

Правительство Российской Федерации  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ  
«ВЫСШАЯ ШКОЛА ЭКОНОМИКИ»  
(НИУ ВШЭ)  
БАШКИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ  
им. М. АКМУЛЛЫ (БГПУ)

УТВЕРЖДАЮ

Проректор НИУ ВШЭ

\_\_\_\_\_ М.М.Юдкевич

«\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2020 г.

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ГИБРИДНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ  
(1-ый этап)

Проект «Зеркальные лаборатории НИУ ВШЭ»  
2020-2022 гг

Руководитель подразделения НИУ ВШЭ, реализующего проект  
Зав. Научно-учебной Лаборатории Квантовой Наноэлектроники, проф. МИЭМ  
д-р физ-мат.наук, профессор



К.Ю. Арутюнов

Руководитель подразделения университета-партнера, реализующего проект  
Зав. лаборатории «Наноэлектроника перспективных материалов», Зав.кафедрой БГПУ  
им.М.Акмуллы, д-р физ-мат. наук, профессор

А.Н. Лачинов

Согласовано научной комиссией Московского института электроники и математики им.  
А.Н. Тихонова:

Председатель научной комиссии Московский институт электроники и математики им.  
А.Н. Тихонова, д-р тех.наук, профессор

Е.А.Крук

Москва 2020

## СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель НИР, Зав НУЛ КНЭ,  
проф. МИЭМ, проф., д-р физ-мат.наук

К.Ю. Арутюнов  
(введение,  
заключение, раздел  
1)

Руководитель НИР, Зав. ЛНПМ, Зав.  
кафедрой БГПУ им.М.Акумлы  
проф., др. физ-мат. наук

А.Н. Лачинов  
(введение,  
заклучение, раздел  
2)

Отв. исполнитель, старший научный  
сотрудник, снс НУЛ КНЭ, Доцент  
МИЭМ,  
канд. физ.-мат. наук

Н.Г. Пугач  
(введение,  
заклучение, раздел  
1,3)

Исполнители:  
Проф. МИЭМ, Ph.D.

А.С. Васенко  
(введение,  
заклучение, раздел  
3)

Проф. БГПУ, Проф. Д-р физ-мат.наук

Е.Г. Екомасов  
(введение,  
заклучение, раздел  
4)

Старший научный сотрудник, Доцент  
МИЭМ,  
канд. физ.-мат. наук

Е.А. Попова  
(введение, раздел 2,  
3,4)

Старший научный сотрудник, Доцент  
МИЭМ,  
канд. физ.-мат. наук

Р.Ш. Ихсанов  
(введение, раздел  
5)

Исполнитель, стажёр-исследователь,  
студент магистратуры МИЭМ

А.С. Губина  
(раздел 1)

Исполнитель, стажёр-исследователь,  
студент бакалавриата МИЭМ

Д.И. Джепаров  
(раздел 3)

Исполнитель, стажёр-исследователь,  
аспирант МИЭМ

В.О. Яговцев  
(раздел 3)

Исполнитель, стажёр-исследователь,  
аспирант МИЭМ

Т. Карабасов

				(раздел 3)
Исполнитель, стажёр-исследователь, аспирант МИЭМ				Е.А. Седов (раздел 1)
Исполнитель, стажёр-исследователь, студент магистратуры МИЭМ				А.А. Заруднева (раздел 1)
Исполнитель, стажёр-исследователь, студент магистратуры МИЭМ				Д.О. Трефилов (раздел 1)
Исполнитель, стажёр-исследователь, студент магистратуры МИЭМ				К.В. Шеин (раздел 1)
Проф. ФГБОУВО БГПУ им.М.Акмуллы д.ф.-м.н.				В.М. Корнилов (Раздел 2.2)
Доцент, ФГБОУ ВО БГПУ им.М.Акмуллы				А.Р. Юсупов (раздел 2.1)
Ст.преп, ФГБОУ ВО БГПУ им.М.Акмуллы, к.ф.-м.н.				Л.Р. Калимуллина (раздел 2.1)
Ст.преп., ФГБОУ ВО БГПУ им.М.Акмуллы				Г.Ш. Байбулова (раздел 2.2)
Аспирант, лаборант ФГБОУ ВО БГПУ им.М.Акмуллы				Г.Р. Алтыншина (раздел 2.1)
Аспирант, лаборант, ФГБОУ ВО БГПУ им.М.Акмуллы Аспирант ФГБОУ ВО БГПУ им.М.Акмуллы Магистрант ФГБОУ ВО БГПУ им.М.Акмуллы				К. Мухамадамин (раздел 2.1) Д.Ю. Камалова (Введение) П.А. Ладин (раздел 2.2)
Магистрант ФГБОУ ВО БГПУ им.М.Акмуллы				Р.А. Солодовников (раздел 2.2)
Нормоконтроль				К.Ю. Арутюнов

## РЕФЕРАТ

Отчет 55 с., 34 источн.

### КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ГИБРИДНЫХ СТРУКТУРАХ

Темой исследования являются фундаментальные вопросы макроскопической квантовой когерентности и неравновесных квантовых процессов.

Цель работы заключалась в экспериментальном и теоретическом исследовании гибридных наноструктур сверхпроводниковой спинтроники, в частности, бислоев и/или сэндвичей из сверхпроводников и магнетиков, и полимеров, а также туннельных контактов с ними и низкоразмерных магнетиков.

Методом электронно-лучевого испарения и молекулярно-лучевой эпитаксии изготавливались пленки алюминия на диэлектрических подложках. Толщина образцов варьировалась от 5 нм до 100 нм. Измерения  $R(T)$ , вольт-амперных и амплитудно-частотных характеристик проводились в 4-х контактной конфигурации при низких температурах.

В проекте были задействованы методы атомно-силовой микроскопии, метод измерения проводимости Ван дер Пау, термостимулированные методы (токи, деполяризации, люминесценции), оптической спектроскопии.

Экспериментальное исследование температурной зависимости теплоемкости, измеренной в полях  $B = 0, 2$  и  $5$  Тл в квазиодномерных халдейновских магнетиках семейства  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$  составов  $x = 0.01$  и  $0.02$

Теоретические методы базируются на квазиклассическом формализме теории сверхпроводимости, решении уравнения Ландау-Лифшица, и систем дифференциальных уравнений в частных производных. Этими методами исследовались КРЭ в сверхпроводимости тонких пленок, эффекты близости сверхпроводника с ферромагнетиком и топологическим изолятором, поведение спин-трансферных наноосцилляторов. Разработан метод для численных расчетов критических параметров низкоразмерных систем.

Для всех исследованных пленок алюминия была обнаружена однозначная тенденция: чем тоньше пленка, тем ниже критическая температура сверхпроводящего перехода. Обнаруженная зависимость интерпретируется как проявление квантового размерного эффекта. Был разработан метод его расчета.

Полученные результаты имеют важное значение для понимания процессов генерации и переноса зарядов в наноразмерных металл/органических многослойных структурах, как в случае одномерного, так и двумерного транспорта. Новые результаты, полученные при изучении аномального электронного транспорта в органических

наноразмерных диэлектриках представляют собой важное значение для фундаментальной науки и являются приоритетными в мировом смысле.

Все полученные результаты являются новыми.

Область применения результатов: изучаемые в проекте процессы и структуры являются базой для создания нового поколения нанoeлектронных устройств, имеющих потенциал для применения в таких областях как информационно-коммуникационные технологии, вычислительная техника и различного рода электронные системы широкого профиля.

Исследование влияния квантового размерного эффекта на критические параметры сверхпроводников, а также эффекта близости с различными необычными материалами, крайне важны для развития крио- и нанoeлектроники, где использование сверхпроводящих элементов открывает новые горизонты и качественно новые приложения.

Результаты исследования температурной зависимости теплоемкости, измеренной в полях  $B = 0, 2$  и  $5$  Тл в квазиодномерных халдейновских магнетиках могут быть использованы для дальнейшего исследования указанных соединений спектроскопическими методами, измерением магнитной восприимчивости и намагниченности; теоретическому обоснованию полученных в эксперименте результатов.

Полученные результаты позволяют прогнозировать получение пионерских результатов мирового уровня в электронике гибридных наноструктур, объединяя явления квантового электронного транспорта, сверхпроводимости и сенсорики в широком смысле этого понятия.

## СОДЕРЖАНИЕ

ТЕРМИНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ.....	7
ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ.....	9
ВВЕДЕНИЕ.....	10
1 Исследование квантового размерного эффекта в квазидвумерных сверхпроводящих системах.....	17
1.1 Измерения зависимости критической температуры от толщины сверхпроводящих пленок алюминия .....	17
1.2 Метод теоретического расчета критической температуры тонких сверхпроводящих пленок с учетом квантового размерного эффекта.....	20
2 Изготовление и исследования многослойных гетероструктур на основе моно и полислоев функциональных полимерных диэлектриков.....	22
2.1 Изготовление полимерных пленок наноразмерного диапазона толщин.....	22
2.2 Контроль и исследование морфологии полимерных слоев .....	23
3 Теоретическое описание обратного эффекта близости в сверхпроводящих наноструктурах .....	30
3.1 Расчёт обратного эффекта близости в наноструктурах сверхпроводник-сильный ферромагнетик.....	30
3.2 Расчёт поведения критической температуры в структурах сверхпроводник/топологический изолятор.....	31
4 Исследования магнитных наноструктур.....	36
4.1 Экспериментальное исследование свойств низкоразмерных магнетиков.....	36
4.2 Исследование спин-трансферного наноосциллятора.....	40
5 Разработка программного обеспечения для численных расчетов критических параметров низкоразмерных систем.....	42
5.1 Постановка задачи расчета критических параметров низкоразмерных систем.....	42
5.2 Приведение системы уравнений модели к виду, пригодному для численного решения.....	43
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	45
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	49
ПРИЛОЖЕНИЕ А Публикации по теме проекта.....	52

## ТЕРМИНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

В настоящем отчете о НИР применяют следующие термины с соответствующими определениями:

Бислой	- гибридная наноструктура, состоящая из двух слоев
Критическая температура	- температура, при которой сверхпроводник переходит в нормальное, не сверхпроводящее состояние
Наноструктура	- твердотельная структура, отдельные элементы которой имеют размеры порядка 1-100 нм
Гетероструктура	- наноструктура, состоящая из двух или более слоев различных материалов
Двумерный	- объект, один линейный размер которого, много меньше характерного физического масштаба и других геометрических размеров объекта
Обратный эффект близости	- эффект влияния соседнего материала на свойства сверхпроводника
Топологический изолятор	- материал, который является изолятором в объеме, а поверхность обладает особым типом проводимости с дираковским спектром
Наноосциллятор	- осциллятор имеющий размеры порядка нанометров
Халдейновская цепочка	- цепочка магнитных ионов со спином $S=1$ .
Халдейновская щель	- щель в спектре магнитных возбуждений халдейновской цепочки
квазизонная модель	- модель проводимости полимеров, основанная на представлении о транспорте носителей заряда в полимерах как в полупроводниках, где подвижны носители только в зоне проводимости, и где им приписывается эффективная подвижность
времяпролетные эффекты	- эффекты выноса носителей заряда на электроды
времяпролетные кривые	- кривые переходного тока, измеряемые при импульсном облучении тонких пленок полимеров
Полимер	- макромолекулярное органическое соединение, состоящее из повторяющихся структурных элементов

Диэлектрик	- материал с энергией запрещенной зоны превышающей 2 – 2,5 эВ.
Запрещенная зона	- область в электронном энергетическом спектре запрещенная для электронов. В органическом материале определяется как область энергий между энергией верхней занятой орбитали и нижней вакантной
Полиарилефталиды (ПАФ)	- класс несопряженных гетероцепных полимеров, которые отличает наличие боковой функциональной фталидной группы
Полидифенилефталид (ПДФ)	- полимер из класса полиарилефталидов
Инжекция	- в общем смысле это процесс диффузии носителей заряда через границу раздела двух материалов. Чаще всего одним из материалов является металл
Двумерный электронный газ	- частный случай электронных состояний в двумерном объекте, на который наложено ограничение в одном из трех направлений движения электрона
Метод Лэнгмюра-Блоджетт (Л-Б)	- метод осаждения органических пленок путем полива раствора на поверхности воды
Коэффициент Харкинса	- характеризует способность одной жидкости к растеканию по поверхности другой жидкости и определяется соотношением поверхностного и межповерхностного натяжения жидкостей.
Работа выхода электрона (РВЭ)	- минимальная энергия достаточная для выхода электрона из кристалла, при условии, что кинетическая энергия покинувшего кристалл электрона равна нулю. Формально РВЭ можно определяют, как разность между энергией уровня Ферми и энергией уровня вакуума.



## ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ

В настоящем отчете о НИР применяют следующие сокращения и обозначения:

S	- сверхпроводник, сверхпроводящий слой или пленка
FI	- ферромагнитный изолятор
КРЭ	- квантовый размерный эффект
TI	- Топологический изолятор
$T_c$	- температура сверхпроводящего перехода
ОУЛЛ	- Обобщенное уравнение Ландау-Лифшица
РФВ	- (модель) Роуза-Фаулера-Вайсберга
РЭ	- радиационная электропроводность
ВПМ	- времяпролетный метод
ИДУ	- интегро-дифференциальные уравнения
СММ-2000T	- сканирующий мультимикроскоп, имеющий две опции в своей работе в виде сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) и атомно-силового микроскопа (АСМ).
АСМ-изображение	- вид (морфология) поверхности изучаемого объекта в заданных параметрах физической величины поверхности (рельеф, магнитный момент, проводимость, адгезия и т.п.), представляющий собой результат компьютерной обработки трехмерного массива данных полученных в процессе дискретного сканирования поверхности
нм	- нанометр - единица измерения длины, составляющая $10^{-9}$ м или $10\text{\AA}$

## ВВЕДЕНИЕ

Исследование и моделирование низкоразмерных сверхпроводящих структур в последние годы стало очень актуальной задачей в связи с тем, что традиционная полупроводниковая электроника подступает к своему техническому пределу по части миниатюризации и увеличения быстродействия. В настоящее время сверхпроводниковая наноэлектроника рассматривается как очень перспективная технология дальнейшего развития электронной компонентной базы. Следует ожидать, что использование сверхпроводящих систем может, до известной степени, решить обозначенные проблемы простой заменой некоторых критических (нормальных) элементов - на соответствующие сверхпроводящие и/или спинтронные. Наряду с этим достаточно "прямолинейным" подходом, ожидается, что исключительно перспективные прикладные вопросы сверхпроводящей наноэлектроники должны привести к развитию принципиально новых устройств: например, квантового компьютера и других квантовых информационных машин, сверхпроводниковых устройств памяти и т.д. В этой связи, прецизионное управление физическими параметрами сверхпроводника является важной проблемой с прикладной точки зрения.

В частности, «тонкая» подстройка параметров наноэлектронных устройств за счет изменения критического размера (и соответственно – критической температуры, энергетической щели, кинетической индуктивности, и т. д.) позволит оптимизировать работу целого ряда квантовых наноэлектронных устройств на базе сверхпроводящих материалов.

Разработка и усовершенствование сверхчувствительных датчиков электромагнитного излучения на основе сверхпроводниковых гибридных наноструктур, является насущной проблемой для исследований космоса и различных высокотехнологичных приложений двойного назначения.

Накопленные к настоящему времени экспериментальные и теоретические результаты исследований электронных свойств субмикронных пленок несопряженных полимеров класса полиарилеифталидов позволяют предположить, что основы поведения органических полимерных и неорганических диэлектрических пленок имеют общую природу. И потому изучение полимеров может оказаться полезным в общенаучном плане. Размерные эффекты, связанные с ограничением толщин органических пленок, приводящие к аномальному транспорту носителей заряда связывают с такими параметрами многослойной структуры, как глубина проникновения поверхностного заряда или длиной когерентности куперовской пары, а высокую проводимость относят к резонансному туннелированию через относительно широкий потенциальный барьер

специфической структуры. Нетривиальной проблемой аномального переноса заряда в структуре металл-полимер-металл является вопрос трансформации электронной подсистемы полимерного диэлектрика, в результате которой он становится хорошим проводником тока. До настоящего времени отсутствует общее представление о роли полимера в этом процессе. Спектр мнений довольно широк: от закорачивания между электродами через отверстия в полимерной пленке и дендритообразовании [1] до возможности высокотемпературной сверхпроводимости [2] и левитации электронов [3]. К этим проблемам добавляется необходимость учета сильного влияния химической природы полимерных материалов и особенностям локализации и автолокализации носителей зарядов в несопряженных полимерах.

Наличие каналов проводимости усложняет физическую картину явления, так как проблема проводимости разбивается на дополнительные составляющие такие, как инжекция носителей из электрода в канал, перенос заряда по каналу, влияние сопротивления растекания в месте контактирования канала с электродом, влияние размерных эффектов на перенос заряда. В связи с этим можно выделить три случая, когда:

$$\begin{cases} d_{\text{кан}} > l_{\text{эл}}, \\ d_{\text{кан}} = l_{\text{эл}}, \\ d_{\text{кан}} < l_{\text{эл}}, \end{cases}$$

где  $l_{\text{эл}}$  - длина свободного пробега электрона в материале канала,  $d_{\text{кан}}$  - диаметр канала. В работе [4], что в зависимости от соотношения диаметра контакта и длин упругого ( $l_i$ ) и неупругого ( $l_e$ ) рассеяния электронов могут реализоваться три спектроскопических режима: баллистический ( $d \ll l_i, l_e$ ), диффузионный ( $l_i \ll d \ll (l_i l_e)^{1/2}$ ) и тепловой ( $d \gg l_i, l_e$ ). В работе [4] исследован также переход от модели круглого отверстия к модели длинного канала в диффузионном приближении и показано, что основные выводы теории микроконтактной спектроскопии применимы и для случая длинного канала, соединяющего два металла.

В тонких пленках органических диэлектриков наблюдаются такие явления, как сверхпроводимость в структуре сверхпроводник/полимер/сверхпроводник, квазидвумерная двумерная проводимость вдоль границы раздела двух органических диэлектриков с аномально большой подвижностью заряда, что позволило авторам [5], сделать предположение о локализации вдоль границы двумерного электронного газа.

В настоящее время для описания и прогнозирования кинетики радиационной электропроводности (РЭ) низкоразмерных систем, в частности полимеров, используется модель многократного захвата, часто называемая моделью РФВ [6]. Модель использует приближение монополярной проводимости и квазизонную модель транспорта носителей.

Однако, до сих пор нет реализации этой модели с учетом процесса рекомбинации носителей и в условиях непрерывной генерации носителей заряда внешним источником [7]. Существующие модели описывают только эксперименты ВПМ в малосигнальном приближении (не учитываются процессы рекомбинации) и с мгновенной генерацией носителей (нет учета длительности процесса облучения). Это снижает точность описания эксперимента. Для корректного определения критических параметров образца (через параметры модели, описывающей процессы в нем), необходимо учесть и вышеперечисленные процессы. Соответственно, необходимо разработать программу расчетов параметров модели РФВ и критических параметров низкоразмерных систем для восполнения вышеуказанного пробела. В дальнейшем необходимо будет использовать эту программу для обработки экспериментальных данных.

В случае органических диэлектриков – несопряженных полимеров (макромолекулярных соединений с сильно локализованными на атомах углерода  $\pi$ -электронами) из-за слабого межмолекулярного взаимодействия в них преобладающим механизмом переноса заряда является прыжковый внутримолекулярный и межмолекулярный. Тем не менее известно, что при уменьшении толщины полимерной пленки до толщин сопоставимых с глубиной проникновения поверхностного заряда (субмикронная толщина) при определенных условиях можно достичь металлического типа проводимости аномально большой величины. Подобная трансформация электронного спектра совершенно неочевидна с точки зрения одноэлектронной теории. И это явление требует своего глубокого изучения по той простой причине, что относительно легкий тюнинг электронной подсистемы синтетических полимеров может открыть новый подход к разработке чрезвычайно широкого спектра новейших электронных гибридных материалов, обладающих новыми физическими свойствами.

Теоретически предсказанные и недавно экспериментально обнаруженные трёхмерные топологические изоляторы, характеризующиеся проводящими поверхностными состояниями с линейной дисперсией и энергетической щелью в объеме, являются интереснейшим объектом для исследований [8]. В частности, топологические изоляторы могут быть полезными для отказоустойчивых квантовых вычислений [9], в случае которого будет значительно увеличено время декогеренции в системе и количество выполняемых операций способно вырасти на порядки.

Эффект близости, возникающий в сверхпроводящих системах в контакте с топологическим изолятором, согласно теории, развитой в работах [10,11], в S/TI структурах с наведённой намагниченностью в плоскости TI слоя, осцилляций

Джозефсоновского критического тока не обнаружено. В то же время, как предсказано в [11], критический ток демонстрирует осциллирующее поведение в случае, когда на поверхности топологического изолятора наведена геликоидальная намагниченность.

Согласно результатам [11], наблюдение фазовых переходов в Джозефсоновском токе может означать нетривиальную зависимость критической температуры, в частности, возвратное поведение в S/TI контакте. Таким образом, исследование поведения в гибридных структурах как со спин-орбитальным взаимодействием, так и с геликоидальной намагниченностью важно для дальнейшего понимания лежащей в основе физики и потенциальных будущих приложений в области сверхпроводящей квантовой наноэлектроники и спинтроники.

Спин-орбитальные эффекты активно обсуждаются в рамках квазиклассического подхода в слоистых структурах [12]. Целью данной работы является количественное исследование критической температуры в гибридной S/TI структуре как функции ее параметров с использованием подхода квазиклассических функций Грина. Рассматриваемая в данной работе геликоидальная намагниченность имеет некоторые сходства с теми системами, которые исследовались в S/F системах с неоднородными спиральными магнетиками [13,14]. В частности, сверхпроводящий спиновый вентиль, состоящий из сверхпроводящего слоя и спирального магнетика, был предложен для применения в спинтронике, управлять которым можно изменяя ориентацию спирального магнетика [15,16]. Однако природа эффекта, который проявляется в нашей конфигурации, совершенно иная, поскольку присутствует не только неоднородная намагниченность в плоскости, но и сильное спин-орбитальное взаимодействие.

Квазиодномерные магнетики всегда находились в центре теоретических и экспериментальных исследований. Новый всплеск интереса к ним связан с предсказанным Халдейном принципиальным различием в свойствах гейзенберговских антиферромагнитных цепочек с полуцелочисленным и целочисленным спином [17]. Экспериментально было показано, что такие соединения как  $\text{NiS}_2\text{C}_2\text{H}_8\text{N}_2\text{d}_2\text{NO}_2\text{ClO}_4$  (NENP),  $\text{CsNiCl}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{BaNiO}_5$  имеют в спектре магнитных возбуждений халдейновскую щель и основное немагнитное состояние. К исчезновению спиновой щели и установлению антиферромагнитного упорядочения может привести межцепочечное взаимодействие (как это имеет место в случае  $\text{CsNiCl}_3$ ), а также внешнее магнитное поле (в случае NENP), в котором происходит зеемановское расщепление халдейновского триплетного состояния. В отличие от перечисленных соединений  $\text{Y}_2\text{BaNiO}_5$  остается неупорядоченным вплоть до самых низких температур.

Интерес к изоструктурным соединениям с общей химической формулой  $R_2\text{BaNiO}_5$  ( $R$  - редкоземельный ион или ион иттрия), обусловлен существенно одномерным характером их магнитных свойств. В кристаллической структуре  $R_2\text{BaNiO}_5$  слегка сплюснутые октаэдры  $\text{NiO}_6$ , соединяясь друг с другом через апикальный кислород, формируют цепочки спинов  $S(\text{Ni}^{2+}) = 1$ .  $\text{Y}_2\text{BaNiO}_5$  является типичной халдейновской системой со спиновой щелью в спектре магнитных возбуждений порядка 10 meV [18]. В этом соединении магнитного упорядочения не происходит, по крайней мере, вплоть до температур  $\sim 100$  мК.

Полная или частичная замена иона  $\text{Y}^{3+}$  на редкоземельный магнитный ион  $R^{3+}$  приводит к антиферромагнитному упорядочению. Неупругое рассеяние нейтронов показывает, что халдейновская щель в спектре магнитных возбуждений никеля сохраняется как в парамагнитной области, так и в упорядоченном состоянии. Таким образом, в упорядоченном состоянии наблюдается парадоксальное сосуществование халдейновской фазы и спиновых волн [19]. Механизм формирования состояния, в котором наблюдается сосуществование антиферромагнитного упорядочения и халдейновской фазы  $\text{Ni}$  цепочки, к настоящему времени не вполне ясен. Особенности взаимодействия редкоземельной подсистемы и халдейновской цепочки, согласно [20] должны проявиться в характере концентрационной зависимости температуры Нееля в семействе  $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$ , который определяется соотношением расстояния между редкоземельными ионами и корреляционной длиной в халдейновской цепочке. Таким образом, представляется актуальным исследование магнитных свойства некоторых соединений семейства  $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$  с малой концентрацией неодима при низких температурах.

Все вышеперечисленные квантоворазмерные явления в гибридных структурах являются предметом исследования настоящего проекта.

### Цель

Основной целью проекта является установление эффективного научно-педагогического сотрудничества между НУЛ КНЭ НИУ ВШЭ и ЛНПМ БГПУ.

Для достижения главной цели проекта предлагается консолидировать усилия на решении комплексной задачи:

Теоретически и экспериментально исследовать гибридные наноструктуры сверхпроводниковой спинтроники, в частности, бислои и/или сэндвичи из сверхпроводников магнетиков, функциональных полимеров, а также туннельных контактов с ними. Исследовать связь их магнитных и транспортных свойств, а также возможности использования таких систем для создания сверхчувствительных датчиков электромагнитного излучения и квантовых логических устройств нового поколения.

Теоретически и экспериментально исследовать гибридные наноструктуры спинтроники, в частности, низкоразмерные магнитные системы и спин-трансферные наноосцилляторы.

### **Задачи**

#### **ТЕХНОЛОГИЯ и МИКРОСКОПИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ**

Разработка методов изготовления квазидвумерных сверхпроводящих систем на базе классических сверхпроводников и органических полимеров.

Разработка методов химического, структурного и поверхностного анализа различных низкоразмерных твердотельных систем.

Этими методами решены следующие конкретные научные задачи:

- Изготовлены тонкие пленки алюминия. Методом просвечивающей электронной микроскопии исследована их морфология.
- Разработаны методические и технологические обоснования процессов изготовления гибридных металл/органических структур планарного типа,
- Созданы многослойные структуры планарного типа,
- Изучены и описаны поверхностная морфология и внутреннее надмолекулярное упорядочение полимерных пленок нанометровой толщины и их трансформации

#### **ЭКСПЕРИМЕНТ**

- Экспериментальное изучение эффекта зависимости критической температуры  $T_c$  от толщины квазидвумерных сверхпроводящих систем. Исследованы алюминиевые пленки.
- Экспериментальное исследование электронных транспортных свойств в многослойных гетероструктурах в зависимости от размерности органического проводника и электронных свойств контактирующего металла.
- Экспериментальное исследование термодинамических свойств при низких температурах в низкоразмерных магнитных системах, содержащих редкоземельные ионы и ионы переходных металлов, образующих спиновые цепочки полуцелочисленных и целочисленных спинов. А именно, исследование термодинамических свойств в соединениях  $R_2\text{BaNiO}_5$ .

#### **ТЕОРИЯ**

В рамках микроскопической квантовой теории и методами микромагнитного моделирования дать описание транспортных явлений в магнитных гибридных наноструктурах, включающих слои сверхпроводников, металлических и диэлектрических

магнетиков, и исследование влияния магнитных свойств на эти явления, а также, магнитодинамику подобных структур.

Решены следующие конкретные научные задачи:

- Разработан метод расчета критической температуры сверхпроводящей пленки на базе микроскопической модели на основе решения уравнений Горькова, учитывающей вклад квантового размерного эффекта.

- Проведено теоретическое исследование влияния на сверхпроводящие (S) слои спин-активных границ раздела с сильно-ферромагнитным диэлектриком.

- Разработана методика теоретического описания поведения критической температуры в структурах сверхпроводник/ топологический изолятор с наведённой геликоидальной намагниченностью.

- Проведено теоретическое исследование в рамках магнитного микромоделирования вихревых спин-трансферных наноосцилляторов, где намагниченность одного или обоих магнитных слоев находится в вихревом состоянии, что существенно изменяет динамические свойства структуры. Исследованы как структуры с одним вихрем в свободном слое, так и, так называемые, двух вихревые структуры, где в вихревом состоянии находятся оба слоя. В этом случае коллективная динамика и спектральные характеристики устройства существенно зависят от топологии системы – направления поляризации центров вихрей и направления вихревой закрученности.

Выполнены задачи первого этапа совместного исследования.



## **1 Исследование квантового размерного эффекта в квазидвумерных сверхпроводящих системах**

### **1.1 Измерения зависимости критической температуры от толщины сверхпроводящих пленок алюминия**

Одним из важнейших параметров, определяющих физические свойства сверхпроводника, является критическая температура  $T_c$ . Однако уже на ранних стадиях исследований оказалось, что  $T_c$  низкоразмерных объектов (сначала - тонких пленок, а позже и нанопроводов) может существенно отличаться от соответствующей величины для массивного сверхпроводника из того же материала. Несмотря на то, что обсуждаемый размерный эффект известен многие десятилетия, и было предложено значительное количество объяснений, до настоящего момента не существует единого мнения по поводу его природы.

**Целью этой части проекта** являлось целенаправленное экспериментальное изучение эффекта зависимости критической температуры  $T_c$  от толщины квазидвумерных сверхпроводящих систем и интерпретация результатов на базе микроскопической модели, учитывающей вклад квантового размерного эффекта (КРЭ).

**Методика.** Методом электронно-лучевого испарения в вакууме  $\sim 10^{-9}$  мБар и молекулярно-лучевой эпитаксии были изготовлены пленки алюминия на подложках из GaAs и сапфира. Толщина образцов варьировалась от 5 нм до 100 нм, ширина – 500 мкм, длина – 10 мм. Качество пленок контролировалось методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Было установлено, что все изготовленные системы являются поликристаллами. Однако в образцах, полученных электронно-лучевым испарением, характерный размер кристаллитов в плоскости пленки сравним или лишь в несколько раз превосходит толщину пленки (Рисунок 1.1а). В то время как в эпитаксиальных пленках, размер кристаллитов в плоскости подложки существенно больше (Рисунок 1.1б). Тем самым, можно считать, что эпитаксиальные пленки близки к квазидвумерным кристаллам. И в тех, и в других образцах на границах зерен наблюдаются дефекты несоответствия кристаллических ориентаций (Рисунок 1.1б). Однако никаких признаков присутствия чужеродных примесей обнаружено не было.

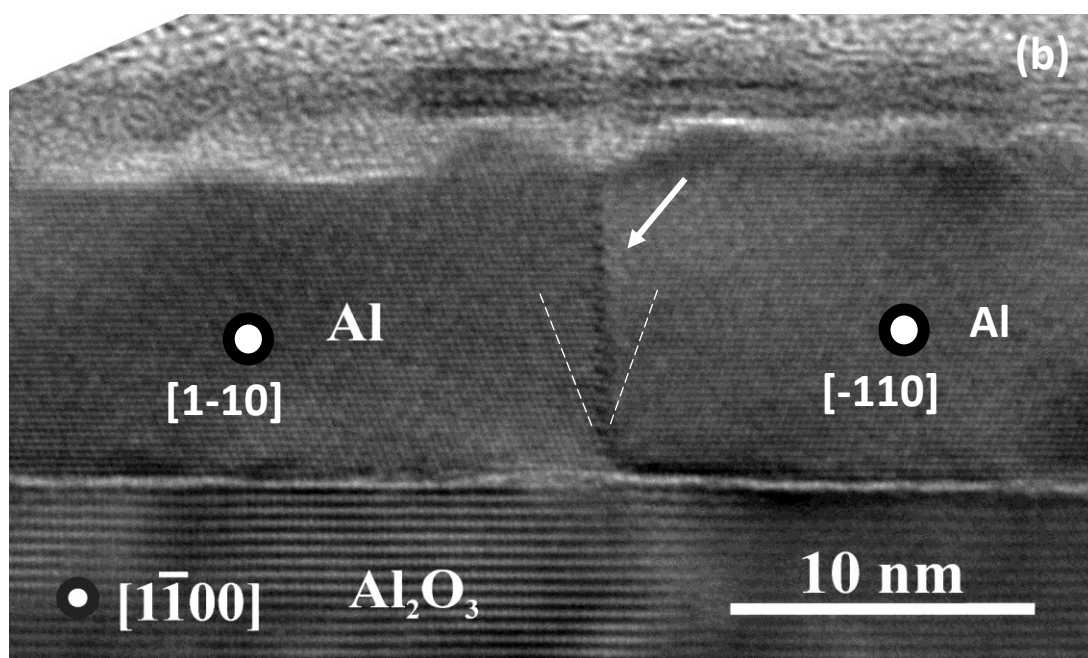
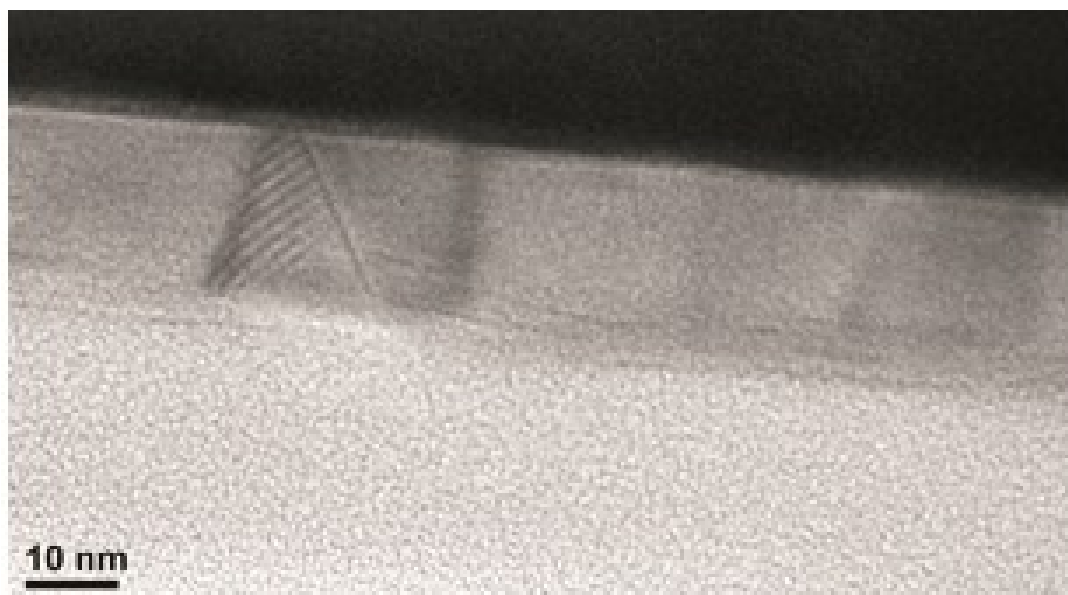


Рисунок 1.1 - (а) Микрофотография среза алюминиевой пленки на подложке из GaAs, полученная методом испарения электронным лучом в сверхглубоком вакууме.

Хорошо видны кристаллиты с характерным размером порядка 20 нм. (б) Микрофотография среза алюминиевой эпитаксиальной пленки на подложке из сапфира, полученная методом электронной просвечивающей микроскопии сверхвысокого разрешения. В центре рисунка хорошо видна двойниковая межзерненная граница

Перевод исследуемых систем в сверхпроводящее состояние достигался понижением температуры в откачном  $^4\text{He}$  дьюаре с минимально достижимой температурой  $\sim 1,15\text{ K}$ .

Измерения  $R(T)$  и вольт-амперных и амплитудно-частотных характеристик проводилось в 4-х контактной конфигурации. Особое внимание уделялось фильтрации ЭМ наводок с использованием многоступенчатой системы RLC фильтров [21]. Для автоматического сбора информации и обработки экспериментальных данных использовался персональный компьютер и специально разработанная программа на базе коммерческого пакета *LabView*. Пример типичной  $R(T)$  зависимости приведен на Рисунке 1.2.

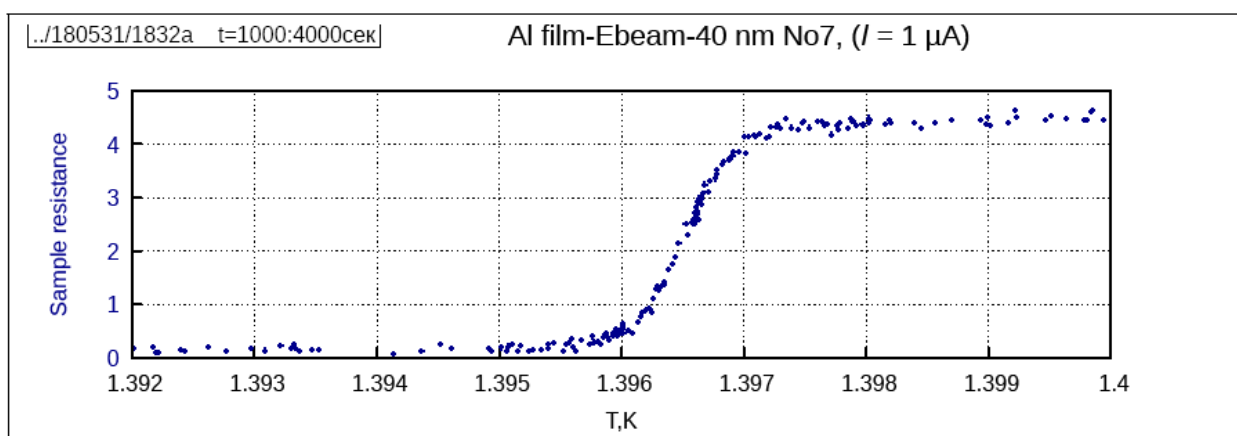


Рисунок 1.2 - Типичная зависимость сопротивления от температуры для алюминиевой пленки на примере образца толщиной 40 нм, изготовленная методом электронно-лучевого испарения. Следует обратить внимание на ширину перехода  $\delta T_c \sim 1\text{ mK}$

Для всех исследованных пленок, как эпитаксиальных, так и полученных электронно-лучевым распылением, была обнаружена однозначная тенденция: чем тоньше пленка, тем ниже критическая температура сверхпроводящего перехода (Рисунок 1.3). Обнаруженная тенденция интерпретируется как проявление квантового размерного эффекта [22]. По результатам исследований подготовлена совместная работа с коллегами из зеркальной лаборатории.

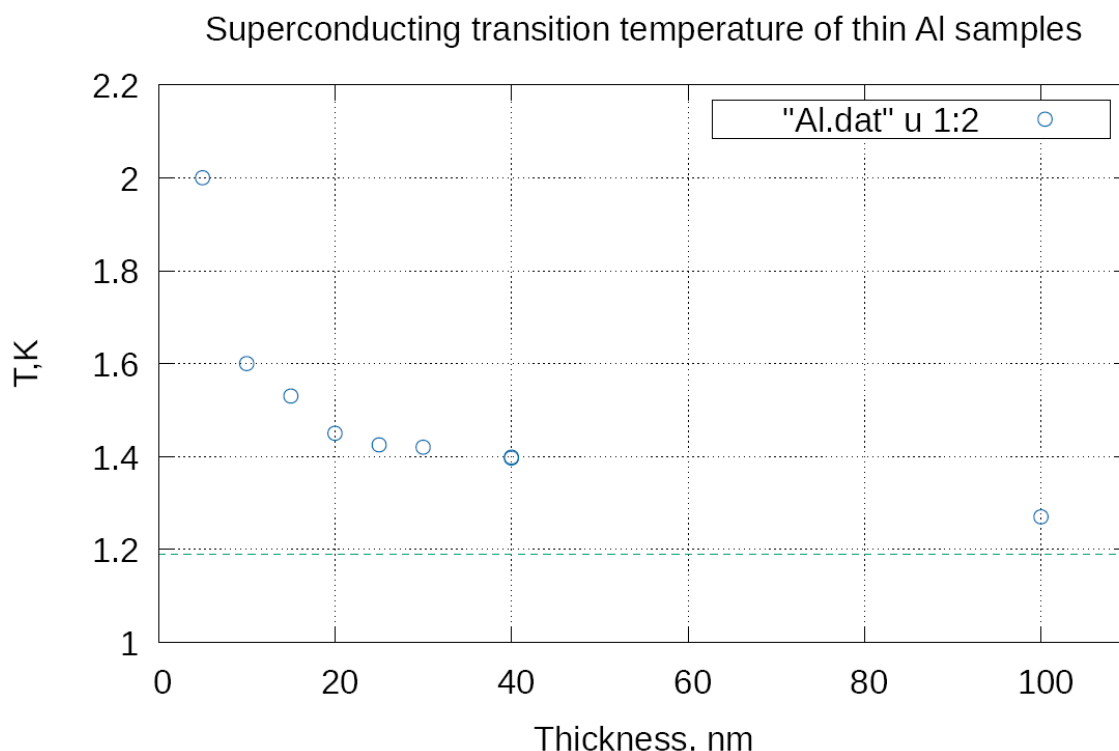


Рисунок 1.3 - Зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  от толщины пленки. Пунктирной горизонтальной линией обозначена критическая температура массивного алюминия 1,19 К

По результатам этой работы принята в печать статья [1A] и опубликованы тезисы [2A-6A].

## 1.2 Метод теоретического расчета критической температуры тонких сверхпроводящих пленок с учетом квантового размерного эффекта

Объектом исследования являлась тонкая сверхпроводящая пленка.

Цель работы заключалась в описании метода, позволяющего найти выражения для критической температуры с учетом квантового размерного эффекта в рамках формализма функций Грина, опираясь на решения уравнения Горькова. Именно этот современный метод микроскопического анализа квантовой теории сверхпроводимости позволяет самосогласованно учесть влияние немагнитного рассеяния в пленке на КРЭ в критической температуре. Было показано, что изменения в одноэлектронном спектре из-за размерного квантования приводят к квантово-размерным изменениям сверхпроводящих свойств, таких как, например, критическая температура сверхпроводящего перехода [23].

В процессе работы был использован формализм уравнений Горькова микроскопической теории сверхпроводимости. Уравнения Горькова с учетом немагнитного рассеяния [24,25] имеют вид:

$$\left[ i\tilde{\omega} + \varepsilon_F - \frac{\hbar^2}{2m}\chi^2 + \frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] G_\omega(z, z') + \tilde{\Delta}(z)F_\omega(z, z') = \delta(z - z')$$

$$\left[ i\tilde{\omega} - \varepsilon_F + \frac{\hbar^2}{2m}\chi^2 - \frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] F_\omega(z, z') + \tilde{\Delta}(z)G_\omega(z, z') = 0$$

$\omega$  – частота;  $\varepsilon_F$  – энергия Ферми;  $\chi$  – проекция импульса;  $z$  – координата в направлении, перпендикулярном плоскости плёнки;  $G_\omega$  – нормальная мацубаровская функция Грина;  $F_\omega$  – аномальная мацубаровская функция Грина;  $\Delta$  – параметр порядка;  $\delta(z - z')$  - дельта-функция Дирака.

Здесь были введены обозначения:

$$\tilde{\omega} = \omega + icu^2 G_\omega(z, z)$$

$$\tilde{\Delta}(\omega) = \Delta + cu^2 F_\omega^*(z, z)$$

$c$  – концентрация,  $u$  – потенциал вида дельта-функции ( $u \ll \varepsilon_F$ ).

В результате были найдены выражения для нормальной функции Грина:

$$G(z > z') = A \frac{\sin k_+ z' \sin k_+(z - D)}{k_+ \sin k_+ D}$$

И аномальной функции Грина, описывающей сверхпроводящую корреляцию электронов в куперовских парах:

$$F_1(z > z') = i \frac{A \Delta_0}{2 \omega_n} \frac{\sin kz' \sin k(z - D)}{k \sin kD}$$

Следующее приближение для параметра порядка получается из уравнения самосогласования:

$$\tilde{\Delta}_{n,2}^*(z) = \lambda T \sum_{\omega} \int_0^{kF} F_\omega(z, z) \frac{\chi}{2\pi} d\chi + cu^2 \int_0^{kF} F_\omega(z, z) \frac{\chi}{2\pi} d\chi$$

Приводит к задаче с переменным потенциалом, которая была решена в рамках ВКБ (Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна) приближения. Далее, полученные методом ВКБ функции Грина подставлялись в уравнение самосогласования для параметра порядка. Отсюда можно рассчитать критическую температуру.

Данная методика будет необходима для дальнейшего описания квантово-размерных эффектов в тонкой сверхпроводящей пленке при температурах, близких к температуре сверхпроводящего перехода.

Результаты работы будут использованы для описания экспериментов, выполняемых в рамках проекта экспериментальной группой проф. К.Ю. Арутюнова. По результатам этой работы опубликованы тезисы [7А].

## **2 Изготовление и исследования многослойных гетероструктур на основе моно и полисоев функциональных полимерных диэлектриков**

### **2.1 Изготовление полимерных пленок наноразмерного диапазона толщин**

Существует значительное число методов получения тонких пленок: нанесение на вращающуюся подложку, метод полива, термическое осаждение, химическая самосборка, метод Ленгмюра-Блоджетт (Л-Б), метод экструзии т.д. В зависимости от методов получения пленки различаются по своим характеристикам (качество нанесенного покрытия, толщина, упаковка молекул, стабильность). На сегодняшний день, основной проблемой в наноструктурах на основе полимерных пленок, является создание достаточно тонкого, однородного, бездефектного и воспроизводимого слоя полимерного материала. Наиболее подходящими методами для высокомолекулярных соединений с большой молекулярной являются методы полива, Л-Б, центрифугирования из растворов полимера. Необходимым этапом для применения данных методов является выбор растворителя. Наиболее подходящий растворитель для полимеров класса полиариленфталидов – циклогексанон, который является близким к идеальному ( $\theta$ -растворителем). Из раствора полимера в циклогексаноне получают образцы в виде качественных пленок толщиной от нескольких нанометров до 30 мкм [26]. В основном в работе для изготовления субмикронных пленок использовался метод центрифугирования полимера из раствора в циклогексаноне на твердой подложке. При приготовлении раствора полимер замачивался в небольшом количестве растворителя до полного растворения, затем доливался растворитель в необходимом количестве и раствор выдерживался еще в течение суток в темноте. Для изготовления пленок различной толщины были использованы растворы полимеров в циклогексаноне с концентрациями 0.1-15 весовых %. Раствор полимера выбранной концентрации наносился на подложку, укрепленную на держателе центрифуги. Скорость вращения составляла, как правило, 2000 об/мин. Время вращения равнялось 20 секундам. Образовавшаяся на подложке полимерная пленка проходила предварительную сушку на воздухе при комнатной температуре в течение 30-45 минут. После этого окончательная сушка для удаления остатков растворителя проводилась в сушильном шкафу при температуре 150°C в течение 45 минут. В зависимости от концентрации растворов были получены пленки толщиной от 5 нм до 3 мкм.

Морфология полимерной пленки на твердой поверхности зависит от совокупности факторов: условий формирования слоя на межфазной поверхности, природы подложки и т.д. В качестве подложек в работе были использованы кремний, стекло, металлы. Выбор подложек был обусловлен интересом с точки зрения пленкообразования на материалах с различными шероховатостями поверхности, а также необходимой адгезии полимера к

этим поверхностям. Максимальная шероховатость для полированного кремния составляла 1 нм (локальная доходит до 0,1-0,2 нм), для стекла и металлических пленок на стекле в несколько раз больше. Перед нанесением полимера, подложка подвергалась процедуре очистки в ультразвуковой ванне с различными растворителями. Затем промывалась в дистиллированной воде и перед нанесением раствора полимера высушивалась в сушильном шкафу при 150 °С.

Для того чтобы исключить возможное влияние подложки на формирование пленок была изготовлена серия образцов отлитых на поверхности воды. Выбор данной среды обусловлен тем, что плотность воды больше плотности растворителя и растворимость циклогексанона составляет менее 8% при нормальных условиях. Потому коэффициент Харкинса больше нуля и происходит саморастекание раствора по поверхности воды. Растворитель испаряется в процессе растекания и формирования пленки. Сам полимер в воде не растворим, а плотность сравнима с плотностью воды и потому пленку легко удалить с поверхности жидкости подходящим способом.

Многослойные образцы изготавливались путем последовательного нанесения полимерных слоев с соблюдением всех описанных выше технологических шагов. Исключение составляли образцы, предназначенные для создания и контроля свойств квазидвумерного электронного газа. В этом случае добавлялась дополнительная процедура изготовления встроенных электродов. После изготовления первого слоя методом термодиффузионного напыления в вакууме через теньевую маску изготавливались электроды. Минимальное расстояние между электродами, которое удалось достичь составило 12-15 мкм. После изготовления системы электродов (2 или 4 в зависимости от задачи исследования) наносилась вторая полимерная пленка.

## **2.2 Контроль и исследования морфологии полимерных слоев**

В качестве методов контроля были использованы два основных метода: оптический и зондовый. Оптическая микроскопия применялась для визуального контроля качества образцов. В качестве зондового – атомно-силовая микроскопия. Исследования методом атомно-силовой микроскопии проводились на сканирующем мультимикроскопе СММ-2000Т в контактной моде. Этот метод позволяет получать информацию о рельефе поверхности как функции  $z=f(x,y)$  с представлением в виде числовой матрицы. Эта информация может быть использована в виде двумерного или трехмерного изображения, а также обработана математическими методами для учета аппаратной функции и определения различных параметров исследуемого объекта. Для получения численной информации шероховатости снималась серия кадров с одинаковыми размерами с

различных участков поверхности. По каждому кадру рассчитывалась среднеквадратичная шероховатость  $R_q$  :

$$R_q = \sqrt{\frac{\sum_{x=1, y=1}^{N, M} \left( Z_{x, y} - Z \right)^2}{(N-1)(M-1)}}, \quad (2.1)$$

где:  $Z_{x, y}$  – значение высоты рельефа поверхности с координатами  $(x, y)$ , измеренное с помощью АСМ,  $Z$  – средняя высота в кадре,  $N$  и  $M$  – количество точек в строке сканирования количество строк соответственно. Затем вычислялось среднее значение  $R_q$  по нескольким кадрам. По данному параметру оценивалось качество поверхности полученных пленок. Для определения толщины пленок в них создавалось углубление до поверхности подложки при помощи медного микрорезака. Стенка углубления представляет собой ступеньку с высотой равной искомой толщине. Истинная морфология участка поверхности со ступенькой воспроизводится в виде АСМ-изображения, на которой появляется возможность построения профиля сечения поверхности. На таком профиле автоматически рассчитывался ряд геометрических параметров объекта. Устанавливая в нужном месте профиля измерительные линии, можно определять расстояние между деталями объекта и разброс высот между точками пересечения измерительных линий с линией профиля. При анализе внутреннего строения исследуемых пленок использовалась программа для работы с объектами. Она предназначена для выделения на изображении объектов, проведения с ними морфологических операций, расчета характеристик выделенных объектов, выполнения статистической обработки совокупности выделенных объектов, выделения по заданному пользователем набору критериев подмножеств объектов и определения их характеристик.

На примере полимерных пленок, отлитых на воде методом Ленгмюра-Блоджетт продемонстрированы результаты АСМ-анализа. Эти пленки характеризуются локальной шероховатостью порядка 350 пм, максимальный перепад высот 2 нм при толщине пленки 500 нм, что сравнимо по порядку величины с шероховатостью полированного кремния. На рисунке 2.1 представлено изображение поверхности пленки, отлитой на воде. Хорошо видно, что даже на необработанном изображении поверхность пленки однородная.



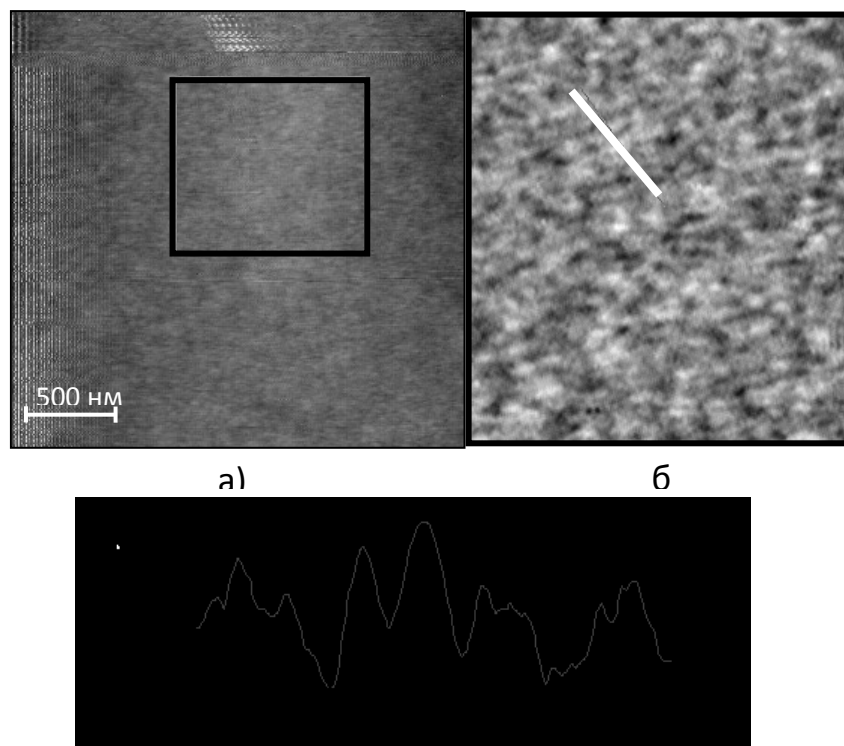


Рисунок 2.1 - АСМ изображение полимерной пленки толщиной 350 нм, отлитой на воде методом Л-Б: а) морфология поверхности; б) увеличенное изображение выделенного участка поверхности; в) профиль поверхности вдоль измерительной линии

Характерной особенностью пленок, отлитых на воде, является тот факт, что на данных образцах проявляются структурные элементы объема полимерной пленки, которые не выявлены на пленках, полученных методом центрифугирования на подложку. На нижней вставке приведен профиль сечения поверхности увеличенного изображения рисунка 2.1(б) (по линии в центре рисунка), проведенного с целью определения размеров наблюдаемых структурных элементов. Из рисунка видно, что максимальный перепад высот составляет 579,8 пм, диаметр выбранного маркером структурного элемента равен 52,92 нм. Таким образом, определены диаметры образований, которые лежат в пределах от 40 до 80 нм.

Возможности выявления надмолекулярной структуры в объеме тонких пленок полимеров представлены на рисунке 2.2. В этом случае использовалась методика скола полимерной пленки с помощью металлического микрорезака. Нужно было добиться, чтобы движение резака вызывало эффект «плуга» и приводило к расслоению пленки. В этом случае важна величина адгезии пленки к подложке. В результате появляется возможность наблюдать «внутреннюю» морфологию пленки при отсутствии поверхностного слоя. Типичная картина разрыва показана на рисунке 2.2. На увеличенном

изображении участка поверхности можно наблюдать зеренную структуру в виде вытянутых эллипсоидов (рисунок 2.2(б)).

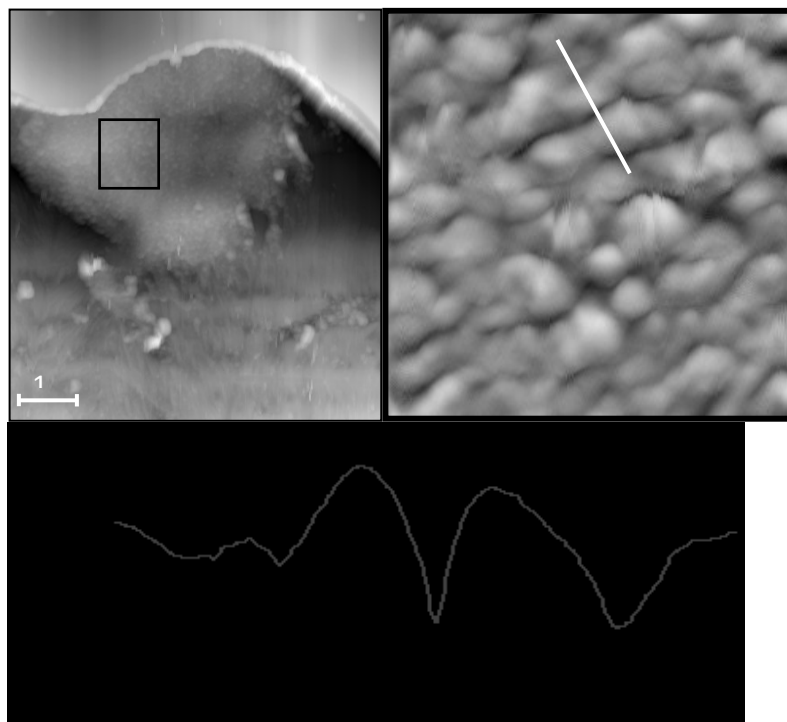


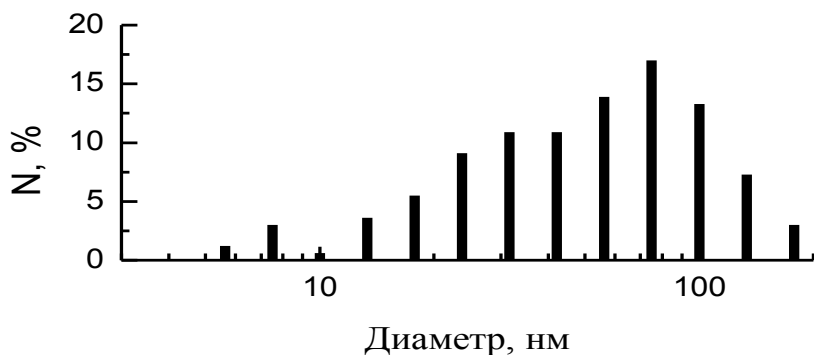
Рисунок 2.2 - Внутренне строение полимерной пленки толщиной 350 нм после скола:  
а) морфология поверхности полученное АСМ на месте скола; б) увеличенное АСМ изображение глобулярной структуры; в) профиль поверхности вдоль измерительной линии

Наблюдаемая зеренная структура не связана с морфологией подложек, а отражает именно внутреннее строение полимерной пленки. Поверхности используемых подложек (полированный кремний и полированная нержавеющая сталь) были многократно тестированы на АСМ, причем зеренная структура на чистых подложках не проявлялась ни разу. Морфология поверхности подложек обусловлена процессами обработки и имеет соответствующий характерный вид. Часто хорошо видны следы механической полировки подложки, которые наблюдаются в любом месте образца.

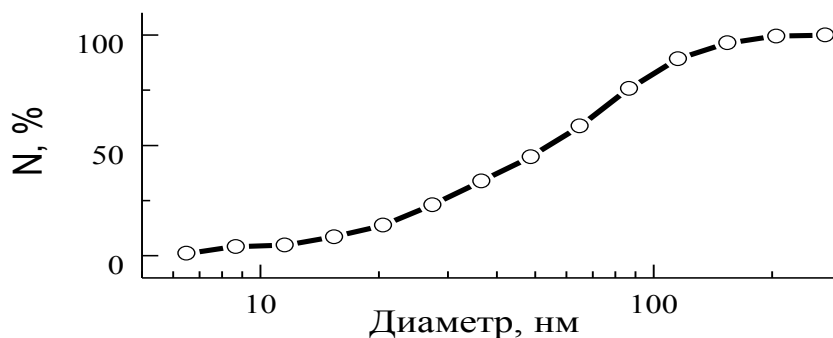
Имеется возможность проведения статистического анализа изображения наблюдаемых структур. Для данной цели используется программа выделения объектов. Предварительно выделялся участок изображения, на котором производились операции фильтрации шумов и устранения постоянного наклона. Затем по гистограмме высот изображения выбиралась рабочая точка, позволяющая провести сечение объекта плоскостью, параллельной основанию. Выбор рабочей точки зависит от вида выделяемых

объектов и тех параметров, которые предполагается проанализировать. В нашем случае выбиралась такая точка на гистограмме, которой соответствовало максимальное количество выделенных объектов. Уменьшение количества объектов может быть связано с тем, что секущая плоскость проходит либо слишком близко к базовой плоскости (объекты начинают объединяться), либо слишком высоко (объекты не пересекаются плоскостью).

В нашем случае в качестве параметра для анализа был выбран эффективный диаметр объекта, определяемый как линейный размер объекта, усредненный по 20 измерениям при последовательном повороте на угол  $10^\circ$ . На рисунке 2.3 представлены результаты гранулометрического анализа объектов. Рисунок 2.3 (а) представляет гистограмму распределения объектов по диаметру. Видно, что не менее 80% объектов имеет диаметр от 20 до 150 нм, а 40% объектов имеют диаметр от 50 до 100 нм. Столбики на гистограмме, соответствующие диаметрам объектов менее 20 нм, отражают ситуацию, когда секущая плоскость проходит близко к локальному максимуму высоты объекта. Столбики, соответствующие диаметрам более 150 нм в основном соответствуют объединению объектов.



а)



б)

Рисунок 2.3 - Результаты гранулометрического анализа объектов объема полимерной пленки, выявленных методом скола: а) дифференциальная кривая распределения частиц, б) интегральная кривая гранулометрического состава

Интегральная кривая гранулометрического состава (рисунок 2.3.(б)) позволяет определить, какой процент проанализированных объектов имеет диаметр меньше выбранного на графике.

Стоит отметить, что форма и средние размеры гранул-зерен не зависели от концентрации раствора полимера в пределах ее изменения от 2 до 10 вес.%. При исследовании пленок изготовленных из раствора ПДФ с концентрацией менее 2 вес.% обнаружить участки с подобной зеренной структурой не удалось, несмотря на большое количество исследованных участков различных образцов.

Таким образом, в процессе представленными методами можно получать различные сложного строения объекты, содержащие в своем строении как одномерные так и двумерные электропроводящие структуры на основе диэлектрических слоев, способные при определенных условиях демонстрировать аномальный электронный транспорт.

В рамках проекта был изучен транспорт носителей заряда в структуре ферромагнетик/полимер/медь в малых магнитных полях с целью исследования вклада межузельных прыжков спинполяризованных носителей заряда в полимерной пленке. Был обнаружен эффект огромного магнетосопротивления с отрицательным коэффициентом достигающим величины 40% рис.2.4.

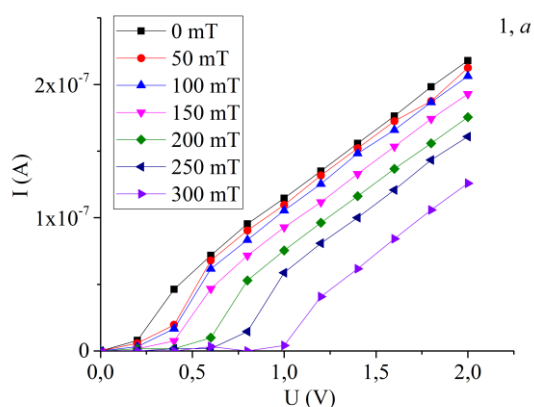


Рисунок 2.4 - Вольтамперные характеристики экспериментальной структуры при различном значении внешнего магнитного поля

Установлено, что полимер полидифениленфталид по основным признакам хорошо соответствует структуре гипотетического полимерного материала, описанного в работе

[27], как наиболее подходящего с точки зрения реализации эффекта огромного магнетосопротивления по предложенному механизму.

Квантово-механические расчеты показывают [28], что при инжектировании носителей заряда и их последующего взаимодействия с фталидной группировкой молекулы полимера возникают глубокие электронные ловушечные состояния, что можно рассматривать в терминах этой модели как электронные состояния гостя. Это подобно процессу самодопирования, когда допированное состояние формируется за счет взаимодействия отдельных фрагментов макромолекулы с зарядом, инжектированным в объем полимера.

Полидифениленфталид обладает протяженной структурой и содержит большое количество боковых фрагментов, что позволяет говорить об одномерном характере протекания тока вдоль полимерной цепи. Он также содержит фталидные группировки, что способствует уменьшению частоты прыжка между соседними мономерами.

Незначительное влияние магнитного поля на концентрацию носителей заряда, говорит о том, что перенос заряда осуществляются с минимально возможным периодом допирования. Результат исследования влияния магнитного поля на подвижность носителей заряда (а также то, что величина относительного изменения составила - 46%) совпадает с предсказанной в [27] зависимостью и позволяет с большой долей вероятности утверждать, что предсказанный эффект огромного магнетосопротивления может реализоваться в структурах на основе полимерного материала полидифениленфталида.

По результатам этой части исследования 4 статьи приняты в печать [8A-10A,16A] и опубликованы тезисы [11A-15A].

### 3 Теоретическое описание обратного эффекта близости в сверхпроводящих наноструктурах

#### 3.1 Расчёт обратного эффекта близости в наноструктурах сверхпроводник-сильный ферромагнетик

В рамках формализма функций Грина была исследована намагниченность, вызванная обратным эффектом близости в бислоях, содержащих сверхпроводник и сильно спин-поляризованный ферромагнитный материал (Рисунок 3.1). Записанные для грязного сверхпроводника уравнения Узаделя решались с граничными условиями, подходящими для сильно спин-поляризованных ферромагнитных материалов. Рассмотрены случаи температуры, близкой к критической, и слабого эффекта близости. Исследованы зависимость наведенной намагниченности от толщины сверхпроводника и от температуры, а также от прозрачности границы между слоями сверхпроводника и ферромагнетика, и угла спинового смешивания. Показано, что чем сильнее эффект близости, тем слабее обратный эффект близости.

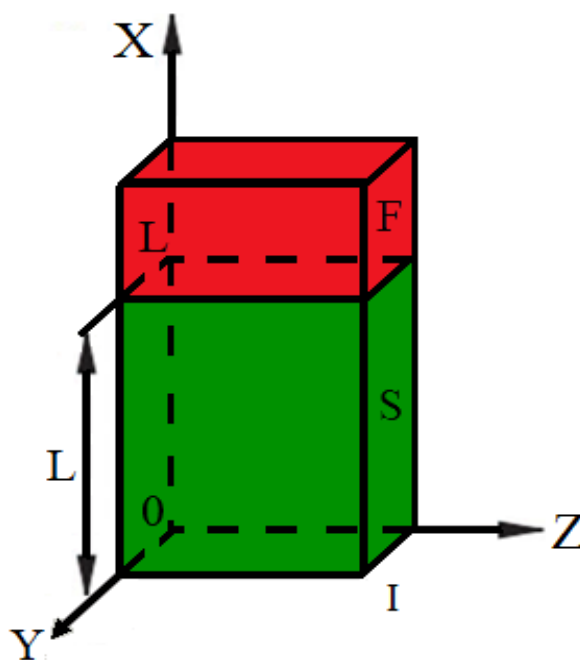


Рисунок 3.1 - Структура бислоя сверхпроводник – сильный ферромагнетик

Были рассмотрены зависимости параметра порядка сверхпроводника, функции Грина и намагниченности от координаты, толщины С-слоя, температуры и угла спинового смешивания (рис.3.2) в двух случаях, допускающих аналитическое решение: слабого эффекта близости и вблизи  $T_c$ .

Средняя намагниченность в обоих случаях убывает с ростом толщины S-слоя в диапазоне толщин, порядка длины когерентности. Основной вклад в намагниченность дает слой сверхпроводника, близкий к границе раздела. С ростом толщины становится больше размер областей, слабо намагниченных из-за обратного эффекта близости.

Наведенная намагниченность убывает с ростом температуры т.к. пропорциональна параметру сверхпроводящего порядка. Растет же она с ростом угла спинового смешивания, отвечающего за спиновую асимметрию и конверсию синглетных куперовских пар в триплетные.

Показано, что зависимость наведенной намагниченности от прозрачности может быть как убывающей, так и немонотонной. Вблизи  $T_c$  при учете подавления параметра порядка, рост эффекта близости приводит к подавлению обратного эффекта близости.

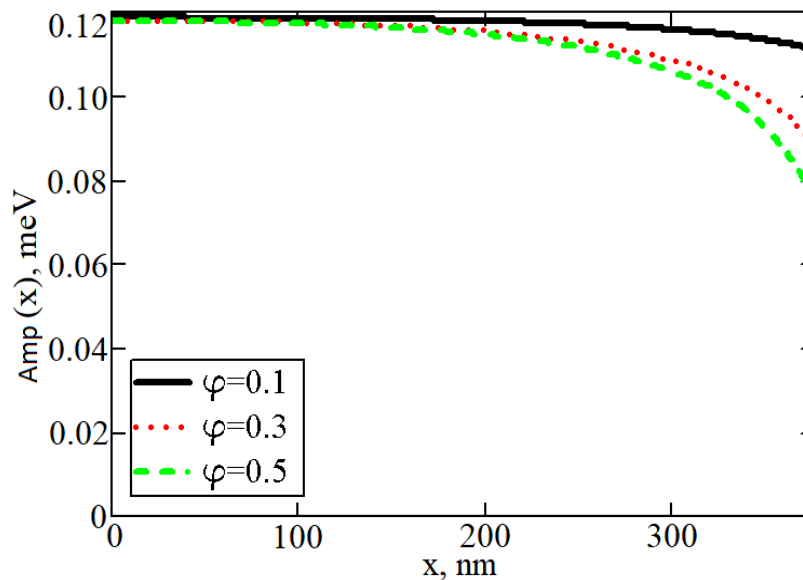


Рисунок 3.2 - Парные амплитуды сверхпроводящей корреляции в сверхпроводящей пленке бислоя, как функция координаты при различных значениях спин-зависящего параметра границы с ферромагнетиком  $\varphi$

Результаты опубликованы в работах [18A,19A], также опубликован препринт [17A] и тезисы [20A, 21A].

### 3.2 Расчёт поведения критической температуры в структурах сверхпроводник/топологический изолятор

В работе была рассмотрена двумерная наноструктура, состоящая из сверхпроводника (S) с шириной слоя  $d_s$  и топологического изолятора (ТИ) с шириной слоя  $d_n$ , в котором индуцирована неоднородная намагниченность для двух случаев (Рисунок

3.3):  $\mathbf{h}(y) = h_0(\cos Qy, \sin Qy, 0)$  и  $\mathbf{h}(y) = h_0(\cos Qx, \sin Qx, 0)$ , где  $Q = 2\pi / \lambda$  и  $\lambda$  фактически определяет пространственный период геликоидальной намагниченности.

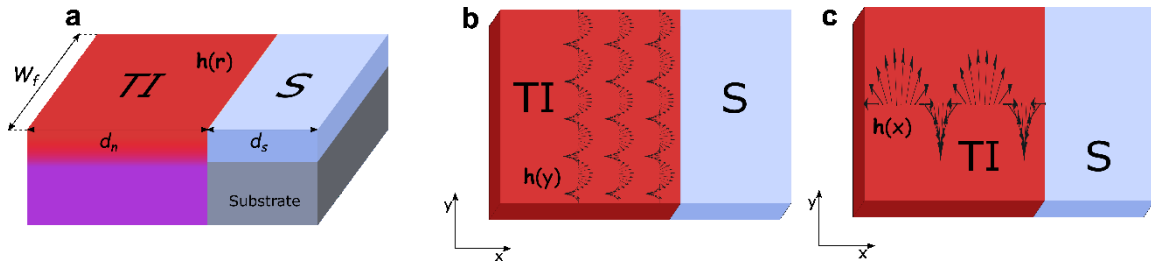


Рисунок 3.3 - (a) Схематичная иллюстрация S/TI контакта с наведенной геликоидальной намагниченностью. Намагниченность задается вектором (b)  $\mathbf{h}(y) = h_0(\cos Qy, \sin Qy, 0)$ , (c)  $\mathbf{h}(x) = h_0(\cos Qx, \sin Qx, 0)$ . Переход расположен в плоскости  $x-y$  и S/TI интерфейс лежит в направлении  $y$  в точке  $x=0$ .  $d_n$  и  $d_s$  - размеры TI и S слоев в направлении  $x$  соответственно, в то время как  $w_f$  - поперечный размер структуры

Для расчёта зависимостей критической температуры  $T_c(d_n)$  структуры предполагался диффузионный предел и использовалась система линеаризованных уравнений Узаделя для слоев S и TI [29]. Мы провели вычисления в пределе слабого эффекта близости, который легко реализуем экспериментально, полагая что нормальная функция Грина  $g = \text{sgn } \omega_n$ . В рамках исследования применялось одномодовое приближение для расчётов, позволяющее определить качественное поведение критической температуры  $T_c$  [30].

На рисунке 3.4 представлено сравнение между S/TI структурами с однородной намагниченностью  $\mathbf{h}$  и с  $\mathbf{h}(y)$ . Из рисунка видно, что существует значительная разница в зависимостях  $T_c(d_n)$  между двумя структурами. Волновой вектор парных корреляций в топологическом изоляторе для однородной намагниченности записывается как  $\kappa_0 = \sqrt{2\omega_n / D + 4h_x^2 / \alpha^2}$ , где  $h_x$  - компонента намагниченности вдоль направления  $x$ . Можно заметить, что  $h_x$  вносит вклад в разрушение сверхпроводящих корреляций и подавляет критическую температуру  $T_c$  с характерной длиной спада  $\xi = 1 / \kappa \approx \min[\sqrt{2\omega_n / D}, \alpha / 2h_x]$ . При этом,  $h_y$  не играет роли в разрушении сверхпроводимости. Таким образом, на рис. 3.4 в случае однородной намагниченности (красные сплошные линии) критическая температура  $T_c$  испытывает монотонное



убывание из-за ненулевой компоненты  $h_x$ . В случае достаточно больших значений  $Q$ , волновой вектор приобретает дополнительный мнимый член и теперь квадрат длины затухания становится обратно пропорциональным  $Q$ , то есть  $\xi = 1/\kappa \approx \min\left[\sqrt{2\omega_n/D}, \alpha/2h_0, \sqrt{\alpha/2h_0Q}\right]$ . Это поведение показано чёрными штриховыми линиями, и видно, что зависимость  $T_c(d_n)$  теряет свою немонотонность по мере роста  $h_0/\xi_n$  от ярко выраженного (а и b) до едва различимого минимума (с и d) на зависимости.

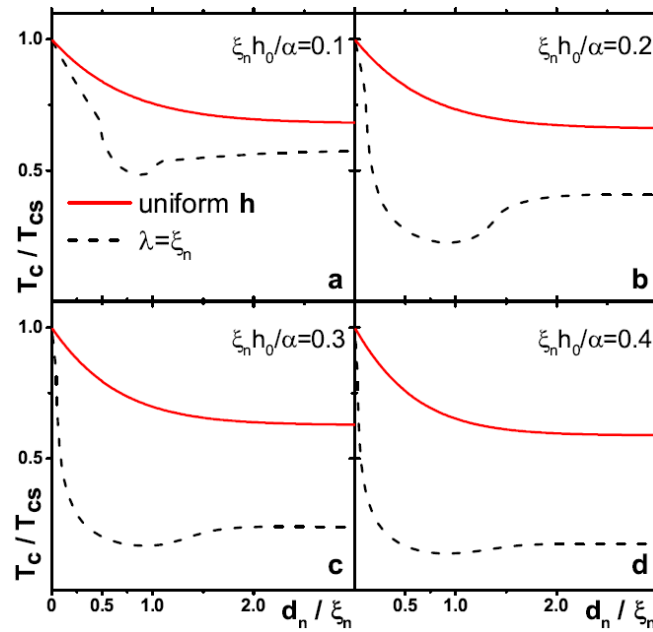


Рисунок 3.4 - Сравнение поведения критической температуры между двухслойной структурой S/TI с однородной намагниченностью  $\mathbf{h}$  (красная сплошная линия) и системой S/TI с геликоидальной намагниченностью  $\mathbf{h}(y)$  (черная штриховая линия). Кривые построены для разных значений параметра  $h_0/\alpha$ : график а соответствует  $\xi_n h_0/\alpha = 0.1$ , b -  $\xi_n h_0/\alpha = 0.2$ , c -  $\xi_n h_0/\alpha = 0.3$  и d -  $\xi_n h_0/\alpha = 0.4$

Для расчета зависимости критической температуры в случае S/TI структуры с геликоидальной намагниченностью, осциллирующей вдоль направления  $x$ , применялись численные методы совместно с одномодовой аппроксимацией решения в сверхпроводящей области S.

На рисунке 3.5 показаны зависимости критической температуры от толщины TI слоя  $d_n$ . Эффект изменения силы намагничивания  $h_0$  с зафиксированным параметром

$Q_{\xi_n}^{\xi} = 2.0$ , показан на левом графике (Рис. 3.2.2 а). Из рисунка мы можем выделить три типа поведения критической температуры  $T_c$ . При малых значениях  $h_0/\alpha$ ,  $T_c$  демонстрирует едва заметное немонотонное поведение с изломом при  $d_n \approx \xi_n$  и дальнейшим насыщением (чёрная пунктирная линия). Эта особенность поведения становится более выраженной при увеличении  $h_0/\alpha$  (синяя сплошная линия). Однако для определённого значения параметра геликоидальной намагниченности  $h_0$ ,  $T_c$  постепенно падает до нуля (красная пунктирная линия). Наконец, при относительно больших  $h_0$  критическая температура падает до нуля без каких-либо изгибов (чёрная штрихпунктирная линия).

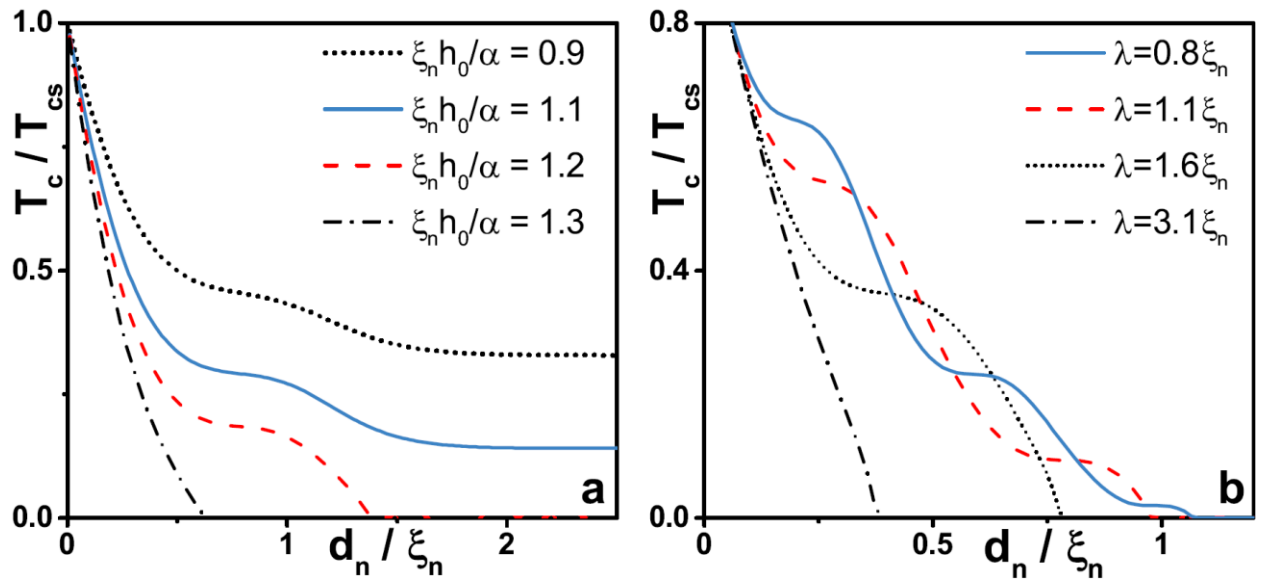


Рисунок 3.5 - Зависимость критической температуры  $T_c$  от толщины ТІ слоя  $d_n$ . (а)

Каждая кривая соответствует определённому значению  $h_0/\alpha$  с фиксированным параметром геликоидальной намагниченности  $Q = 2$  ( $\lambda \approx 3.1 \xi_n$ ). Чёрная пунктирная линия соответствует  $\xi_n h_0 / \alpha = 0.9$ , синяя сплошная -  $\xi_n h_0 / \alpha = 1.1$ , красная штриховая -  $\xi_n h_0 / \alpha = 1.2$  и чёрная штрих-пунктирная линия -  $\xi_n h_0 / \alpha = 1.3$ . (б) Зависимости соответствуют определённым значениям  $\lambda$  и фиксированному  $\xi_n h_0 / \alpha = 1.4$ . Синяя сплошная кривая -  $\lambda = 0.8 \xi_n$ , красная штриховая -  $\lambda = 1.1 \xi_n$ , чёрная пунктирная -  $\lambda = 1.6 \xi_n$  и штрих-пунктирная линия -  $\lambda = 3.1 \xi_n$ .

Природа таких зависимостей  $T_c(d_n)$  объясняется наличием сильного спин - орбитального взаимодействия, то есть взаимосвязью геликоидальной намагниченности и направления импульса квазичастиц [31]. Однако, в отличие от магнетизации осциллирующей вдоль  $y$  направления  $h(y)$ , здесь намагниченность на поверхности топологического изолятора TI изменяется вдоль направления  $d_n$  (Рисунок 3.5 b). Поэтому, влияние на критическую температуру более прозрачное и интуитивно понятное. Как было отмечено выше, компонента  $h_y$  не имеет количественного влияния на величину  $T_c$ , следовательно, наблюдаемые эффекты связаны исключительно с изменением  $h_x$ , а именно из-за её периодичности. Очевидно, что количество немонотонных особенностей, показанных на рисунке 3.5(a), где мы наблюдали только один, зависит от параметра магнетизации  $Q = 2\pi / \lambda$ . На рисунке 3.5 (b) показано поведение критической температуры для различных  $Q$ . Видно, что чем меньше пространственный период намагничивания  $\lambda$ , тем больше изломов возникает в  $T_c$ .

В работе [32] классическая теория Андреевского отражения в контакте металл/сверхпроводник была обобщена на случай произвольно зависящего от времени напряжения на контакте. Теория была использована для описания отклика тока через контакт на короткие импульсы напряжения на контакте, которые создают когерентную суперпозицию квазичастичных состояний с разными энергиями. Было показано, что ток осциллирует как функция времени с частотой, равной по величине  $\Delta/\hbar$ , где  $\Delta$  - сверхпроводниковая щель, а  $\hbar$  - постоянная Планка. Данная теория необходима для расчёта отклика сверхпроводниковых электронных схем на произвольное во времени напряжение.

По результатам этих теоретических исследований опубликована работа: [22A], а также препринт [23A], и тезисы [24A, 25A].

## 4 Исследования магнитных наноструктур

### 4.1 Экспериментальное исследование свойств низкоразмерных магнетиков

Поликристаллические образцы  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$  составов  $x = 0.01$  и  $x = 0.02$  были получены методом твердофазного синтеза по процедуре, описанной в работе [33]. Качество и состав образцов контролировалось рентгеновскими методами. Измерения теплоемкости в интервале температур 0.4 – 250 К проводились на установке “Quantum Design” Physical Properties Measurement System (PPMS) в полях до 5 Тл.

Температурные зависимости теплоемкости, измеренные в полях  $B = 0, 2$  и 5 Тл для соединений  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$  с концентрацией  $x = 0.01$  и 0.02, представлены на рисунке 4.1 и 4.2, соответственно, в координатах  $C/T$  от  $T$ .

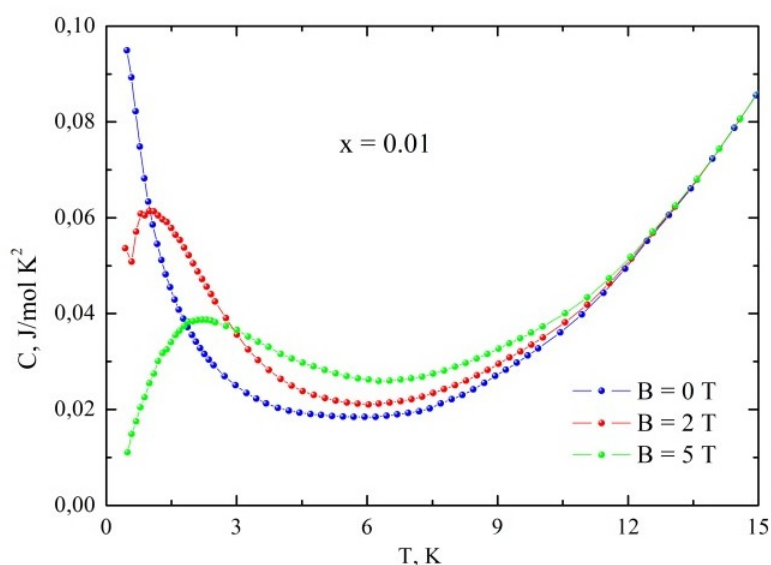


Рисунок 4.1 - Температурные зависимости теплоемкости, представленные в координатах  $C/T$  от  $T$ , измеренные в полях  $B = 0, 2$  и 5 Тл для соединения  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$  с  $x = 0.01$

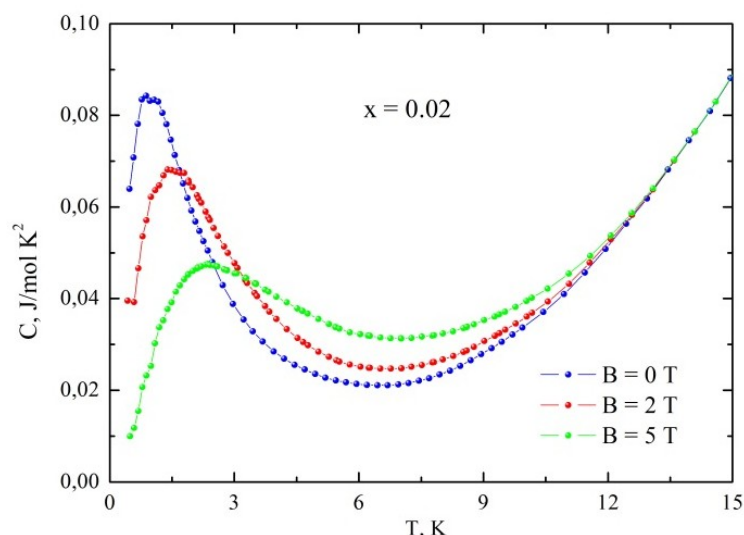


Рисунок 4.2 - Температурные зависимости теплоемкости, представленные в координатах  $C/T$  от  $T$ , измеренные в полях  $B = 0, 2$  и  $5$  Тл для соединения  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$  с  $x = 0.02$

В высокотемпературной области никаких аномалий не обнаружено. В области низких температур для соединения с концентрацией неодима  $x = 0.02$  на температурных зависимостях теплоемкости отчетливо виден широкий максимум, который смещается в сторону высоких температур при увеличении внешнего поля. Для соединения с  $x = 0.01$  температурной зависимости теплоемкости, измеренной в отсутствие внешнего магнитного поля, максимум не наблюдается, но он появляется в полях  $B = 2$  и  $5$  Тл. В обоих исследованных соединениях наблюдается значительное смещение максимума с ростом поля.

Для того, чтобы определить вклад в теплоемкость магнитных подсистем, мы из экспериментальных данных выделили магнитную часть теплоемкости  $C_{mag}(T)$ . Температурная зависимость магнитной теплоемкости, полученной вычитанием из экспериментальной зависимости решеточного вклада  $C_{mag} = C - C_{lat}$ , представлена на рисунке 3.

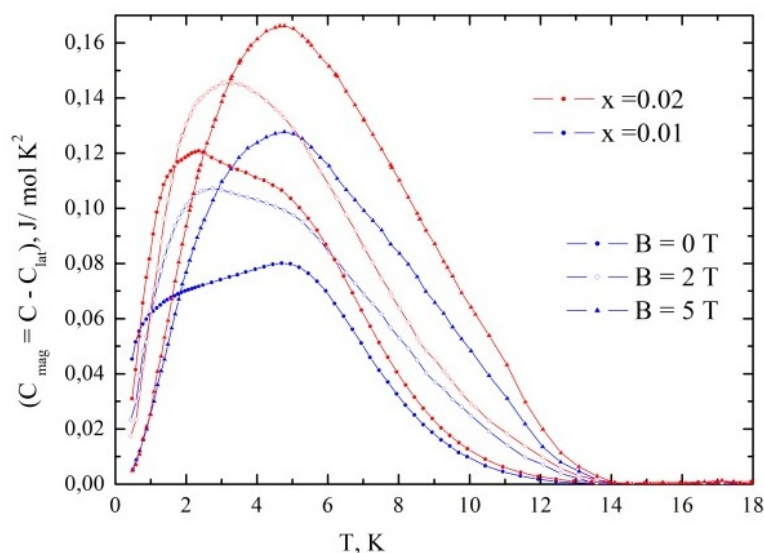


Рисунок 4.3 - Магнитная часть теплоемкости, измеренной в полях  $B = 0, 2, 5$  Т

Выделение магнитной части теплоемкости позволяет наглядно увидеть некоторые особенности. Для соединения с концентрацией  $x = 0.01$  в нулевом магнитном поле на магнитной части теплоемкости обнаружен максимум, имеющий сложную форму, при этом на экспериментальных данных на наличие максимума указывал только рост теплоемкости с понижением температуры. В исследованных соединениях величина максимума растет с увеличением поля, и этот рост тем значительнее, чем меньше концентрация  $x$ . Кроме того, с ростом поля максимум становится более широким и смещается в сторону более высоких температур.

Для соединений с высокой концентрацией неодима  $x = 1; 0.75; 0.50$  [34] на температурной зависимости теплоемкости, измеренной в отсутствие внешнего магнитного поля, отчетливо видны два максимума:  $\lambda$ -аномалия, указывающая на фазовый переход второго рода, и широкой максимум – аномалия Шоттки - при более низкой температуре.  $\lambda$ -аномалия на температурной зависимости теплоемкости в этих соединениях указывает на антиферромагнитный переход при  $T_N = 47$  К ( $x=1$ ), 39 К ( $x=0.75$ ) and 25К( $x=0.50$ ). Широкий максимум (аномалия Шоттки), обнаруженный на зависимостях  $C(T)$  при температурах ниже  $T_N$ , обусловлен перераспределением электронов при изменении температуры на подуровнях основного крамерсовского дублета иона  $Nd^{3+}$ , расщепленного внутренним полем, возникающим при упорядочении.

В соединениях с  $x = 0.01$  и  $0.02$  видна только одна аномалия в виде широкого максимума сложной формы. Аномалия Шоттки появляется только тогда, когда магнитное поле, внутренне или внешнее, расщепляет основной крамерсовский дублет иона  $Nd^{3+}$ . В случае, когда измерения теплоемкости происходили в отсутствие внешнего магнитного поля, наличие широкого максимума на зависимости  $C(T)$ , обнаруженное во всех

исследованных соединениях, указывает на наличие внутреннего поля, возникающего при упорядочении.

Аномалия Шоттки на температурной зависимости теплоемкости обусловлена изменением заселенности подуровней основного крамерсовского дублета иона  $\text{Nd}^{3+}$ , расщепленного внутренним магнитным полем, появляющимся при упорядочении. Вклад двух подрешеток неодима выражается формулой:

$$C = 2xR \left( \frac{\Delta}{kT} \right)^2 \frac{\exp(\Delta/kT)}{(1 + \exp(\Delta/kT))^2}, \quad (4.1)$$

где  $R$  – газовая постоянная,  $k$  – постоянная Больцмана. Множитель  $2x$  показывает, что в формульной единице  $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$  находятся два иона  $\text{Nd}^{3+}$  с концентрацией  $x$ . для соединений с  $x = 0.01$  и  $0.02$  величина аномалии Шоттки превышает даже экспериментальные значения. Это означает, что не все ионы неодима в формульной единице, дают вклад теплоемкость. Это возможно, если предположить, что при малых концентрациях образуются кластеры с локальным магнитным порядком, некоторые из которых перекрываются и вносят вклад в теплоемкость. Для отдельных ионов неодима, не входящих в кластеры, внутреннее поле отсутствует и не происходит расщепления крамерсовского дублета. В присутствие внешнего магнитного поля подрешетки неодима становятся неэквивалентными. Одна подрешетка с компонентами магнитных моментов, направленными вдоль внешнего магнитного поля, намагничивается, а другая подрешетка с противоположной ориентацией магнитных моментов размагничивается. Если внутреннее поле  $B_{\text{ex}}$ , действующее на ионы неодима со стороны никелевой подсистемы, меньше приложенного внешнего магнитного поля, то магнитные моменты обеих подрешеток неодима направлены в одну сторону. Поэтому наблюдаемое в эксперименте смещение максимума магнитной теплоемкости с увеличением поля в сторону высоких температур может указывать на то, что внутреннее поле  $B_{\text{ex}}$ , действующее на  $\text{Nd}^{3+}$  ионы меньше приложенного внешнего магнитного поля. Для корректного определения вклада неодима в теплоемкость необходимы спектроскопические измерения температурной зависимости величины расщепления основного крамерсовского дублета и полевые зависимости намагниченности, измеренной при различных температурах. Эта часть экспериментальных исследований планируется в ближайшее время.

На магнитной теплоемкости для соединений с  $x = 0.01$  и  $0.02$  (см. рисунок 4.3) можно увидеть одинаковый по высоте максимум в области  $T = 5$  К. Подобные аномалии наблюдались в слабо допированной халдейновской системе  $\text{Y}_2\text{BaNiO}_5$ . Сегменты цепочек и ферроны приводят к дополнительным вкладам в виде аномалии Шоттки на температурной зависимости теплоемкости в области низких температур.

По результатам этой работы принята в печать совместная статья [26А] и опубликованы тезисы [27А].

#### 4.2 Исследование спин-трансферного наноосциллятора

Исследована структура и динамика намагниченности в вихревом спин-трансферном наноосцилляторе, который представляет собой трехслойный спин-вентильный магнитный наностолбик большого диаметра, при протекании через него спин-поляризованного тока. Рассмотрен нанодиск кругового сечения большого диаметра - 400 нм. Он состоит из трех слоев: толстый магнитный слой из пермаллоя (толщина 15 нм), промежуточный немагнитный слой (толщина 10 нм), и тонкий магнитный слой из пермаллоя (толщина 4 нм). Состав пермаллоя -  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ , краткое обозначение Ру. Для расчетов нелинейной динамики намагниченности в каждом магнитном слое используем Обобщенное уравнение Ландау-Лифшица (ОУЛЛ). ОУЛЛ, содержит дополнительный вращательный момент  $T_{s.t.}$ , ответственный за взаимодействие спин-поляризованного тока с намагниченностью:

$$\dot{\vec{M}} = -[\vec{M} \times \vec{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M_s} [\vec{M} \times \dot{\vec{M}}] + \vec{T}_{s.t.} \quad (4.2)$$

где  $\vec{M}$  – вектор намагниченности,  $M_s$  – намагниченность насыщения,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\alpha$  – параметр затухания Гильберта. Эффективное поле -  $H_{eff}$  представляет собой сумму внешнего магнитного поля и полей магнитостатического и обменного взаимодействий. Вращательный момент можно представить в следующем виде:

$$T_{s.t.} = -\frac{\gamma_0 a_j}{M_s} \vec{M} \times [\vec{M} \times \vec{m}_{ref}] + \gamma b_j \vec{M} \times \vec{m}_{ref} \quad (4.3)$$

$$a_j = \frac{\hbar}{2|e|} \frac{1}{d} P \frac{1}{M_s} J_e, \quad b = \beta a_j, \quad \beta \sim 0.05 - 0.2$$

Здесь  $\hbar$  – постоянная Планка,  $e$  - заряд электрона,  $d$  - толщина слоя,  $j_e$  – плотность тока,  $P$  - поляризация тока,  $\vec{m}_{ref}$  – единичный вектор вдоль намагниченности опорного слоя. ОУЛЛ в общем случае представляет собой интегро-дифференциальное уравнение. Для численного расчета структуры и связанной динамики магнитных вихрей, используется микромагнитное моделирование, реализованное при помощи пакета SpinPM. Магнитные параметры имеют значения:  $M_s = 700$  Эрг/Гс $\times$ см<sup>3</sup> для "толстого" и  $M_s = 600$  Эрг/Гс $\times$ см<sup>3</sup> для "тонкого" слоя, обменная жесткость  $A = 1.2 \times 10^{-6}$  Эрг/см для "толстого" и  $A = 1.12 \times 10^{-6}$  Эрг/см для "тонкого" слоя, постоянная затухания Гильберта  $\alpha = 0.01$ , гиромагнитное отношение  $\gamma = 2.0023 \times 10^7$  (Э $\times$ сек)<sup>-1</sup>. Размер ячейки  $2 \times 2 \times 5$  нм<sup>3</sup> для толстого слоя и  $2 \times 2 \times 4$  нм<sup>3</sup> для тонкого слоя.



С помощью микромагнитного моделирования было исследовано динамическое изменение структуры вихрей, траектории их движения. Показана, в зависимости от величины спин-поляризованного тока, возможность существования различных режимов движения вихрей: затухающие осцилляции вихрей, стационарные осцилляции вихрей и режим переключения полярности одного из вихрей. Определено время, за которое происходит выход на разные динамические режимы. Для случая стационарной динамики связанных вихрей найдена зависимость частоты колебаний от величины спин-поляризованного тока (рис. 4.4). Показано, что при больших величинах тока переключение полярности вихря возможно только в толстом слое с помощью динамического механизма переключения, сопровождающегося генерацией пары вихрь-антивихрь.

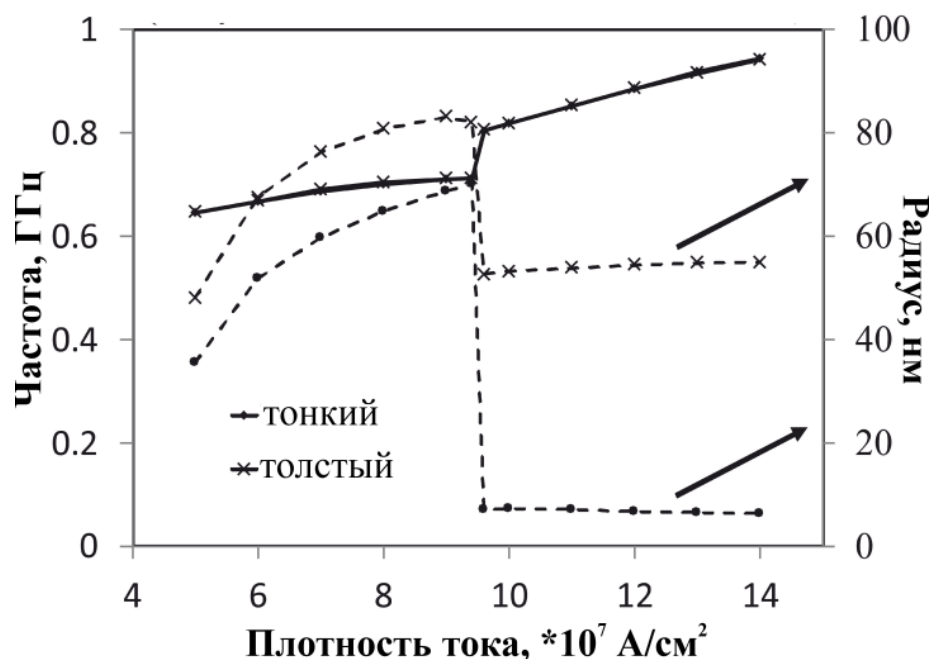


Рисунок 4.4 - Зависимость частоты и радиуса для стационарного режима движения центра вихрей в толстом и тонком магнитных слоях от плотности тока

По итогам работы подготовлена совместная статья (Е. Г. Екомасов Н. Г. Пугач) в журнал Физика металлов и металловедение. Статья прошла рецензию и принята к печати в №3 т. 122 за 2021 год [28А], опубликованы тезисы [29А-34А].

## 5 Разработка программного обеспечения для численных расчетов критических параметров низкоразмерных систем

### 5.1 Постановка задачи расчета критических параметров низкоразмерных систем

Рассмотрим систему интегро-дифференциальных уравнений квазизонной модели с учетом генерации и рекомбинации носителей применительно к времяпролетному эксперименту.

*Независимые переменные:*  $\{x, E, t\}$ , где  $x \in (0, L)$ ;  $E \in [0, +\infty)$ ;  $t \in (0, +\infty)$ .

*Зависимые переменные:*  $\{N_\Sigma(x, t), N_f(x, t), \rho_t(x, E, t)\}$ .

*Параметры:* параметры эксперимента:  $\{\sigma_0, T, F_0, L\}$ , параметры вещества:  $\{k_c, k_r, \nu_0, D, \mu_0\}$ , параметры распределения ловушек по энергии:  $M_a^{(i)}(E)$ :  $\mathbf{a} = \{a_1, \dots, a_n\}$ .

$$\text{Уравнения: } \begin{cases} \frac{\partial \rho_t}{\partial t} = k_c N_f (M^{(i)} - \rho_t) - \nu \rho_t \\ \frac{\partial N_\Sigma}{\partial t} - \frac{\partial N_f}{\partial t} - \int_0^{+\infty} \frac{\partial \rho_t}{\partial t} dE = 0 \\ \frac{\partial N_\Sigma}{\partial t} + \mu_0 F_0 \frac{\partial N_f}{\partial x} - D \frac{\partial^2 N_f}{\partial x^2} = g - k_r N_f N_\Sigma \end{cases},$$

где  $\nu(E) = \nu_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$ ,  $k$  – постоянная Больцмана;  $M^{(i)}$  – функция  $M_a^{(i)}(E)$ ,  $g_0$  – функция  $g_0(x, t)$ .

$$\text{Граничные условия: } \forall t, E: \left. \frac{\partial N_\Sigma(x, t)}{\partial x} \right|_{x=a} = \left. \frac{\partial N_f(x, t)}{\partial x} \right|_{x=a} = \left. \frac{\partial \rho_t(x, t)}{\partial x} \right|_{x=a} = 0,$$

где  $a \in \{0, L\}$ .

*Начальные условия:* в принципе, произвольная функция  $f_0(x)$ , соответствующая условию  $\int_0^L f_0(x) dx = \sigma_0$ .

$$\text{а) Приповерхностная генерация: } \begin{cases} N_\Sigma(x, 0) = N_f(x, 0) = \sigma_0 \delta(x) \\ \rho_t(x, E, 0) = 0 \end{cases}.$$

где  $\delta(x)$  в численных расчетах заменялась на распределение конечной (достаточно малой) ширины вида  $\delta_{fm}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta} \exp\left(-\left(\frac{x-x_0}{\sqrt{2}\Delta}\right)^2\right)$ .

$$\text{б) Однородная генерация: } \begin{cases} N_{\Sigma}(x, 0) = N_f(x, 0) = \sigma_0 / L \\ \rho_t(x, E, 0) = 0 \end{cases}.$$

$$\text{Измеримые величины: } j_c(t) = \frac{\mu_0 e F_0}{L} \int_0^L N_f(x, t) dx - \text{плотность переходного тока.}$$

## 5.2 Приведение системы уравнений модели к виду, пригодному для численного решения

Аналитическое решение системы в общем случае найти не удастся, поэтому в настоящей работе она решается численно. Численно систему удобно решать в безразмерном виде (это сильно уменьшает разброс порядков коэффициентов). Для этого вводятся новые безразмерные переменные и параметры.

$$\text{Новые независимые переменные: } \{\tau, z, \xi\}, \text{ где } \begin{cases} \tau = \nu_0 t \\ z = \frac{x}{L} \\ \xi = \frac{E}{kT} \end{cases}$$

Новые параметры: эти параметры можно разделить на 2 класса:

1) Параметры, не зависящие от распределения ловушек по энергии:  $\{\tau_0, \beta, \gamma, \delta, \tilde{\gamma}\}$ ,

$$\text{где } \begin{cases} \tau_0 = \frac{1}{k_c M_0} \\ \beta = \frac{1}{\nu_0 \tau_0} \\ \gamma = \frac{D}{\nu_0 L^2} \end{cases}, \begin{cases} \lambda = \frac{k_r}{k_c} \\ \delta = \frac{\mu_0 F_0}{\nu_0 L} \\ \tilde{\gamma} \end{cases}, \text{ где } M_0 = \int_0^{\infty} M(E) dE - \text{полная концентрация ловушек (здесь и}$$

далее для  $M_a^{(i)}(E)$  принято краткое обозначение  $M(E)$ ).

2) Функция распределения концентрации ловушек по энергии преобразуется как  $\tilde{M} = \frac{\nu_0 \tau}{M_0} M(E)$ . Соответственно ей образуются и новые параметры, свои для каждого конкретного распределения. Например параметры  $T_i$ , имеющие размерность температуры, преобразуются в безразмерные  $\alpha_i$  по правилу  $\alpha_i = T / T_i$ . Параметры  $E_i$ , имеющие размерность энергии, преобразуются в безразмерные  $\alpha'_i$  как  $\alpha'_i = kT / E_i$ .

3) Интенсивность генерации пар  $g(x, t)$  преобразуется как  $\tilde{g} = \frac{g(x, t) k_c}{\nu_0^2}$ .

Новые зависимые переменные:  $\{\tilde{I}_f, \tilde{I}_{f1}, \tilde{I}_{f2}, \tilde{I}_{f3}, \tilde{I}_{f4}, \tilde{I}_{f5}, \tilde{I}_{f6}, \tilde{I}_{f7}, \tilde{I}_{f8}, \tilde{I}_{f9}, \tilde{I}_{f10}, \tilde{I}_{f11}, \tilde{I}_{f12}, \tilde{I}_{f13}, \tilde{I}_{f14}, \tilde{I}_{f15}, \tilde{I}_{f16}, \tilde{I}_{f17}, \tilde{I}_{f18}, \tilde{I}_{f19}, \tilde{I}_{f20}, \tilde{I}_{f21}, \tilde{I}_{f22}, \tilde{I}_{f23}, \tilde{I}_{f24}, \tilde{I}_{f25}, \tilde{I}_{f26}, \tilde{I}_{f27}, \tilde{I}_{f28}, \tilde{I}_{f29}, \tilde{I}_{f30}, \tilde{I}_{f31}, \tilde{I}_{f32}, \tilde{I}_{f33}, \tilde{I}_{f34}, \tilde{I}_{f35}, \tilde{I}_{f36}, \tilde{I}_{f37}, \tilde{I}_{f38}, \tilde{I}_{f39}, \tilde{I}_{f40}, \tilde{I}_{f41}, \tilde{I}_{f42}, \tilde{I}_{f43}, \tilde{I}_{f44}, \tilde{I}_{f45}, \tilde{I}_{f46}, \tilde{I}_{f47}, \tilde{I}_{f48}, \tilde{I}_{f49}, \tilde{I}_{f50}, \tilde{I}_{f51}, \tilde{I}_{f52}, \tilde{I}_{f53}, \tilde{I}_{f54}, \tilde{I}_{f55}, \tilde{I}_{f56}, \tilde{I}_{f57}, \tilde{I}_{f58}, \tilde{I}_{f59}, \tilde{I}_{f60}, \tilde{I}_{f61}, \tilde{I}_{f62}, \tilde{I}_{f63}, \tilde{I}_{f64}, \tilde{I}_{f65}, \tilde{I}_{f66}, \tilde{I}_{f67}, \tilde{I}_{f68}, \tilde{I}_{f69}, \tilde{I}_{f70}, \tilde{I}_{f71}, \tilde{I}_{f72}, \tilde{I}_{f73}, \tilde{I}_{f74}, \tilde{I}_{f75}, \tilde{I}_{f76}, \tilde{I}_{f77}, \tilde{I}_{f78}, \tilde{I}_{f79}, \tilde{I}_{f80}, \tilde{I}_{f81}, \tilde{I}_{f82}, \tilde{I}_{f83}, \tilde{I}_{f84}, \tilde{I}_{f85}, \tilde{I}_{f86}, \tilde{I}_{f87}, \tilde{I}_{f88}, \tilde{I}_{f89}, \tilde{I}_{f90}, \tilde{I}_{f91}, \tilde{I}_{f92}, \tilde{I}_{f93}, \tilde{I}_{f94}, \tilde{I}_{f95}, \tilde{I}_{f96}, \tilde{I}_{f97}, \tilde{I}_{f98}, \tilde{I}_{f99}, \tilde{I}_{f100}\}$ ,

$$\text{где } \begin{cases} \tilde{f}_i(x, t) = \nu_0^{-1} N(x, t), \text{ где } N = \{N_\Sigma, N_f\} \\ \tilde{f}_i(x, E, t) = k_e \nu_0^{-1} kT \rho_i(x, E, t). \end{cases}$$

Исходная система относительно новых неизвестных: относительно новых неизвестных набора  $\{\tilde{f}_i(x, t), \tilde{f}_i(x, E, t), \tilde{f}_i(x, t)\}$  система переписывается в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho_t}{\partial \tau} = N_f (\beta M^{(t)} - \rho_t) - \nu \rho_t \\ \frac{\partial N_\Sigma}{\partial \tau} - \frac{\partial N_f}{\partial \tau} - \int_0^{+\infty} \frac{\partial \rho_t}{\partial \tau} d\xi = 0 \\ \frac{\partial N_\Sigma}{\partial \tau} - \gamma \frac{\partial^2 N_f}{\partial z^2} + \delta \frac{\partial N_f}{\partial z} + \lambda N_f N_\Sigma - g = 0 \end{cases},$$

где для удобства записи все функции и параметры написаны без тильд и без указания их переменных и параметров.

Вышеуказанная система уравнений будет решаться с использованием пакетов Mathcad (интерфейс), Matlab (основные расчеты) и Comsol Multiphysics (блок решения системы уравнений в частных производных).

По результатам этой работы опубликованы тезисы [34А].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По теме «Квантовый размерный эффект в сверхпроводниках» на отчетном этапе ставилась задача изготовить объекты исследования, изучить их морфологию и провести транспортные измерения при низких температурах, установить зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода от толщины пленки. Обнаружена однозначная тенденция: чем тоньше пленка, тем выше критическая температура. Разработан метод для теоретического описания этого эффекта. Также исследованы эффекты близости с сильным ферромагнетиком и топологическим изолятором.

Результаты имеют большую важность для использования сверхпроводящих элементов в крио- и наноэлектронных приложениях и соответствуют международному уровню исследований в области.

На основании результатов, полученных при выполнении работ по разделу 2 «Изготовление и исследования многослойных гетероструктур на основе моно и полислоев функциональных полимерных диэлектриков» можно сделать следующее заключение.

Создание гибридных многослойных пленок с использованием полимерных промежуточных слоев эффективно при использовании двух методов центрифугирования и метода Лэнгмюра-Блоджетт. Установлено, что первым методом можно получить пленки толщиной вплоть до мономолекулярного слоя  $\sim 2$  нм. Экспериментально показано, что лучшая адгезия наблюдается на металлические поверхности. Однако металлы, имеющие на своей поверхности слои нативного окисла имеют наименьшую адгезию. Низкая адгезия наблюдается на поверхностях диэлектрических материалов. В связи с этим рекомендовано для формирования прочного соединения органической пленки с несущей поверхностью использовать либо металлические образцы, либо металлические осажденные пленки. Второй метод рекомендовано использовать для формирования полимерной пленки на поверхностях сложной конфигурации. Этим методом была достигнута минимальная толщина сплошной прочной пленки около 50 нм.

Методами атомно-силовой микроскопии обнаружен структурный переход в надмолекулярном упорядочении субмикронных пленок полиарилефталидов. Переход проявляется в изменении глобулярного строения при достижении определенной толщины в диапазоне 90-150 нм. При больших толщинах в пленках происходит агрегирование глобул в более крупные структурные единицы. Этот переход проявляется в заметном изменении физических свойств пленок (механических, электронных, оптических и т.п.)

Таким образом, сформулированы требования к изготовлению пленок и многослойных гибридных структур на их основе с точки зрения получения конечного

надмолекулярного строения. Что представляется важным для реализации квантовых явлений при сверхнизких температурах.

Проведено экспериментальное исследование металл/полимерной структуры на предмет изучения возможностей спинового транспорта при условии наличия инжектора спина в этой структуре. В результате обнаружен огромный магнеторезистивный эффект в относительно малых магнитных полях до 300 мТ, объяснение которого предлагается на основе эффекта подавления внешним магнитным полем спиновых прыжков в полимерном материале.

Этот результат может иметь важное значение при разработке гибридных структур, обладающих аномально большим коэффициентом магнетосопротивления.

По итогам этой части исследования опубликована статья (вывешена на сайте редакции в общем доступе) [8А].

Также были изготовлены тонкопленочные образцы для проведения низкотемпературных измерений по методу Ван дер Пау при сверхнизких температурах для исследования перехода Пайерлса, а также для измерения эффекта Холла в квазидвумерной структуре.

Исследованы температурные зависимости теплоемкости  $C(T)$  в квазиодномерных антиферромагнетика  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$  составов  $x = 0.01$  и  $0.02$  в полях  $B = 0, 2$  и  $5$  Тл. Наличие широкого максимума на зависимости  $C(T)$ , обнаруженное во всех исследованных соединениях, указывает на наличие внутреннего поля, действующего на ионы  $Nd^{3+}$  со стороны никелевой подсистемы возникающего при упорядочении. Качественный анализ температурной зависимости теплоемкости при разных магнитных полях показал, что внутреннее поле  $B_{ex}$ , действующее на  $Nd^{3+}$  ионы меньше приложенного внешнего магнитного поля. Для корректного определения вклада неодима в теплоемкость необходимы спектроскопические измерения температурной зависимости величины расщепления основного крамеровского дублета и полевые зависимости намагниченности, измеренной при различных температурах. Эта часть экспериментальных исследований планируется в ближайшее время. К дополнительным вкладам в виде аномалии Шоттки на температурной зависимости теплоемкости в области низких температур приводят сегменты цепочек и ферроны.

Результаты работы могут быть использованы для дальнейшего исследования указанных соединений спектроскопическими методами, измерением магнитной восприимчивости и намагниченности; теоретическому обоснованию полученных в эксперименте результатов.

По теме - Исследование спин-трансферного наноосциллятора задача, поставленная на 2020 г. выполнена полностью. Исследована структура и динамика намагниченности в вихревом спин-трансферном наноосцилляторе, который представляет собой трехслойный спин-вентильный магнитный наностолбик большого диаметра – 400 нм, при протекании через него спин-поляризованного тока. По итогам работы подготовлена совместная статья Е. Г. Екомасов Н. Г. Пугач в журнал Физика металлов и металловедение «Влияние спин-поляризованного тока на динамику и изменение структуры магнитных вихрей в трехслойном проводящем наноцилиндре большого диаметра». Статья прошла рецензию и принята к печати в №3 т. 122 за 2021 год.

В результате выполненной НИР была поставлена задача создания программы расчета критических параметров низкоразмерных систем. Эта программа позволит определять параметры модели по результатам экспериментов по импульсному облучению образцов низкоразмерных систем (в частности полимеров). Аналогичное решение задачи определения критических параметров в столь полной постановке автору не известна, что подтверждается большим количеством приоритетных публикаций автора в указанной области.

Результаты выполненной НИР были представлены на Уфимской осенней математической школе-2020, тезисы докладов опубликованы в сборнике трудов данной конференции [2А-7А, 11А-15А, 20А, 21А, 24А, 25А, 27А, 34А], приняты к публикации в журнале «Известия Уфимского научного центра РАН» [1А, 9А, 10А, 19А, 26А].

Все результаты исследований были получены впервые.

Поставленные задачи выполнены полностью на международном научном уровне.

По результатам работ опубликованы или приняты в печать к 2021г. 9 научных статей, еще 1 работа направлена в печать, и на нее получена положительная рецензия. Из 10 публикаций - 5 статей в журналах, индексируемых в международных базах данных Wos и Scopus, и - 5 статей в журнале, индексируемом в РИНЦ, опубликовано 2 препринта и 22 тезисов докладов.

Силами коллектива «Зеркальной лаборатории» была организована работа секции «Электроника наносистем» на X Международной школе-конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании», прошедшая 11-14 ноября 2020 г. в г.Уфа. На заседании секции было представлено 19 докладов, среди которых 17 – коллективом зеркальной лаборатории, включая 9 – доклады студентов и аспирантов. Со-председателями секции явились

руководители проекта проф. К.Ю.Арутюнов и проф. А.Н.Лачинов. На этой же конференции сотрудники «Зеркальной лаборатории» со стороны ВШЭ сделали три пленарных доклада.

Кроме этого, по проекту проведен 1 онлайн-семинар и 2 онлайн-совещания, освещаемые на интернет-странице НУЛ КНЭ.



## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Dressler R., Allan M. Energies and decay channels of negative ion resonances in acetaldehyde // J. Electron Spectros. Relat. Phenomena. 1986. V. 41. № 2. P. 275–287.
2. Eagles, D.M. Possible high-current superconductivity at room temperature in oxidised polypropylene and other quasi one-dimensional systems/ D.M. Eagles //Physica C: Superconductivity. 1994. V.225. №.3. P.222-234
3. Elyashevich A. M. и др. A model of a conductive channel in a thin insulating film // Phys. Lett. A. 1991. V. 156. № 1–2. P. 111–113.
4. Кулик И.О., Шехтер Р.И., Шкорбатов А.Г. Микроконтактная спектроскопия электрон-фононного взаимодействия в металлах с малой длиной свободного пробега электронов. // ЖЭТФ- 1981. Т.81.- В.6(2). С.2126-2141
5. Gadiev R. M. и др. Anomalously high conductivity along the interface of two dielectric polymers // JETP Lett. 2010. V. 90. № 11. P. 726–730
6. Tyutnev A.P., Ikhsanov R. Sh., Saenko V. S. and Pozhidaev E. D. Analysis of the carrier transport in molecularly doped polymers using the multiple trapping model with the Gaussian trap distribution// Chemical Physics. 2012. No. 404, P. 88–93.
7. Tyutnev A., Saenko V., Ikhsanov R., Krouk E. Radiation-induced conductivity in polymers under pulsed and long-time small-signal irradiations combined to determine their step-function response// Journal of Applied Physics. 2019. V. 126, N. 9, P. 095501(1)-095501(9).
8. Hasan M. Z., Kane C. L. Colloquium : Topological insulators // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. № 4. P. 3045–3067.
9. Alicea J. New directions in the pursuit of Majorana fermions in solid state systems // Reports Prog. Phys. 2012. V. 75. № 7. P. 076501.
10. Tanaka Y., Yokoyama T., Nagaosa N. Manipulation of the Majorana Fermion, Andreev Reflection, and Josephson Current on Topological Insulators // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. № 10. P. 107002.
11. Zyuzin A., Alidoust M., Loss D. Josephson junction through a disordered topological insulator with helical magnetization // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. № 21. P. 214502.
12. Bergeret F. S., Tokatly I. V. Singlet-Triplet Conversion and the Long-Range Proximity Effect in Superconductor-Ferromagnet Structures with Generic Spin Dependent Fields // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. № 11. P. 117003.
13. Champel T., Eschrig M. Switching superconductivity in superconductor/ferromagnet bilayers by multiple-domain structures // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. № 22. P. 220506.
14. Champel, T. Transitions in a Superconductor/ Chiral Ferromagnet/ Superconductor Junction Induced by a Homogeneous Cycloidal Spiral/ T. Champel, T. Löfwander, M. Eschrig // Physical

Review Letters. 2008. V. 100, № 077003

15. Pugach N. G. и др. Superconducting spin valves controlled by spiral re-orientation in B20-family magnets // *Appl. Phys. Lett.* 2017. V. 111. № 16. P. 162601.
16. Pugach N. G. и др. Superconducting Spin Valves Based on Spiral Magnets // *Phys. Solid State*. 2018. V. 60. № 11. P. 2237–2243.
17. Haldane F. D. M. Nonlinear Field Theory of Large-Spin Heisenberg Antiferromagnets: Semiclassically Quantized Solitons of the One-Dimensional Easy-Axis Néel State // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 50. № 15. P. 1153–1156.
18. Darriet J., Regnault L. P. The compound Y<sub>2</sub>BaNiO<sub>5</sub>: A new example of a haldane gap in A S = 1 magnetic chain // *Solid State Commun.* 1993. V. 86. № 7. P. 409–412.
19. Maslov S., Zheludev A. Universal Behavior of One-Dimensional Gapped Antiferromagnets in a Staggered Magnetic Field // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 80. № 26. P. 5786–5789.
20. Alvarez J. V., Rieger H., Zheludev A. Dilution-Controlled Quantum Criticality in Rare-Earth Nickelates // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. № 15. P. 156401.
21. Zavyalov V. V. и др. Examination of cryogenic filters for multistage RF filtering in ultralow temperature experiments // *J. Phys. Conf. Ser.* 2018. V. 969. P. 012086.
22. Shanenko A. A., Croitoru M. D. Shape resonances in the superconducting order parameter of ultrathin nanowires // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 73. № 1. P. 012510.
23. Арутюнов, К.Ю. Квантовый размерный эффект в сверхпроводящих пленках алюминия/ Арутюнов К. Ю. [и др.] // *ФТТ*. 2019. №9. с.1609-1614.
24. Свидзинский, А.В. Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости / А.В. Свидзинский - М.: Наука, 1982, 311 с.
25. Kopnin, N.B. Theory of Nonequilibrium Superconductivity / N.B. Kopnin - Clarendon Press, 2001, 425 p.
26. Rasmusson J. R. и др. Thin poly films studied by scanning force microscopy // *Synth. Met.* 1996. V. 76. № 1–3. P. 195–200.
27. Kersten S. P., Meskers S. C. J., Bobbert P. A. Route towards huge magnetoresistance in doped polymers // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 86. № 4. P. 045210.
28. Johansson N. и др. A theoretical study of the chemical structure of the non-conjugated polymer // *Synth. Met.* 1994. V. 67. № 1–3. P. 319–322.
29. Zyuzin A., Alidoust M., Loss D. Josephson junction through a disordered topological insulator with helical magnetization // *Phys. Rev. B*. 2016. V. 93. № 21. P. 214502
30. Fominov Y. V., Chtchelkatchev N. M., Golubov A. A. Nonmonotonic critical temperature in superconductor/ferromagnet bilayers // *Phys. Rev. B*. 2002. V. 66. № 1. P. 014507.
31. Hasan M. Z., Kane C. L. Colloquium : Topological insulators // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V.

82. № 4. P. 3045–3067.

32. Averin D. V., Wang G., Vasenko A. S. Time-dependent Andreev reflection // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. № 14. P. 144516.

33. Sachan V. и др. Neutron-scattering study of magnetism in Nd<sub>2</sub>BaNiO<sub>5</sub> // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. № 14. P. 9658–9662

34. Попова Е.А., Васильев А.Н., Климин С.А., М.В. Нарожный, Попова М.Н., ЖЭТФ, т.138, вып.2(8), 231-235 (2010)

resonances in the superconducting order parameter of ultrathin nanowires // Phys. Rev. B. 2006. T. 73. № 1. C. 012510.

## ПРИЛОЖЕНИЕ А

### Публикации по теме проекта

- 1А. Седов Е.А., Завьялов В.В., Арутюнов К.Ю., Квантовый размерный эффект в сверхпроводниках// Известия Уфимского научного центра РАН, 2021(принята в печать).
- 2А. Арутюнов К. Ю., Квантовые флуктуации параметра порядка в квазиодномерных сверхпроводящих каналах// Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междун. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 110.
- 3А. Арутюнов К. Ю., Физические ограничения и перспективы развития наноэлектроники // Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междун. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 112.
- 4А. Шеин К.В., Арутюнов К.Ю., Измерение амплитудно-частотных характеристик кинетической индуктивности в сверхпроводящих пленках // Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междун. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 123.
- 5А. Седов Е.А., Арутюнов К.Ю., Завьялов В.В., Квантовый размерный эффект в полуметаллах и сверхпроводниках // Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междун. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 126.
- 6А. Заруднева А.А., Изготовление образцов для изучения эффекта кинетической индуктивности сверхпроводника // Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междун. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 143.
- 7А. Губина А.С., Пугач Н.Г., Математическое моделирование гибридной сверхпроводящей структуры с двукратным потенциалом // Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междун. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 117.
- 8А. А.А. Лачинов, Д.Д. Карамов, А.Н. Лачинов, Огромное магнетосопротивление в структуре металл–органический полупроводник–металл. // Физика и техника полупроводников, 2021, т. 55, вып. 2, с. 147-151.
- 9А. Калимуллина Л.Р., Лачинов А.Н., Байбулова Г.Ш., Юсупов А.Р., Халдейновские цепочки// Известия Уфимского научного центра РАН, 2021(принята в печать).
- 10А. Карамов Д.Д., Лачинов А.Н., Корнилов В.М., Халдейновские цепочки// Известия Уфимского научного центра РАН, 2021 (принята в печать).
- 11А. Карнаух А.Ю., Байбулова Г.Ш., Алтыншина Г.Р., Электронное переключение в

тонких пленках полиметилметакрилата // Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междунар. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 120.

12А. Алтыншина Г.Р., Лачинов А.Н., Электрофизические свойства субмикронных пленок полиметилметакрилата // Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междунар. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 134.

13А. Ладин П.А., Киан М.Ф., Лачинов А.Н., Экспериментальное моделирование дистанционного эффекта // Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междунар. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 138.

14А. Солодовников Р.А., Изготовление изменения работы выхода металла в области его фазового перехода // Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междунар. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 153.

15А. Юсупов А.Р., Лачинов А.Н., Карамов Д.Д., Калимуллина Л.Р., Зависимость фотопроводимости границы раздела полимер/полимер от длины волны оптического излучения // Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междунар. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 148.

16А. А.Н. Лачинов, Г.Р. Алтыншина, Г.Ш. Байбулова, М.Ф. Киан, А.Р.Юсупов, Электрофизические свойства вдоль границы раздела двух полимерных пленок полиметакрилата// Физика Твердого тела N4, 2021 (принята в печать).

17А. V. O. Yagovtsev, N. G. Pugach, M. Eschrig, The inverse proximity effect in strong ferromagnet-superconductor structures//arXiv:2008.06757 [cond-mat.supr-con] (2020).

18А. V. O. Yagovtsev, N. G. Pugach, M. Eschrig, The inverse proximity effect in strong ferromagnet-superconductor structures// Superconducting science and technology (accepted manuscript).

19А. Джепаров Д.И., Гусев Н.А., Пугач Н.Г., Львов Б.Г., Екомасов Е.Г., Визуализация распределения спиральной намагниченности ферромагнитного слоя сверхпроводящего спинового вентиля// Известия Уфимского научного центра РАН, 2021(принята в печать).

20А. Джепаров Д.И., Гусев Н., Пугач Н.Г., Математическое моделирование перемагничивания спирально-магнитного элемента сверхпроводящего спинового вентиля // Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междунар. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 109.

21А. Пугач Н.Г., Сверхпроводниковые элементы низкотемпературной спинтроники //

- Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междуна. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 130.
- 22А. D. V. Averin , G. Wang , A. S. Vasenko, Time-dependent Andreev reflection// Physical Review B. V.102, 144516, 2020.
- 23А. T. Karabassov, A.A. Golubov, V.M. Silkin, V.S. Stolyarov, A.S. Vasenko, Reentrant superconductivity in proximity to a topological insulator, arXiv:2012.01556, 2020.
- 24А. Васенко А.С., Интертипная сверхпроводимость в системах пониженной размерности // Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междуна. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 121.
- 25А. Карабасов Т., Возвратная сверхпроводимость в структуре сверхпроводник/топологический изолятор // Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междуна. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 114.
- 26А. Попова Е.А. , Екомасов Е.Г., Халдейновские цепочки// Известия Уфимского научного центра РАН, 2021(принята в печать).
- 27А. Попова Е.А., Магнитные взаимодействия в квазиодномерных халдейновских антиферромагнетиках // Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междуна. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 128.
- 28А. Е. Г. Екомасов, Н. Г. Пугач, Влияние спин-поляризованного тока на динамику и изменение структуры магнитных вихрей в трехслойном проводящем наноцилиндре большого диаметра // Физика металлов и металловедение. №3. т. 122. 2021.
- 29А. Р.В. Кудрявцев, А.М. Гумеров, Е.Г. Екомасов, К.Ю. Самсонов, Резонансные кинк-примесные взаимодействия в модели синус-гордона с учётом внешней силы и неоднородного затухания // Уфимская осенняя математическая школа: тезисы докл. междуна. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 35.
- 30А. К.Ю. Самсонов, А.М. Гумеров, Р.В. Кудрявцев, Е.Г. Екомасов, Нелинейные локализованные волны уравнения синус-гордона в модели с примесями // Уфимская осенняя математическая школа: тезисы докл. междуна. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 36.
- 31А. В.Н. Назаров, А.Т. Харисов, К.Ю. Самсонов, Е.Г. Екомасов, Применение модифицированного уравнения синус-гордона для описания динамики локализованных магнитных неоднородностей в мультислойных структурах // Уфимская осенняя математическая школа: тезисы докл. междуна. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа:

НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 84.

32А. А.С. Овчинников, И.Г. Бострем, В.Е. Сеницын, Е.Г. Екомасов, Дискретные магнитные бризеры в моноаксиальном хиральном гелимагнетике // Уфимская осенняя математическая школа: тезисы докл. междунар. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 92.

33А. К.Ю. Самсонов, А.М. Гумеров, Р.В. Кудрявцев, Е.Г. Екомасов, Описание динамики нелинейных волн в одномерной модели с тремя притягивающими примесями с помощью уравнения синус-гордона // Уфимская осенняя математическая школа: тезисы докл. междунар. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 240.

34А. Ихсанов Р.Ш., Теоретическое описание процессов фотоэмиссии из металлических наночастиц // Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междунар. конф. (Уфа, 11—14 ноября 2020 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2020. – с. 119.