины и гетероструктур (ZnO/C)<sub>25</sub> с  $h \geq 150$  нм.

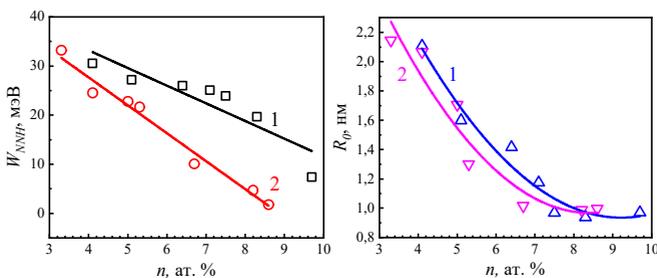


Рис. 13 – Параметры, рассчитанные согласно модели ППБС для нанокompозитов  $\text{Co}_n(\text{CoO})_{100-n}$ , полученных в атмосфере Ag (1) и атмосфере Ag + O<sub>2</sub> (2), в зависимости от содержания металлического кобальта в ат. %

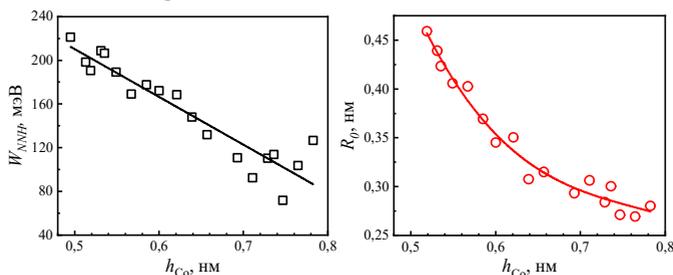


Рис. 14 – Параметры, рассчитанные согласно модели ППБС для многослойных гетероструктур  $(\text{Co}/\text{CoO})_{60}$ , в зависимости от эквивалентной толщины  $h_{\text{Co}}$

**В пятой главе** рассмотрены магниторезистивные явления в исследованных гетерогенных системах. В разделе 5.1 представлены результаты исследования, спин-зависимого туннелирования в гетероструктурах Co-CoO<sub>100-n</sub>. Отрицательное магнитосопротивление (*МС*) наблюдается для нанокompозитов до и после ПП, но величина *МС* значительно снижается по мере перехода к металлическому режиму. При ориентации магнитного поля в плоскости пленки (рис. 15б) *МС*, измеренное в максимальном поле 9 кЭ, меньше, чем, когда поле перпендикулярно плоскости тока (рис. 15а). Результаты *МС* коррелируют с результатами измерений магнитной намагниченности в тех же условиях (рис. 15в и г). При этом петли гистерезиса наблюдаются для всех исследованных нанокompозитов. Добавка O<sub>2</sub> приводит к снижению *МС* нанокompозитов  $\text{Co}_n(\text{CoO})_{100-n}$  при одинаковом содержании металлической фазы.

Наличие отрицательного *МС* вблизи ПП связывается со спин-зависимым туннелированием. В то же время обнаружен нетипичный для нанокompозитов гистерезис *МС* при комнатной температуре (рис. 15а и б). Он проявляется в тонких пленках вплоть до ПП и заключается в несовпадении зависимостей, измеренных при увеличении и при уменьшении напряженности магнитного поля. Гистерезис *МС*, очевидно, является следствием магнитного гистерезиса (рис. 15в и г).

Сделан вывод, что появление магнитного гистерезиса связано с двумя факторами. Во-первых, это особенность морфологии нанокompозита, где наночастицы Co располагаются на поверхности более крупных частиц CoO, что усиливает взаимодействие между ними и способствует образованию сильно вытянутых ферромагнитных цепочек с большой магнитной анизотропией. Второе – возможное усиление магнитной анизотропии кристаллов вблизи границы раздела Co/CoO (эффект магнитной близости).

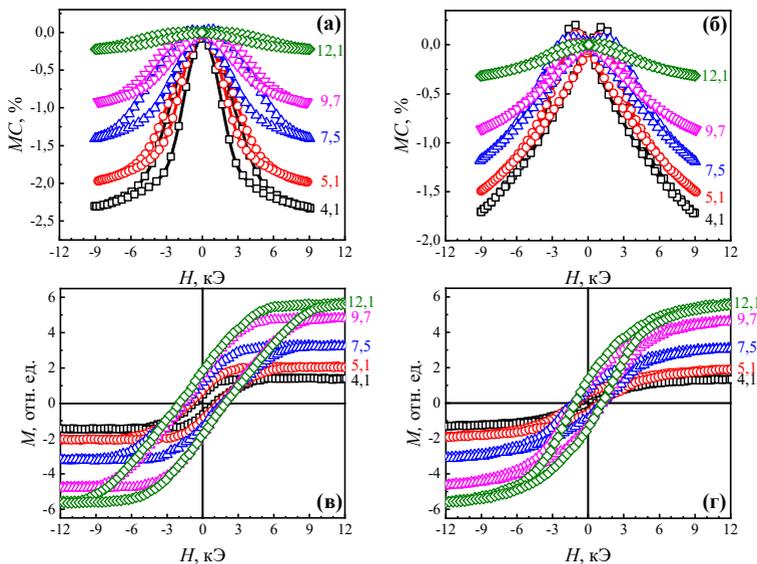


Рис. 15 – Зависимости МС (а, б) и намагниченности (в, г) нанокomпозитов  $\text{Co}_n(\text{CoO})_{100-n}$ , полученных в атмосфере Ar, измеренные при 300 К: ( $H \perp \text{пл.}$ ,  $H \perp I$ ) (а, в) ( $H \parallel \text{пл.}$ ,  $H \parallel I$ ) (б, г). Цифрами у кривых показано содержание металлического кобальта в ат. %

На рис. 16 показаны кривые намагниченности для многослойной гетероструктуры  $(\text{Co}/\text{CoO})_{60}$  до ПП, измеренные с помощью вибрационного магнитометра. Петли гистерезиса гетероструктуры  $\text{Co}/\text{CoO}$  до ПП в диапазоне температур 2 – 300 К, измеренные с помощью вибрационного магнитометра, показали наличие ферромагнетизма вплоть до  $T = 100$  К и его отсутствие при более высоких температурах, что характерно для суперпарамагнитного состояния гетероструктуры, когда вместо многослойной структуры формируется нанокomпозит  $\text{Co-CoO}$  с матрицей оксида кобальта и гранулами чистого кобальта.

Анализ зависимостей электрического сопротивления многослойных гетероструктур  $(\text{Co}/\text{CoO})_{60}$  от напряженности внешнего магнитного поля при температуре 300 К показал, что в пленках до ПП (при эквивалентной толщине прослоек  $\text{Co}$  менее 0,8 нм) МС отрицательно и изотропно, т.е. не зависит от взаимной ориентации магнитного поля, тока и плоскости пленки в диапазоне напряженности поля до 9 кЭ (рис. 17). Меньшие значения величины МС, измеренного при ориентации магнитного поля перпендикулярно плоскости пленки рис. 17а в сравнении со случаем, когда магнитное поле было направлено вдоль плоскости пленки рис. 17б, связано с влиянием размагничивающего фактора.

С понижением температуры на полевых зависимостях допороговых гетероструктур  $(\text{Co}/\text{CoO})_{60}$ , появляются участки положительного МС, характеризующиеся наличием максимума в области полей порядка 3 кЭ, которое также является изотропным. Возможным объяснением подобных зависимостей МС допороговых гетероструктур  $(\text{Co}/\text{CoO})_{60}$  может служить наличие в структуре прослоек кобальта не только отдельных наногранул  $\text{Co}$ , но также кластеров  $\text{Co}$  со значительно различающимися величинами магнитной анизотропии и диполь-дипольным взаимодействием между кла-

стерами и ближайшими гранулами, как это имело место в гранулированных нанокompозитах  $\text{Co-Al}_2\text{O}_3$ .

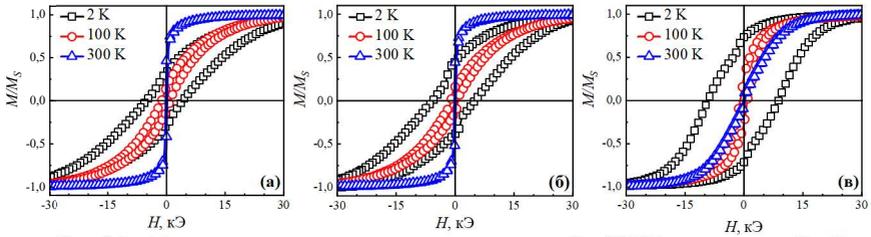


Рис. 16 – Петли гистерезиса в диапазоне температур 2 – 300 К для многослойной гетероструктуры  $(\text{Co}/\text{CoO})_{60}$  с эквивалентной толщиной прослойк  $\text{Co} \approx 0,7$  нм, т.е. вблизи ПП. Внешнее магнитное поле направлено параллельно плоскости гетероструктуры при  $\theta = 0$  град. (а), при  $\theta = 90$  град. (б) и перпендикулярно плоскости гетероструктуры (в)

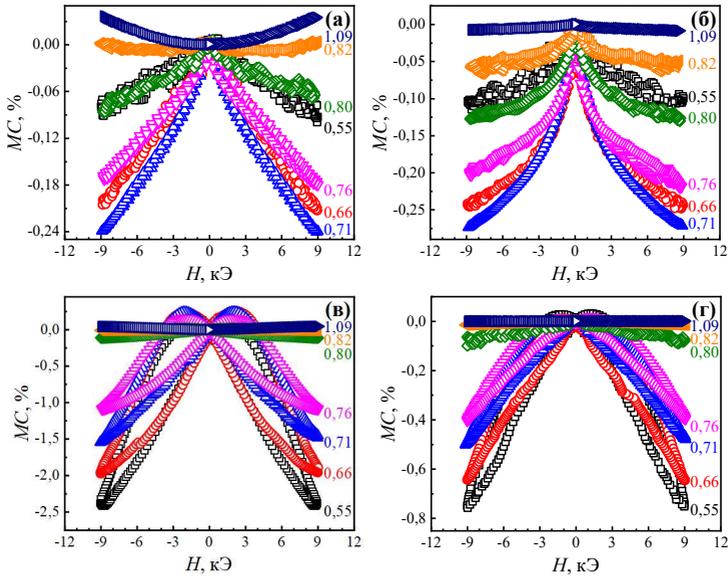


Рис. 17 – Зависимости  $M_C$  от напряженности внешнего магнитного поля для многослойных гетероструктур  $(\text{Co}/\text{CoO})_{60}$ , измеренные при температуре 300 К: ( $H \perp \text{пл.}$ ,  $H \perp I$ ) (а) ( $H \parallel \text{пл.}$ ,  $H \parallel I$ ) (б), измеренные при температуре 77 К: ( $H \perp \text{пл.}$ ,  $H \perp I$ ) (в) ( $H \parallel \text{пл.}$ ,  $H \parallel I$ ) (г). Цифрами у кривых показаны значения (нм) толщины прослойк  $\text{Co}$

Для многослойных гетероструктур с эквивалентной толщиной прослойк  $\text{Co}$  более 0,8 нм, было обнаружено анизотропное  $M_C$ , при этом не только величина, но и знак  $M_C$  определяются взаимной ориентацией тока, магнитного поля и плоскости гетероструктуры: для случая  $H \perp \text{пл.}$ ,  $H \perp I$   $M_C$  положительно, в то время как для  $H \parallel \text{пл.}$ ,  $H \parallel I$  – отрицательно. Величина  $M_C$  не превышала по модулю  $\approx 0,07$  %, что меньше величины  $M_C$  для гетероструктур до ПП. В отличие от нанокompозитов  $\text{Co}_n(\text{CoO})_{100-n}$ , для многослойных гетероструктур  $(\text{Co}/\text{CoO})_{60}$  гистерезиса на зависимостях  $M_C(H)$ , измеренных при комнатной температуре, обнаружено не было. Однако гистерезис  $M_C$  доперколяционных гетероструктур появляется при измерении в обла-

сти низких температур (77 К), также, как и положительная составляющая (рис. 17в и г).

В разделе 5.2 представлены результаты исследования анизотропного и лоренцева магнитосопротивления в гетероструктурах  $(\text{Co}/\text{CoO})_{60}$ . Установлено, что при увеличении эквивалентной толщины прослоек Co при  $h_{\text{Co}} > 0,8$  нм магнитные свойства гетероструктур  $(\text{Co}/\text{CoO})_{60}$  определяются квазиплоскими прослойками металлического кобальта и приводит к изменению природы магнитосопротивления.

При послойном осаждении форма кластеров преимущественно двухмерная, что должно привести к появлению сильной магнитной анизотропии полученных пленок и как следствие появление анизотропного МС (АМС). Для гетероструктур вблизи и за ПП было обнаружено АМС (рис. 18а). В случае, когда магнитное поле направлено вдоль плоскости пленки МС было отрицательно и независимо от взаимной ориентации магнитного поля и электрического тока (зависимости 1,2 и 4,5 рис. 18а), однако максимальная величина МС зависела от направления прохождения электрического тока относительно одной из сторон гетероструктуры, что указывает на наличие магнитной анизотропии в плоскости пленки. С ростом толщины прослоек Co отрицательное МС уменьшалось (рис. 17). Изучение магнитооптического эффекта Керра показало наличие магнитной анизотропии в гетероструктурах вблизи ПП и за ним. При этом ось легкого намагничивания (ОЛН) и ось трудного намагничивания (ОТН) намагниченности находятся в плоскости пленки и перпендикулярны друг другу (рис. 18б). В случае, когда магнитное поле направлено в плоскости пленки, а электрический ток направлен параллельно ОТН, полевые зависимости МС практически совпадают (кривые 1 и 2 рис. 18а).

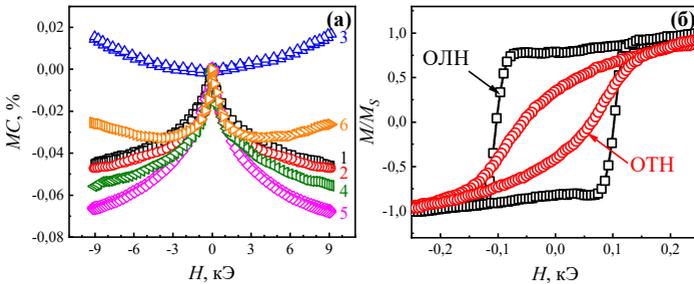


Рис. 18 – Полевые зависимости МС (а) (1 –  $H \parallel \text{пл.}, H \parallel I, I \parallel \text{ОТН}$ ; 2 –  $H \parallel \text{пл.}, H \perp I, I \parallel \text{ОТН}$ ; 3 –  $H \perp \text{пл.}, H \perp I, I \parallel \text{ОТН}$ ; 4 –  $H \parallel \text{пл.}, H \parallel I, I \parallel \text{ОЛН}$ ; 5 –  $H \parallel \text{пл.}, H \perp I, I \parallel \text{ОЛН}$ ; 6 –  $H \perp \text{пл.}, H \perp I, I \parallel \text{ОЛН}$ ) и петли гистерезиса МОКЕ (б), измеренные при комнатной температуре для многослойной гетероструктуры  $(\text{Co}/\text{CoO})_{60}$  с эквивалентной толщиной прослоек Co  $\approx 0,84$  нм (вблизи ПП)

Магнитные моменты проводящих перколяционных Co кластеров в отсутствие внешнего магнитного поля ориентируются преимущественно вдоль ОЛН (перпендикулярно ОТН), образуя конус. При  $H \parallel \text{пл.}, H \parallel I, I \parallel \text{ОТН}$  в отсутствие внешнего поля магнитные моменты ориентируются вдоль оси конуса ОЛН, а приложение внешнего поля будет приводить к их ориентированию вдоль направления тока, что, согласно модели АМС в ферромагнетиках должно приводить к увеличению сопротивления (положительному МС), однако, как это видно из рис. 18а (кривая 1) это не соответствует результату эксперимента.

Аналогичное противоречие наблюдается при условиях, когда  $H \parallel \text{пл.}, H \parallel I, I \parallel \text{ОЛН}$  (кривая 4 рис. 18а), для которого приложение внешнего магнитного поля

приводит к уменьшению угла раствора конуса, образованного магнитными моментами, уменьшая таким образом составляющую, перпендикулярную току, которое также должно приводить к положительному МС. Это негипотично для АМС, наблюдаемого в ферромагнитных материалах, в частности Со.

Для случая, когда магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости пленки ( $H \perp \text{пл.}$ ) и направлению тока ( $H \perp I$ ) (кривые 3 и 6 рис. 18а), МС содержало два вклада (положительный и отрицательный) когда электрический ток был направлен вдоль ОЛН (кривая 6 рис. 18а) и было только положительным, когда электрический ток был направлен вдоль ОТН (кривая 3 рис. 18а). Для гетероструктуры с  $I \parallel \text{ОТН}$  ( $I \perp \text{ОЛН}$ ) в отсутствии внешнего поля магнитные моменты перколяционных Со кластеров расположены преимущественно перпендикулярно направлению протекания электрического тока в плоскости пленки. При увеличении внешнего поля и условиях  $H \perp \text{пл.}$ ,  $H \perp I$  магнитные моменты будут ориентироваться перпендикулярно плоскости пленки, однако взаимная ориентация намагнитченности гетероструктуры и тока при этом не изменится.

Для гетероструктуры с  $H \perp \text{пл.}$ ,  $H \perp I$ ,  $I \parallel \text{ОТН}$  отрицательного вклада МС не наблюдается, а увеличение магнитного поля приводит к росту МС (кривая 3 рис. 18а). При комнатной температуре зависимость положительного МС близка к параболической (кривая 3 и 6 рис. 18а), магнитного гистерезиса не наблюдается. Такие зависимости могут быть следствием наличия классического, лоренцева магнитосопротивления, являющегося следствием искривления траектории носителей заряда (электронов) в магнитном поле.

В разделе 5.3 рассмотрено влияние полупроводниковой прослойки в многослойных гетероструктурах  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  на магнитосопротивление. Во всех образцах, как в гетероструктурах  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$ , так и  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_n(\text{SiO}_2)_{100-n}$ , МС отрицательно и характеризуется тенденцией к насыщению в сильных полях при низких температурах, что указывает на спин-зависимый механизм туннелирования. Неожиданным результатом является повышение МС в некоторых гетероструктурах по сравнению с наноккомпозитом  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  с составом, использованным при получении многослойных гетероструктур, и зависимость МС от толщины прослоек ZnO. Исследования магнитосопротивления в гетероструктурах показали, что введение в наноккомпозит  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{30}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}$  прослоек ZnO может приводить при комнатной температуре, как к увеличению МС при толщине прослоек оксида цинка  $h \approx 2$  нм, так и к уменьшению при  $h \approx 4$  нм (рис. 19а).

Снижение температуры исследования от комнатной до 77 К еще больше изменяет разброс значений магнитосопротивления многослойных гетероструктур и наноккомпозита (рис. 19а). Минимальные значения МС свидетельствуют о том, что раз ориентация магнитных гранул наноккомпозита двух соседних гранул стремится выстроится параллельно друг другу. Более высокие значения МС по сравнению с наноккомпозитом свидетельствуют о том, что разориентация магнитных гранул наноккомпозита двух соседних гранул увеличивается и магнитные моменты гранул наноккомпозитных слоев стремятся ориентироваться антипараллельно. Причиной такого явления, вероятно, является обменное взаимодействие через промежуточный слой ZnO между двумя слоями наноккомпозита, состоящих из ферромагнитных гранул, величина и знак которого определяют качественную и количественную оценку всей многослойной гетероструктуры. Отметим, что эффект ГМС в слоистых структурах ферромагнитных пленок с немагнитной прослойкой, обусловлен антиферромагнитной частью осциллирующего взаимодействия в пленках, где в качестве материалов промежуточного слоя выбирался переходный металл (Cr, Cu, V, Au и др.).

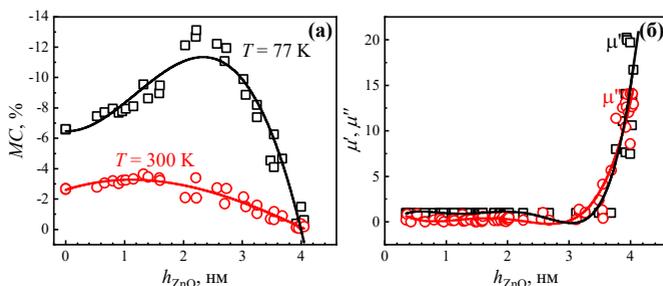


Рис. 19 – Магнитосопротивление многослойных гетероструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{V}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_{50}$  в зависимости от толщины прослоек ZnO (а), измеренное при температуре  $T = 300$  К и  $T = 77$  К (а), действительная и мнимая части магнитной проницаемости, измеренные при температуре  $T = 300$  К в зависимости от толщины прослоек ZnO (б)

Для подтверждения высказанной гипотезы были проведены измерения высокочастотной магнитной проницаемости синтезированных многослойных гетероструктур и показано, что при толщине прослоек ZnO, близкой к  $h \approx 4$  нм (рис. 19б), видно, как действительная, так и мнимая составляющие комплексной магнитной проницаемости при этих толщинах вырастают до значений, характерных для ферромагнитного состояния.

Дальнейшие исследования на этой и других системах помогут разобраться в правильности предложенной гипотезы.

**В заключение** приведены основные результаты работы:

1. Методом ионно-лучевого распыления составной мишени в атмосфере Ag и атмосфере Ag + O<sub>2</sub> были синтезированы гетерогенные нанокompозиты Co<sub>n</sub>(CoO)<sub>100-n</sub>. На основании анализа концентрационных зависимостей удельного электрического сопротивления и термоэдс установлено, что полученные системы являются перколяционными. Показано, что введение в распылительную камеру кислорода смещает положение порога протекания в сторону меньших концентраций металлической фазы, что связывается с особенностями морфологии нанокompозитов, когда малые металлические наночастицы кобальта расположены на границах крупных частиц CoO, а также уменьшением размера включений металлической фазы.

2. Установлено, что в нанокompозитах Co<sub>n</sub>(CoO)<sub>100-n</sub> до порога протекания в области температур 80 – 140 К доминирующим механизмом переноса заряда является прыжковый механизм проводимости по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми с переменной длиной прыжка, сменяемый в области температур 140 – 280 К на прыжки по ближайшим соседям. За порогом протекания, проводимость определяется сеткой металлических гранул и характеризуется положительным температурным коэффициентом электрического сопротивления. Для составов вблизи порога перколяции наблюдается отрицательное туннельное магнитосопротивление с гистерезисом, коррелирующим с магнитным гистерезисом. Природа магнитного гистерезиса ансамбля наночастиц Co при малом содержании Co связана как с морфологией нанокompозитов, так и с возможным усилением магнитной анизотропии вблизи интерфейса Co/CoO из-за эффекта магнитной близости.

3. Методом ионно-лучевого распыления керамической мишени CoO и металлического Co и последующего послойного осаждения в атмосфере Ag на вращающуюся подложку были получены структуры (Co/CoO)<sub>60</sub>. Исследование структуры методами РФА и ПЭМ показало, что полученные структуры являются многослойными, при

этом увеличение эквивалентной толщины прослоек Co до  $\approx 0,8$  нм приводит к переходу от островковых слоев Co в сплошной матрице CoO к многослойной гетероструктуре, состоящей из квазисплошных слоев металлического Co и непроводящего электрический ток CoO.

4. Установлено, до порога протекания ( $h_{Co} \approx 0,8$  нм) в области низких температур происходит последовательная смена доминирующего механизма переноса от прыжкового механизма проводимости по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми с переменной длиной прыжка (80 – 140 К) к прыжкам по ближайшим соседям (140 – 280 К). Для многослойных гетероструктур (Co/CoO)<sub>60</sub>, расположенных за порогом протекания проводимость определяется двумерными сетками металлических гранул с положительным коэффициентом электрического сопротивления.

5. Методом магнитооптического эффекта Керра и с помощью вибрационного магнитометра изучены магнитные свойства многослойной гетероструктуры (Co/CoO)<sub>60</sub>. Результаты исследований показали наличие магнитной анизотропии в гетероструктурах вблизи порога протекания и за ним. При этом оси легкой и трудной намагниченности находятся в плоскости пленки и перпендикулярны друг другу. Магнитосопротивление многослойных гетероструктур (Co/CoO)<sub>60</sub> до порога протекания определяется механизмом спин-зависимого туннелирования между гранулами и кластерами металлического кобальта, а за порогом конкурирующими вкладками анизотропного магнитосопротивления перколяционной сеткой ферромагнитного кобальта и лоренцева магнитосопротивления.

6. Методом ионно-лучевого распыления двух мишеней (составной Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub> с навесками SiO<sub>2</sub> и керамической ZnO) синтезированы многослойные гетероструктуры  $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}]/[ZnO]\}_{50}$ , (где 50 – число слоев в пленке). Комплексное исследование структурных, электрических и магниторезистивных свойств многослойных гетероструктур  $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}]/[ZnO]\}_{50}$  показало зависимость этих свойств от толщины полупроводниковых прослоек ZnO. Установлено, что наноконкомпозитные слои синтезированных пленок имеют аморфную структуру, а полупроводниковые прослойки ZnO имеют гексагональную кристаллическую структуру с группой симметрии *P63mc*.

7. Показано, что температурная зависимость удельного электрического сопротивления ZnO, синтезированных на вращающуюся подложку в диапазоне 80 – 280 К описывается логарифмическим законом  $\rho(T) \propto f(\ln(T))$ , а для наноконкомпозитов (Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>)<sub>34</sub>(SiO<sub>2</sub>)<sub>66</sub>, полученных на вращающуюся подложку законом «1/2». Для многослойных гетероструктур  $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}]/[ZnO]\}_{50}$  температурная зависимость удельного электрического сопротивления в диапазоне температур 80 – 280 К подчиняется закону «1/4», характерному для прыжкового механизма проводимости по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми с переменной длиной прыжка. Установлено, что плотность электронных состояний на уровне Ферми нелинейно растет с увеличением толщины полупроводниковых прослоек ZnO.

8. Магнитосопротивление многослойных гетероструктур  $\{[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{34}(SiO_2)_{66}]/[ZnO]\}_{50}$  в поле 9 кЭ при 300 К достигает 4 % и 12 % при 77 К, что в два раза превышает максимальное значение, полученное для референтного наноконкомпозита (Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>)<sub>34</sub>(SiO<sub>2</sub>)<sub>66</sub>.

9. Методом ионно-лучевого распыления синтезированы структуры (ZnO/C)<sub>25</sub>. Структура тонких пленок (ZnO/C)<sub>25</sub> – слоистая, при этом слои ZnO – кристаллические, а C – аморфные. Установлено, что в многослойных гетероструктурах (ZnO/C)<sub>25</sub> при  $h \leq 150$  нм в области температур 80 – 170 К доминирующим механизмом переноса заряда является прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по локали-

зованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми для 2D систем. При переходе от островковой структуры к сплошной в слоях ZnO при толщинах  $h \geq 150$  нм сопровождается переходом от сильной к слабой локализации носителей заряда и сменой механизма проводимости в области температур 80 – 280 К.

**Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:**

**Публикации в изданиях, рекомендованные ВАК РФ**

1. Калинин Ю.Е. Магнитные и Магниторезистивные Свойства Многослойных Наноструктур  $(\text{Co}/\text{CoO})_{60}$  / Ю.Е. Калинин, К.Г. Габриельс, В.А. Макагонов, **В.А. Фошин**, Р.Б. Моргунов, М.В. Бахметьев, Е.В. Дворецкая, И.И. Ходос // Физика Твёрдого Тела. – 2025. – Т. 67. – № 4. – С. 724 – 736.

2. Kalinin Yu.E. Hopping Conductivity in Multilayer Nanostructures  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_n$  / Yu.E. Kalinin, A.V. Sitnikov, V.A. Makagonov, **V.A. Foshin**, M.N. Volochaev // Physics of the Solid State. – 2024. – Vol. 66. – № 11. – P. 1857 – 1865.

3. Sitnikov A.V. Structure and Electrical Properties of  $\text{Co}_n(\text{CoO})_{100-n}$  Thin-Film Composites / A.V. Sitnikov, V.A. Makagonov, Y.E. Kalinin, S.B. Kushchev, **V.A. Foshin** // Technical Physics. – 2024. – Vol. 69. – № 6. – P. 1813 – 1822.

4. Kalinin Y.E. Magnetic Properties and Magnetoresistance of Hybrid Multilayer Nanostructures  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_n$  / Y.E. Kalinin, A.V. Sitnikov, V.A. Makagonov, **V.A. Foshin**, M.N. Volochaev, I.M. Pripechenkov, N.N. Perova, E.A. Ganshina, V.V. Rylkov, A.B. Granovsky // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2024. – Vol. 604. – P. 172287.

5. Sitnikov A.V. Magnetic, Magnetoresistive and Structural Properties of  $\text{Co}_x(\text{CoO})_{100-x}$  Thin Film Composites / A.V. Sitnikov, V.A. Makagonov, Y.E. Kalinin, S.B. Kushchev, **V.A. Foshin**, N.N. Perova, E.A. Ganshina, A.B. Granovsky // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2023. – Vol. 587. – P. 171154.

6. Fadeev E.A. Unconventional Magnetoresistance in ZnO/C Multilayers at Low Temperatures // E.A. Fadeev, E. Lahderanta, B.A. Aronzon, A.B. Mekhiya, Yu.E. Kalinin, V.A. Makagonov, S.Yu. Pankov, **V.A. Foshin**, A.B. Granovsky // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2021. – Vol. 535. – P. 167963.

7. Pankov S.Y. The Effect of Heat Treatment on Electrical Properties of  $[\text{ZnO}/\text{C}]_{25}$  Multilayer Structure / S.Y. Pankov, M.A. Kashirin, V.A. Makagonov, M.N. Volochaev, **V.A. Foshin** // AIP Conference Proceedings. – 2020. – Vol. 2313. – P. 030005-1 – 030005-5.

8. Volochaev M.N. Transport and Magnetic Phenomena in ZnO-C Thin-Film Heterostructures / M.N. Volochaev, A.B. Granovsky, O.V. Zhilova, Yu.E. Kalinin, V.V. Ryl'kov, M.P. Sumets, V.A. Makagonov, S.Yu. Pankov, A.V. Sitnikov, E. Fadeev, E. Lahderanta, **V.A. Foshin** // Superlattices and Microstructures. – 2020. – Vol. 140. – P. 106449.

**Публикации, индексируемые в РИНЦ**

9. Калинин Ю.Е. Магнитные Свойства и Магнитосопротивление Многослойных Наноструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_N$  / Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, В.А. Макагонов, **В.А. Фошин**, М.Н. Волочаев, И.М. Припеченков, Н.Н. Перова, Е.А. Ганьшина, В.В. Рыльков, А.Б. Грановский // Новое в магнетизме и магнитных материалах. Москва. – 2024. – С. 119 – 122.

10. Пискарева Т.А. Электрические Свойства Многослойных Структур  $[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}/\text{ZnO}]_N$  / Т.А. Пискарева, **В.А. Фошин**, И.В. Бабкина // Твердотельная электроника, микроэлектроника и наноэлектроника. Межвузовский сборник научных трудов. – Воронеж. – 2023. – С. 144 – 150.

11. Калинин Ю.Е. Структура и Электрические Свойства Тонких Пленок Са-Со-О / Ю.Е. Калинин, В.А. Макагонов, М.А. Каширин, **В.А. Фошин** // Химия, Физика и Механика Материалов. – 2023. – Т. 36. – № 1. – С. 39 – 54.

12. Калинин Ю.Е. Влияние Термообработки на Структуру и Физические Свойства Многослойных Тонких Пленок / Ю.Е. Калинин, В.А. Макагонов, **В.А. Фошин**, М.А. Каширин // Химия, физика и механика материалов. – 2022. – № 2 (33). – С. 62 – 85.

### Труды и материалы конференций

13. Калинин Ю.Е. Магнитные Свойства Многослойных Наноструктур  $\{[(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_{34}(\text{SiO}_2)_{66}]/[\text{ZnO}]\}_N$  / Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, В.А. Макагонов, **В.А. Фошин** // 64 Научно-техническая конференция профессорско-преподавательского состава, сотрудников, аспирантов и студентов ВГТУ. – Воронеж. – 2024. – С. 30.

14. Калинин Ю.Е. Влияние Прослойки ZnO на Магнитные и Магниторезистивные Свойства Многослойных Наноструктур  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}\text{-SiO}_2)/\text{ZnO}$  / Ю.Е. Калинин, В.А. Макагонов, Т.А. Пискарева, А.В. Ситников, **В.А. Фошин** // 63 Научно-Техническая Конференция Профессорско-Преподавательского Состава, Сотрудников, Аспирантов и Студентов ВГТУ. – Воронеж. – 2023. – С. 10.

15. Sitnikov A.V. Magnetic Hysteresis, Magnetoresistance and Structure of  $\text{Co}_N(\text{CoO})_{100-N}$  Thin-Film Composites / A.V. Sitnikov, V.A. Makagonov, Yu.E. Kalinin, S.B. Kushchev, **V.A. Foshin**, A.B. Granovsky, E.A. Gan'shina, N.N. Perova // Samarkand International Symposium on Magnetism. – Samarkand. – 2023. – P. 286.

16. **Фошин В.А.** Влияние Кислорода на Электрические Свойства Тонких Пленок Композитов  $\text{Co}_N(\text{CoO})_{100-N}$  / **В.А. Фошин**, Ю.Е. Калинин, В.А. Макагонов, А.В. Ситников // 63 Научно-Техническая Конференция Профессорско-Преподавательского Состава, Сотрудников, Аспирантов и Студентов ВГТУ. – Воронеж. – 2023. – С. 13.

17. **Фошин В.А.** Получение и Электрические Свойства Многослойных Структур  $(\text{CoFeB-SiO}_2/\text{ZnO})_N$  / **В.А. Фошин**, Т.А. Пискарева, С.А. Китаев, И.В. Бабкина, М.А. Каширин // 63 Научно-техническая Конференция Профессорско-преподавательского Состава, Сотрудников, Аспирантов и Студентов ВГТУ. – Воронеж. – 2023. – С. 14.

18. Калинин Ю.Е. Магнитосопротивление в Тонких Нанокристаллических Пленках  $\text{Co}_x\text{CoO}_{1-x}$  / Ю.Е. Калинин, В.А. Макагонов, А.В. Ампилогов, **В.А. Фошин** // 62 Научно-Техническая Конференция Профессорско-Преподавательского Состава, Сотрудников, Аспирантов и Студентов. Воронеж. – 2022. – С. 27 – 28.

19. Калинин Ю.Е. Анизотропное Магнитосопротивление в Многослойных Структурах  $\text{Co/CoO}$  / Ю.Е. Калинин, В.А. Макагонов, М.А. Каширин, А.В. Ампилогов, **В.А. Фошин** // 62 Научно-Техническая Конференция Профессорско-Преподавательского Состава, Сотрудников, Аспирантов и Студентов. – Воронеж. – 2022. – С. 43 – 44.

20. Панков С.Ю. Оксидные Тонкопленочные Полупроводники, Как Перспективные Термоэлектрические Материалы / С.Ю. Панков, В.А. Макагонов, Ю.Е. Калинин, О.В. Жилова, М.А. Каширин, **В.А. Фошин** // Инновационные, информационные и коммуникационные технологии. – Москва. – 2020. – С. 362 – 365.

21. Панков С.Ю. Термоэлектрические Свойства Тонких Пленок Оксиды Цинка / С.Ю. Панков, В.А. Макагонов, М.А. Каширин, **В.А. Фошин**, К.С. Габриельс // АЛЬТЕРНАТИВНАЯ И ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНАЯ ЭНЕРГЕТИКА: Материала II международной научно-практической конференции. – 2020. – С. 253 – 254.

Подписано в печать 17.06.2025 г.

Формат А5. Бумага писчая.

Усл. печ. л. 1,0. Тираж 100 экз. Заказ № 181.

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет»

Отдел оперативной полиграфии издательства ВГТУ

394006 Воронеж, ул. 20-летия Октября, д. 84