

ПАВЛОВ Дмитрий Павлович

**Исследование высокопроводящих состояний
в гетероструктурах $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$
и $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Казань – 2021

Работа выполнена в лаборатории физики ферроиков и функциональных материалов
Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского – обособленного
структурного подразделения Федерального государственного бюджетного учреждения
науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской
академии наук»

Научный руководитель: **Мамин Ринат Файзрахманович**, доктор физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, заместитель руководителя по научной работе Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского – обособленного структурного подразделения Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»

Официальные оппоненты: **Рязанов Валерий Владимирович**, доктор физ.-мат. наук, профессор, заведующий лабораторией сверхпроводимости Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук

Кунцевич Александр Юрьевич, доктор физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник отдела «Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В.Л. Гинзбурга» Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА - Российский технологический университет»

Защита диссертации состоится «7» октября 2021 года в 17:00 на заседании диссертационного совета КФУ.01.03 при Казанском (Приволжском) федеральном университете по адресу: 420008, г. Казань, ул. Кремлевская, д.16а, ауд. 110.

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки им. Н. И. Лобачевского при ФГАОУ ВО «Казанский (Приволжский) федеральный университет» по адресу: 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, д. 35 и на сайте:
<https://kpfu.ru/validation/sobstvennye-sovety-kfu/obyavleniya-o-zaschitah-dissertacij>

Автореферат разослан «___» _____ 2021 г.

Учёный секретарь
диссертационного совета,
кандидат физ.-мат. наук



В.А. Попов

Общая характеристика работы

Актуальность работы. Двумерный электронный газ (ДЭГ, 2DEG – в англоязычной литературе) высокой подвижности на интерфейсе между двумя непроводящими оксидами LaAlO_3 (LAO) и SrTiO_3 (STO) впервые наблюдался Охтомо и Хвангом в 2004 году [1]. Исследованию интерфейсов LAO/STO и аналогичных им интерфейсов было посвящено огромное количество работ [1-7], в которых было достигнуто определенное понимание того, как возникает ДЭГ, и установлена связь этого явления с тем фактом, что LAO является полярным диэлектриком с чередованием положительных и отрицательных слоев. Отчасти поэтому металлическая фаза на интерфейсе LAO/STO образуется только тогда, когда количество слоев LAO становится больше трех [2]. Было определено, что плотность носителей тока на интерфейсе LAO/STO достигает $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. В этой гетероструктуре был обнаружен ферромагнетизм [4], и было показано, что при температурах ниже 300 мК возникает сверхпроводящее состояние [3]. Области с высокой проводимостью были также обнаружены на интерфейсах STO с ферромагнитным GdTiO_3 [5] и с антиферромагнитными SmTiO_3 [6] и LaTiO_3 [7].

Сложные оксиды со структурой перовскита обладают богатым набором функциональных свойств и составляют основу современной электроники. Эти материалы обладают широким спектром проводящих свойств от диэлектриков до металлов. В них наблюдаются такие явления, как сегнетоэлектричество [8, 9], магнетизм и антиферромагнетизм [10, 11], колоссальное магнитосопротивление [12] и высокотемпературная сверхпроводимость [13]. Так как все эти свойства материалов очень чувствительны к изменению состава, появляется возможность изменять полезные свойства этих материалов путем внесения различных примесей. Такие сложные оксиды могут использоваться в виде подложек и в качестве элементов интерфейсной структуры [8], при этом возникает необходимость контроля свойств таких интерфейсов. Это также актуально в случае состояния интерфейса с квазидвумерным электронным газом на интерфейсе между двумя непроводящими оксидами.

Ранее считалось, что для появления таких состояний необходимо наличие атомарно гладкой границы между оксидами, составляющими гетероструктуру [1]. Научным руководителем диссертации была предложена идея использовать гетероструктуры с сегнетоэлектриком. Идея состоит в том, чтобы вместо полярного диэлектрика с чередованием положительных и отрицательных слоев использовать сегнетоэлектрик, который обладает спонтанной поляризацией. Это позволяет получать высокопроводящие состояния интерфейсов при менее жестких условиях для границы между составными частями гетероструктуры. В

представленной работе исследуется возможность возникновения состояния с металлическим характером поведения сопротивления на интерфейсе между сегнетоэлектриком и диэлектриком. Создание состояния квазидвумерного электронного газа на интерфейсе любых гетероструктур само по себе является актуальной задачей. Актуальность многократно возрастает, когда такие состояния планируется получить на совершенно новых гетероструктурах. Кроме того, известно, что увеличение концентрации носителей тока в манганитах приводит к возникновению ферромагнитной фазы [10, 11]. Потому в гетероструктурах $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ можно ожидать возникновения ферромагнитного порядка в области интерфейса при увеличении концентрации носителей тока.

Квазидвумерные сверхпроводящие состояния чаще всего получают путем создания «ультратонких» пленок известных сверхпроводников. Также известно, что легирование La_2CuO_4 приводит к появлению сверхпроводимости. Поэтому мы предположили, что повышение концентрации носителей тока на интерфейсе гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ может привести к возникновению квазидвумерной сверхпроводимости на интерфейсе. При этом логично было ожидать, что сверхпроводящее состояние возникнет при намного более высоких температурах, чем в LAO/STO .

Цель диссертационной работы:

Установить возможность возникновения высокопроводящих состояний в гетероструктурах $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ и $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ и возможность проявления магнитных и сверхпроводящих свойств этих состояний на интерфейсах в этих гетероструктурах с помощью исследования проводящих свойств и магнитной восприимчивости.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Исследовать температурные зависимости электросопротивления гетероструктур $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ и $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ и их подложек.
2. Выявить особенности проводимости гетероструктур $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ и $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$, установить условия появления высокопроводящего и сверхпроводящего состояний.
3. Выявить взаимосвязь высокопроводящего и сверхпроводящего состояний с магнитными свойствами интерфейсов гетероструктур $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ и $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$.

Научная новизна

Впервые было обнаружено состояние с высокой проводимостью на интерфейсе гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$. Впервые было обнаружено сверхпроводящее состояние на интерфейсе гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ с температурой перехода вблизи 30 К. Впервые были получены высокопроводящие состояния на интерфейсе гетероструктур $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ и $\text{La}_2\text{CuO}_4/\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ с неатомарно гладкой границей раздела, которая имела шероховатость порядка 1-2 нм, вопреки тому, что до этого считалось, что для получения высокопроводящих состояний на интерфейсе необходимо, чтобы в гетероструктуре граница раздела была атомарно гладкой.

Теоретическая и практическая значимость

Полученные данные позволяют понять механизм проводимости на интерфейсе гетероструктуры BSTO/LMO. В сегнетоэлектрической пленке существует электрическая поляризация, связанная со сдвигом центральных ионов из центра кислородного октаэдра, и, в дальнейшем, направление поляризации можно будет менять внешним электрическим полем. Это позволит управлять проводимостью интерфейса. Хотя LMO является антиферромагнетиком, но увеличение концентрации свободных носителей в области интерфейса гетероструктуры BSTO/LMO приводит к увеличению косвенного ферромагнитного обменного взаимодействия. Это аналогично тому, что происходит при легировании LMO. Следует ожидать, что увеличение числа носителей на интерфейсе приведет к локальному ферромагнитному упорядочению и, как следствие, к появлению магниторезистивных свойств. Таким образом, в гетероструктуре, подобной BSTO/LMO, возникает возможность переключения электрическим полем как проводимости (триггерный эффект), так и намагниченности (магнитоэлектрический эффект), и, кроме этого, возможность изменения магнитным полем проводящих свойств (магниторезистивный эффект).

На защиту выносятся следующие положения:

1. В образцах гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$, в которых ось c поляризации сегнетоэлектрической пленки $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ направлена параллельно плоскости интерфейса, температурная зависимость электросопротивления гетероструктуры вдоль интерфейса демонстрирует активационное поведение во всем температурном интервале измерений, аналогичное поведению в монокристалле LaMnO_3 . А в образцах гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$, в которых ось c поляризации сегнетоэлектрической пленки $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ направлена перпендикулярно плоскости

интерфейса, при температурах ниже 160 К наблюдается состояние с высокой проводимостью, характерной для металлов.

2. В образцах гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$, в которых наблюдается высокопроводящее состояние, максимум температурной зависимости сопротивления после многократного воздействия магнитного поля на гетероструктуру сдвигается с температуры 160 К к температуре 230 К, и при этом сопротивление при температуре 160 К уменьшается в 35 раз.
3. В образцах гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$, в которых ось c поляризации сегнетоэлектрической пленки $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ направлена перпендикулярно плоскости интерфейса, наблюдается сверхпроводящее состояние при температурах ниже 30 К.

Апробация работы

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях: «International Workshop on Phase Transitions and Inhomogeneous States in Oxides», 2018 г., г. Казань; «Russia/CIS/Baltic/Japan Symposium on Ferroelectricity (RCBJSF)», 2018 г., г. Санкт-Петербург; «Scanning Probe Microscopy» 2018, 2019, 2020 г., г. Екатеринбург; «4 th Russia-China Workshop on Dielectric and Ferroelectric Materials», 2019 г., г. Екатеринбург; «Functional Imaging of Nanomaterials», 2019 г., г. Екатеринбург; «14th European Meeting on Ferroelectricity EMF», 2019 г., г. Лозанна, Швейцария; «XIV Международная научная школа «Наука и инновации-2019», г. Йошкар – Ола.

Публикации

Результаты работы были опубликованы в 19 печатных работах, из них 7 статей в рецензируемых научных журналах из списка ВАК [A1-A7]. Результаты работы были представлены на Всероссийских и международных конференциях [A8-A19].

Личный вклад автора

Все представленные в диссертации результаты были получены автором лично, либо при его непосредственном участии. Основные экспериментальные измерения их анализ получены лично автором. Измерения магнитной восприимчивости гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ были выполнены Гильмутдиновым И.Ф., и эти результаты были проанализированы и интерпретированы автором и научным руководителем диссертации. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, списка цитируемой литературы и списка авторских публикаций. Работа изложена на 111 страницах, включая 28 рисунков.

Содержание работы

Во введении обозначена актуальность работы, изложена научная и практическая значимость, формулируются цели и задачи исследований, а также обоснован выбор объектов исследования, также во введении представлены основные результаты и положения, выносимые на защиту. Там же описан личный вклад автора, апробация работы, приведены сведения о публикациях по материалам диссертации, описана структура диссертации.

В первой главе представлен краткий обзор современного состояния проблем, связанных с получением и исследованием высокопроводящих состояний на интерфейсе. Сначала приведены сведения о полевом транзисторе, который является своеобразным аналогом и предтечей современных высокопроводящих квазидвумерных состояний в области интерфейса, которым посвящена настоящая диссертация. Именно на полевом транзисторе изначально был получен двумерный электронный газ. Затем приводится информация о низкоразмерных системах и актуальности исследований подобных систем, а именно: термин «низкоразмерная система» определяется как система, описываемая одной или двумя пространственными координатами. В качестве примера приводятся электронные системы, в которых электроны могут двигаться в плоскости. Другой пример двумерной системы – цепочки или плоскости из связанных атомов, например, графен. Однако, более подробное рассмотрение приводит к тому, что во всех подобных системах третья пространственная координата так или иначе играет роль. Например, в опытах по квантовому эффекту Холла магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости с ДЭГ. С другой стороны, сам двумерный электронный газ является двумерным лишь условно: ДЭГ существует в области некоторой конечной толщины. Таким образом, с точки зрения теоретической модели, понятие «низкоразмерная система» включает в себя широкий класс задач с весьма разными свойствами, а описание процессов включает и третью пространственную компоненту.

Существование пространственно низкоразмерных систем часто ограничивается термодинамическим принципом неустойчивости существования одно- и двумерных кристаллов при конечной температуре – теоремой Ландау-Пайерлса. Таким образом, речь всегда идет о квазидвумерных или о квазиодномерных системах, в которых низкая размерность осуществляется в соответствии лишь с некоторыми критериями, но теоретически, задачи о

низкоразмерных системах так или иначе решаются в трехмерном пространстве. С этой оговоркой будут использоваться термины «двумерный» и «квазидвумерный» как синонимы. Практическая актуальность подобных исследований определяется в том числе физическими ограничениями на размеры и плотность расположения электронных компонентов в планарной технологии производства микроэлектроники.

Далее представлены наиболее значимые результаты, полученные на гетероструктурах LAO/STO и аналогичных, главный из которых, описанный в [1], заключается в обнаружении двумерного электронного газа на атомарно гладкой границе раздела между двумя диэлектриками LaAlO_3 и SrTiO_3 . В простейшем описании на этом интерфейсе образуется дополнительная «одна вторая» электрона или дырки на двумерную элементарную ячейку, в зависимости от структуры интерфейса. В результате дырочно-легированная граница раздела является изолирующей, тогда как электронно-легированная граница раздела является проводящей с чрезвычайно высокой подвижностью носителей, превышающей $10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. На двумерный характер явления указывает поведение магнитосопротивления при низкой температуре. Также, в данной гетероструктуре при температурах ниже 300 мК наблюдается сверхпроводимость. Эти результаты предоставляют широкую возможность адаптировать низкоразмерные зарядовые состояния с помощью атомной эпитаксии гетероструктур, состоящих из сложных оксидов. Четкой и общепринятой модели, описывающей возникновение подобного состояния, до сих пор не существует, но уже ясно, что причины этого заключаются в локальной полярности слоев $(\text{LaO})^+$ и $(\text{AlO}_2)^-$ в LaAlO_3 . Однако, за столь интересные результаты и изящный наблюдаемый эффект приходится платить тем, что требуется получить атомарно гладкий интерфейс на границе этих материалов [1]. С учетом этого, обработка до атомарной гладкости кристаллов для подложек и напыление пленок на них является по-настоящему непростой технической задачей. Один из важнейших результатов настоящей диссертации заключается в том, что удалось получить область с высокой проводимостью в слое толщиной порядка 1 – 10 нм вблизи интерфейса сегнетоэлектрика и полупроводника, избегая столь высоких требований к качеству интерфейса.

Далее кратко изложено развитие исследований соединений оксидов марганца. Во-первых, поскольку LaMnO_3 используется в качестве подложек для исследуемых в настоящей работе гетероструктур, а во-вторых, LaMnO_3 самостоятельно является интересным объектом для исследований благодаря открытому в 1994 году эффекту «колоссального магнитосопротивления» в соединении $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$. Затем приводятся основные результаты исследований высокотемпературной сверхпроводимости на интерфейсах, начиная с гетероструктур со сверхпроводящим слоем сложных оксидов, что также является интересным

классом экспериментальных задач. Например, в работах Ивана Божовича по получению сверхпроводимости в гетероструктурах купратов, когда компоненты гетероструктуры являются не сверхпроводниками, но один из них является диэлектриком, а другой металлом. Семейство $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) особенно привлекательно, потому что эти материалы представляют собой твердые растворы, которые можно легировать в широком диапазоне. В работе [15] сообщается о сверхпроводимости в двумерных структурах, состоящих из полупроводника (La_2CuO_4) и металла ($\text{La}_{1,55}\text{Sr}_{0,45}\text{CuO}_4$), ни один из которых не является сверхпроводником в отдельности. Однако, в них наблюдалась T_C либо ~ 15 К, либо ~ 30 К. Область, в которой существует сверхпроводимость, имеет ширину порядка 2 – 3 нм вблизи границы раздела слоев. Если такая структура подвергается воздействию озона, то T_C превышает 50 К, и также было показано, что сверхпроводимость возникает из-за интерфейсного слоя толщиной 1 – 2 элементарных ячейки. Повышение T_C в подобных соединениях наблюдалось и ранее, но существенная роль интерфейса в то время не была признана. В настоящий момент сверхпроводимость наблюдается в широком классе тонкопленочных гетероструктур. Системы с двумерной высокотемпературной сверхпроводимостью являются интересной темой исследований из-за потенциальных практических применений и возможности изучать квантовые явления в низких размерностях. В обычных металлах высокая концентрация носителей ставит под вопрос возникновение некоторых интересных эффектов, таких как истощение или накопление носителей в области намного меньшей толщины, чем длина когерентности куперовской пары. А в купратах же, наоборот, плотность носителей низкая, в то время как T_C высока. Это дает интересную возможность, но для этого интерфейс должен быть атомарно гладким. Типичный подход в реализации квазидвумерного сверхпроводящего слоя основан на создании «ультратонкого» слоя известного сверхпроводника.

Во второй главе описана методика изготовления образцов: метод плавающей зоны с подвижным растворителем роста кристаллов. Суть метода заключается в следующем: смесь поликристаллов исходного соединения LaMnO_3 запечатывается в кварцевом тигле, затем происходит вакуумирование ампулы со смесью, после этого тигель, находясь под вакуумом, отпаивается. В материале вблизи помещенного в нее затравочного кристалла создается расплавленная зона, после чего она медленно подводится к затравке. Необходимо добиться лишь оплавления затравочного кристалла и смачивания его расплавом материала. Затем расплавленная зона продвигается от затравки с определенной заданной скоростью. После прохождения расплавленной зоны позади нее растет монокристалл. Скорость продвижения зоны влияет на количество дефектов. Методом плавающей зоны изготавливаются

монокристаллы LaMnO_3 формы усеченного конуса длиной до 5 см и диаметром около 1 см. Это наиболее распространенный метод роста кристаллов для изготовления подложек образцов.

Готовые кристаллы нарезаются пластинками: одни перпендикулярно оси c , другие – параллельно. После этого срезы пластинок шлифуются абразивными алмазными пастами с постепенно уменьшающимся размером зерен, и, наконец, окончательная обработка производится пастой с размером зерна 1 – 3 мкм. Затем происходит напыление пленок.

Используя метод радиочастотного распыления можно получать тонкие пленки с поверхностной и межповерхностной шероховатостью менее 2 – 3 монослоев. Идея заключается в физическом осаждении материала, из которого формируется пленка, на подложку посредством распыления атомов мишени (напыляемый материал) за счет кинетической энергии частиц материала пучком высокоэнергетических частиц. Распыление же заключается в выбивании атомов с поверхности мишени и дальнейшем их транспорте на поверхность подложки. В данном случае применялось распыление с током высокой частоты (radio frequency magnetron sputtering). В данном методе выделяются следующие стадии: генерация ионов и направление ионного пучка на мишень, распыление атомов мишени электронным пучком, транспорт атомов с поверхности мишени к подложке, осаждение атомов на поверхности подложки. В данном случае в качестве мишени использовалась сегнетоэлектрическая керамика BSTO. Распыляемая мишень и подложка, на которую происходит напыление, находятся в вакуумной камере цилиндрической формы диаметром 400 мм, изготовленной из нержавеющей стали. ВЧ-электрод размещается на одном из оснований снаружи цилиндра. Поскольку поток ионов создается с помощью тлеющего разряда в атмосфере кислорода, то через камеру происходит прокачка кислорода со скоростью 6 л/час. К окну камеры, изготовленному из оксида бериллия, крепится мишень, а с наружной стороны устанавливается ВЧ-электрод. Подложка устанавливается соосно мишени на основание керамического нагревателя цилиндрической формы, в которое встроена платиновая спираль. Перемещение нагревателя с кристаллом подложки относительно мишени происходит с помощью шагового двигателя. Данный метод напыления позволяет напылять тонкие пленки с неоднородностью 2 – 3 толщины монослоев.

Далее, описывается структура полученных образцов по результатам рентгеноструктурного анализа, а именно было показано, что были изготовлены гетероструктуры BSTO/LMO двух типов: гетероструктуры, в которых вектор спонтанной поляризации сегнетоэлектрической пленки ориентирован перпендикулярно плоскости интерфейса, и гетероструктуры, в которых поляризация была ориентирована параллельно плоскости интерфейса. В данной диссертационной работе представлены результаты прежде

всего для образцов, в который возникает эффект высокопроводящего состояния, которые удалось пронаблюдать для целой серии образцов с осью c поляризации сегнетоэлектрической пленки, направленной перпендикулярно плоскости интерфейса. Таким образом можно с уверенностью утверждать, что все эффекты, которые наблюдались в данных образцах являются воспроизводимыми. На нескольких образцах с осью c поляризации сегнетоэлектрической пленки, расположенной в плоскости пленки, было зафиксировано, что при таком дизайне гетероструктуры эффекта высокопроводящего состояния не возникает. Ориентация оси c поляризации сегнетоэлектрической пленки для этого типа образцов также была определена рентгеновскими методами. Так как в этом случае эффекта не было, то в дальнейшем измерения проводились на образцах из другой серии. Толщина сегнетоэлектрической пленки BSTO во всех этих случаях составляла порядка 350 – 400 нм.

Далее приведено описание методики эксперимента по исследованию проводящих свойств. Исследование магнитной восприимчивости было проведено вибрационным методом на комплексе по исследованию физических свойств PPMS-9 центра коллективного пользования К(П)ФУ, а экспериментальная установка по исследованию влияния магнитного поля на гетероструктуры BSTO/LMO описана в 4 главе диссертации. Для погружного метода измерения температурных зависимостей электросопротивления в широком температурном диапазоне была изготовлена вставка в транспортный дьюар. Это наиболее простой и экономичный метод охлаждения образца для измерения температурных зависимостей электросопротивления. Этот метод заключается в том, что образец, находящийся в термоблоке на конце стержня, опускается в транспортный дьюар с небольшим количеством жидкого гелия. Вставка состоит из полого стержня из нержавеющей стали диаметром 7 мм, внутри которого размещены измерительные провода. К концу стержня припаян медный термоблок с отвинчивающейся частью, к которому выведены измерительные провода. На нем устанавливается образец и термосопротивление. Массивная отвинчивающаяся часть необходима для стабилизации температуры. В зависимости от глубины погружения стержня термоблок оказывается на разном уровне от поверхности жидкого гелия, и тем самым изменяется температура образца. Важным параметром в данном способе охлаждения является количество жидкого гелия в дьюаре. Чем меньше жидкого гелия в дьюаре, тем более плавно можно изменять температуру образца, медленно перемещая термоблок с образцом на определенное расстояние от поверхности жидкого гелия. Для оптимального температурного градиента количество жидкого гелия должно быть 0,5 – 1 л. Температурная ячейка с образцом опускается либо поднимается медленно, без резких скачков, с выдерживанием на определенном уровне на поверхности жидкого гелия временными интервалами, необходимыми для стабилизации температуры образца.

Использовался также второй способ охлаждения образца для проведения исследований температурных зависимостей электросопротивления – система гелиевой продувки. Устройство данной продувки позволяет проводить измерения в широком температурном диапазоне от 8 К до 300 К. Принцип работы гелиевой продувки заключается в том, что в транспортный дьюар погружается сифон с вакуумированной рубашкой и нагревателем на конце ниже уровня жидкого гелия. При нагревании происходит парообразование гелия. Пар потоком проходит через отверстие вставки выше уровня жидкости и выходит через трубку в верхнюю часть продувки. Она представляет собой кварцевую полую ампулу, откачанную для теплоизоляции. Внутри этой ампулы помещается вставка с образцом и одним из спаев термопары. Затем поток пара направляется к обратной гелиевой линии. Таким образом происходит охлаждение образца парами гелия. В данном случае для измерения температуры использовалась термопара Cu–Cu+0.07%Fe. Один из спаев термопары помещался в непосредственной близости от образца, а другой выводился за пределы системы охлаждения и находился при постоянной температуре 0° С.

Для нанесения контактов тонкие золотые провода диаметром 25 мкм помещались на поверхность образца и фиксировались при помощи проводящей серебряной пасты. Консистенция серебряной пасты должна быть очень тщательно выверена. Консистенцию пасты можно регулировать с помощью растворителя, в данном случае был использован бутиловый эфир уксусной кислоты. Если паста будет слишком густой, то закрепить контакты на образце будет практически невозможно, если же она будет слишком жидкая, то паста будет растекаться по образцу и тем самым увеличивать площадь контакта. При этом растекание пасты по образцу может приводить к пересечению контактов, что, естественно, приведет к замыканию контактов во время самого эксперимента. Увеличение площади контактов, в свою очередь, может привести к срыву контактов при охлаждении образца до низких температур. Правильное нанесение контактов является одной из важных задач в ходе подготовки эксперимента, ведь неправильный подбор консистенции серебряной пасты, неправильное позиционирование контактов на образце могут привести к порче контактов во время измерений. Измерение электросопротивления образца производилось с помощью четырехзондового (четырёхконтактного) метода измерения сопротивления. Четырёхконтактный метод измерения электросопротивления исключает сопротивление измерительных проводов, ведущих от образца, а также исключает сопротивление самих контактов. Метод состоит в следующем: на образец наносятся четыре омических контакта, одна пара является токовыми контактами, через которые пропускают ток известной величины. Другие контакты называются потенциальными контактами, к ним подключают вольтметр с высоким входным сопротивлением. Зная величину

тока и величину падения напряжения на измеряемом образце, вычисляется сопротивление всего образца, исключая сопротивление от измерительных проводов и контактов.

Третья глава посвящена исследованию электросопротивления гетероструктур $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$. В начале главы обоснован выбор именно этих объектов для исследований. Выбор компонентов гетероструктуры был обусловлен тем, что еще до наших исследований были хорошо отработаны технологии получения каждого из них. А BSTO с концентрацией Sr, равной 0.2, практически не отличается от ВТО. Нами было принято решение использовать сегнетоэлектрические пленки BSTO толщиной порядка 350 нм. Это было обусловлено тем фактором, что обычно свойства ДЭГ мало изменяются, начиная с определенной толщины пленки, обладающей полярными свойствами. А пленки такой толщины напыляются по отработанной технологии.

Представлены температурные зависимости электросопротивления гетероструктур $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ двух типов: в одном спонтанная сегнетоэлектрическая поляризация направлена параллельно плоскости интерфейса, в другом – вектор спонтанной поляризации направлен перпендикулярно плоскости интерфейса. Это подтверждается результатами рентгеноструктурного анализа. Затем приведены температурные зависимости электросопротивления образцов гетероструктур BSTO/LMO и подложек LMO. В результате было показано, что в гетероструктурах первого типа, где вектор поляризации ориентирован параллельно плоскости интерфейса, температурная зависимость электросопротивления имеет активационный характер во всем интервале измерений (см. рисунок 1), что соответствует температурной зависимости сопротивления подложки этой гетероструктуры. Электросопротивление образца из серии 2 при температурах выше примерно 250 К проявляет активационное поведение, а при температурах ниже 160 К переходит к режиму, характерному для металлического поведения (см. рисунок 2). В интервале температур между 160 К и 250 К имеется переходная область, о природе которой будет сказано чуть ниже, и несколько более подробно в главе 4. При этом общее электросопротивление образца из серии типа 2 меньше, чем у аналогичного образца без пленки, в несколько раз на всем температурном интервале измерений, а в области температур ниже 100 К становится меньше на несколько порядков. Помимо описания экспериментальных результатов в данной главе обсуждается возможный механизм существования области с высокой проводимостью, и приводятся оценки концентрации носителей заряда, подвижности носителей и толщины области с ДЭГ. Оценки составили:

- концентрация носителей: $n_s = 1.65 \cdot 10^{14} - 3.03 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$;

- толщина высокопроводящего слоя: $\Delta \approx 1.3 - 4.2$ нм;
- подвижность: $\mu \approx 10 - 100$ см²В⁻¹с⁻¹;
- толщина высокопроводящего слоя, выведенная из величины поляризации сегнетоэлектрика P : $\Delta \approx 1,5 - 10$ нм.

Высокопроводящий слой возникает в области интерфейса, толщиной в пределах нескольких нанометров вблизи области интерфейса $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ в слое LaMnO_3 .

Резкое исчезновение сегнетоэлектрической поляризации на границе раздела (производная от поляризации в направлении интерфейса обращается в бесконечность) приводит к необходимости экранировать поляризацию на границе. Иными словами, чтобы минимизировать общую энергию системы, необходимо «экранировать» возникающее при этом электростатическое поле. Вследствие чего, как решетка, так и энергетический спектр носителей

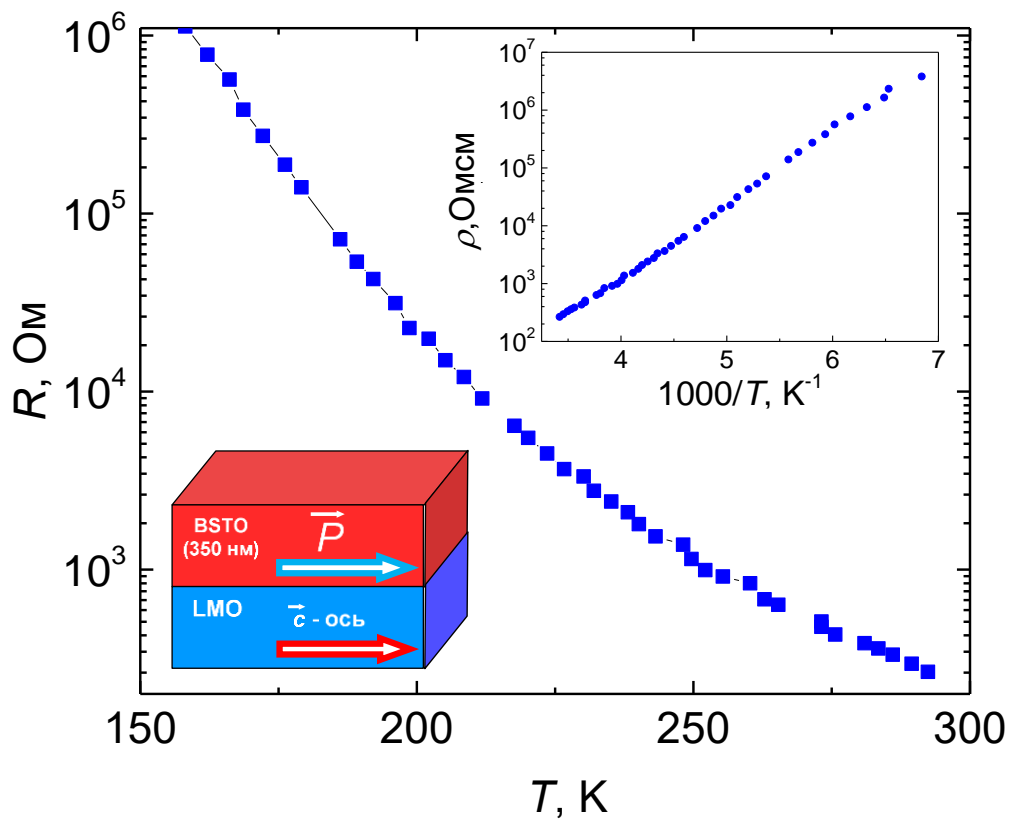


Рисунок 1 — Температурная зависимость электросопротивления, измеренная на образце 1 типа гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$, в которой вектор поляризации \vec{P} сегнетоэлектрической пленки ориентирован параллельно плоскости интерфейса. На вставке слева внизу показано схематическое изображение образца гетероструктуры. На вставке справа вверху показан этот же результат в координатах $\ln(R)=f(1/T)$.

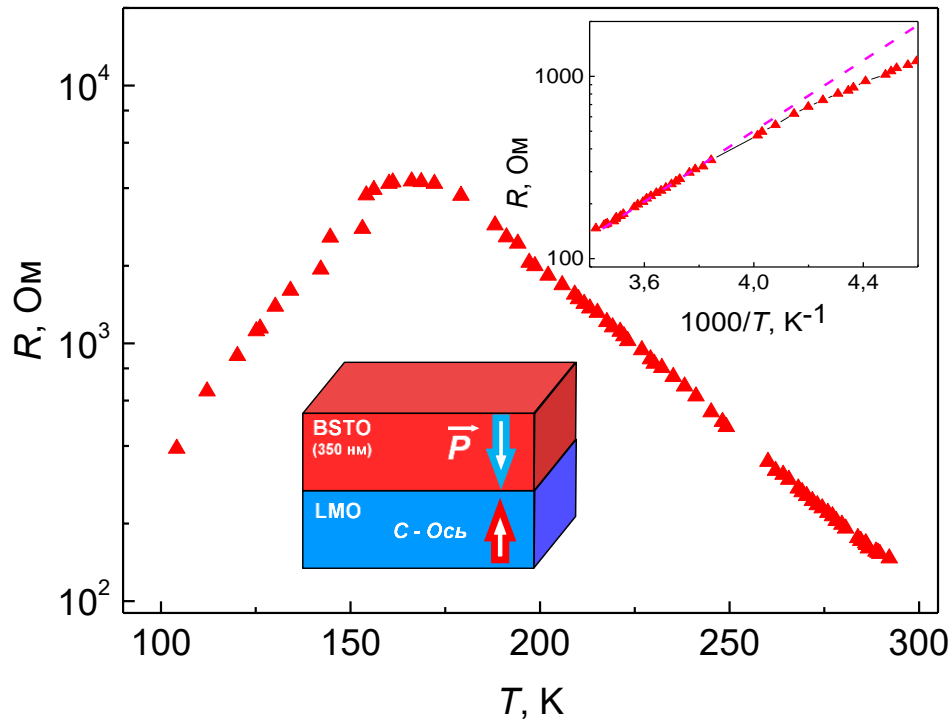


Рисунок 2 — Температурная зависимость электросопротивления гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ 2 типа, в которой вектор поляризации \vec{P} сегнетоэлектрика ориентирован перпендикулярно плоскости интерфейса.

тока перестраиваются, и происходит увеличение плотности тока носителей в узкой области интерфейса. Это происходит самосогласованным образом, так что перестройка энергетического спектра носителей и увеличение их концентрации в области интерфейса приводит к образованию узкой металлической области вблизи границы раздела.

Четвертая глава посвящена исследованию влияния магнитного поля на высокопроводящую область в гетероструктуре $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$. При исследовании влияния внешнего магнитного поля на проводящие свойства образцов был использован электромагнит с максимальным магнитным полем 12 кЭ. Система проточного гелиевого криостата была недоступна в момент проведения исследований магнитных свойств данных гетероструктур, поэтому отсутствовала возможность контролируемо изменять температуру образца. Для решения этой проблемы было принято решение использовать естественное нагревание образца от температуры жидкого азота до комнатной температуры. При этом температура изменялась естественным образом, а измерялась с помощью термодпары. Для этого

был изготовлен специальный термоблок, имеющий форму полого цилиндра, куда помещалась текстолитовая вставка с образцом строго по направляющим, для определения ориентации образца в магнитном поле, и термопара. Этот термоблок устанавливался в оболочку из пенного теплоизолирующего материала и охлаждался в жидком азоте. Естественный нагрев образца от температуры жидкого азота до комнатной температуры занимал приблизительно 15 – 20 минут, что обеспечивало неплохую точность измерения температурной зависимости. Температура контролировалась отградуированной медь-константановой термопарой. Охлажденный образец в оболочке крепился на специальную вставку и помещался между полюсами электромагнита таким образом, чтобы вектор напряженности магнитного поля \mathbf{H} был параллелен оси с подложки (вектор \mathbf{H} перпендикулярен плоскости пленки).

Далее производилось измерение температурной зависимости сопротивления вплоть до комнатной температуры). Образец комнатной температуры извлекался, охлаждался и возвращался обратно. После чего магнитное поле изменялось, и измерения температурной зависимости повторялись. Всего было несколько серий измерений в двух ориентациях образца относительно магнитного поля, в каждой из которых постепенно либо увеличивалось, либо, наоборот, уменьшалось его значение с шагом в 1 – 2 кЭ. Следует обратить внимание, что измеренные температурные зависимости, соответствующие 0 Э, вообще говоря, измерялись не в нулевом магнитном поле, а в магнитном поле Земли, поскольку во время этих измерений образец не находился между полюсами магнита. На рисунке 3 изображена первая серия измерений температурной зависимости сопротивления при различных значениях магнитного поля. После измерения первой зависимости в поле 1 кЭ, охлажденная вставка с образцом устанавливалась между полюсами электромагнита, затем значение магнитного поля увеличивалось до 2 кЭ и производились повторные измерения $R(T)$ по мере естественного нагревания вставки с образцом. Из рисунка 3 видно, что максимум значения сопротивления сдвигается в область более высоких температур и составляет порядка 3500 Ом. Затем аналогичным образом проводились измерения при $\mathbf{H} = 4000$ Э. Аналогично предыдущему графику, максимум температурной зависимости сопротивления становится меньше по мере увеличения значения магнитного поля и смещается в область более высоких температур при каждом последующем увеличении значения магнитного поля. Стоит отметить, что во второй серии измерений (рисунок 3), при начальном измерении $R(T)$ без магнитного поля, величина максимума температурной зависимости и сама зависимость электросопротивления соответствуют результатам последнего измерения в предыдущем цикле, то есть наблюдается необратимая трансформация температурной зависимости электросопротивления.

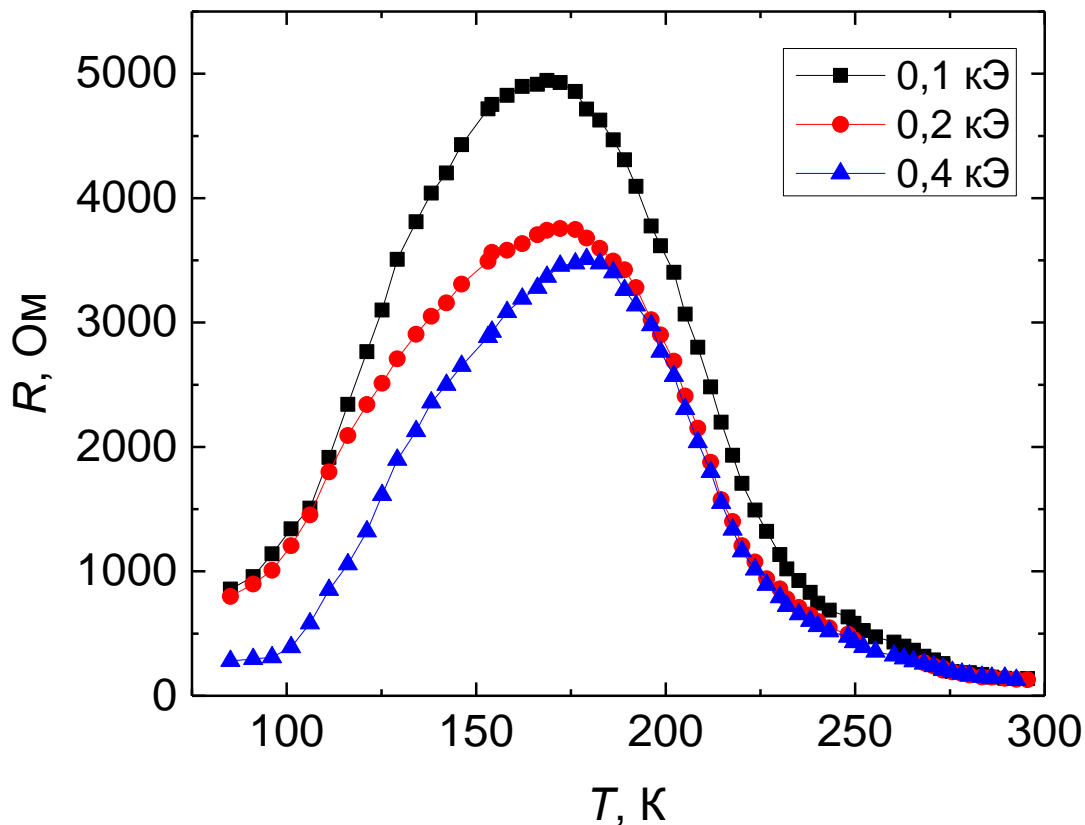


Рисунок 3 — Температурные зависимости электросопротивления гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$, измеренные в первой серии измерений во внешнем магнитном поле. Изображена необратимая трансформация температурных зависимостей электросопротивления после каждого измерения. Максимум сопротивления уменьшается по величине и сдвигается в область более высоких температур.

На рисунке 4 продемонстрированы две температурные зависимости электросопротивления, измеренные на одной гетероструктуре BSTO/LMO, соответствующие начальному и конечному состоянию гетероструктуры, то есть до воздействия магнитного поля и после многократного приложения магнитного поля. Треугольниками изображена температурная зависимость сопротивления, измеренная в последнем цикле третьей серии измерений, и она демонстрирует эффект необратимого преобразования проводящих свойств гетероструктуры под влиянием внешнего магнитного поля (квадратами изображена исходная температурная зависимость до приложения магнитного поля). В итоге, максимальное сопротивление уменьшается примерно до 700 Ом. Как видно из рисунка 4, последовательное чередование внешнего магнитного поля необратимо влияет на характер и величину максимума

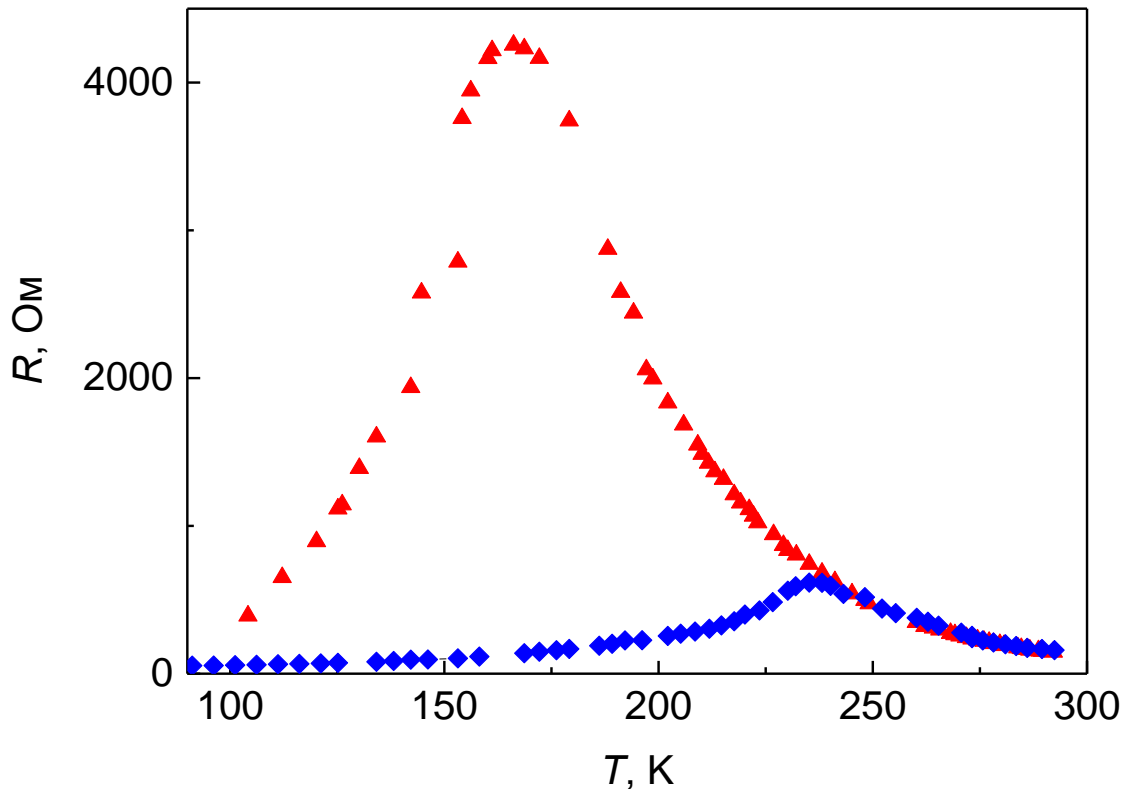


Рисунок 4 — Температурные зависимости электросопротивления $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ до и после приложения магнитного поля. Символами в виде треугольников отмечена исходная температурная зависимость сопротивления гетероструктуры до экспериментов в магнитном поле, символами в виде ромбов изображена температурная зависимость, измеренная после последнего цикла измерений в магнитном поле.

температурной зависимости. Величина максимума сопротивления снижается с 4,5 кОм до 0,7 кОм. В то же время положение максимума смещается со 160 до 230 К. При этом сопротивление при температуре 160 К уменьшается в 35 раз.

Дальнейшее исследование влияния магнитного поля показано на рисунке 5. Зависимость кривых $R(T)$ от величины поля все еще существует, но она обратима. Максимумы по-прежнему смещаются в высокотемпературную область и уменьшаются по величине при увеличении приложенного магнитного поля. Начальные значения сопротивления восстанавливаются после выключения внешнего магнитного поля. Характер этого магнитосопротивления значительно отличается от наблюдаемого выше. Этот эффект обратим и может быть отнесен к магнитоупругому эффекту. Наконец, на рисунке 6 изображены зависимости электросопротивления образца во внешнем магнитном поле в ориентации, когда ось c

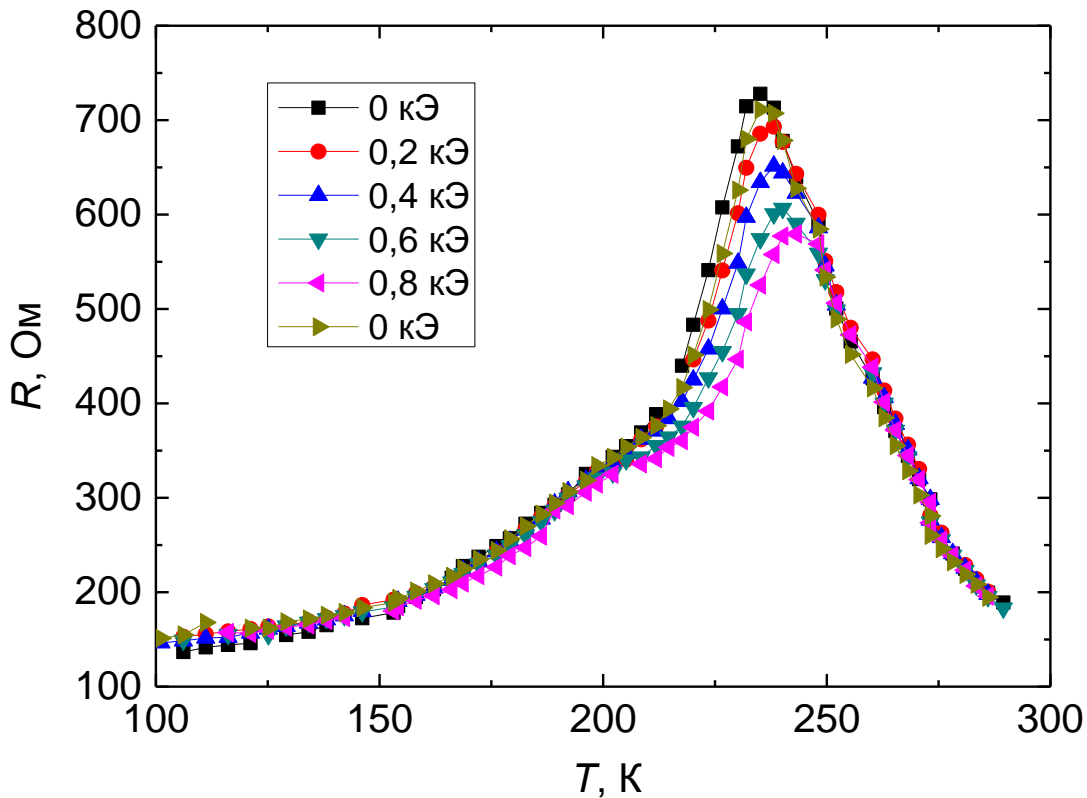


Рисунок 5 — Температурные зависимости электросопротивления гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$, демонстрирующие обратимый характер изменений, измеренные в последней серии экспериментов с воздействием внешнего магнитного поля в ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$.

подложки перпендикулярна вектору магнитной индукции (т. е. поле параллельно плоскости пленки). Измерения показывают, что температурная зависимость сопротивления не зависит от внешнего магнитного поля до 6 кЭ, однако дальнейшее увеличение значения магнитного поля приводит к искажению температурной зависимости в низкотемпературной ее части. Характер температурной зависимости сопротивления показывает исчезновение вклада от области вблизи интерфейса в полное сопротивление гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$. Далее, на основе полученных результатов, обсуждается возможность существования многодоменной ферромагнитной фазы вблизи области интерфейса и дальнейшая перестройка этой структуры в результате многократного воздействия постоянного магнитного поля. Основное предположение относительно этого явления заключается в том, что наблюдаемый характер электросопротивления обусловлен образованием ферромагнитного порядка [16].

На первом этапе модификации ферромагнитного состояния формируются ферромагнитные области с разными ориентациями магнитных моментов. Это приводит к

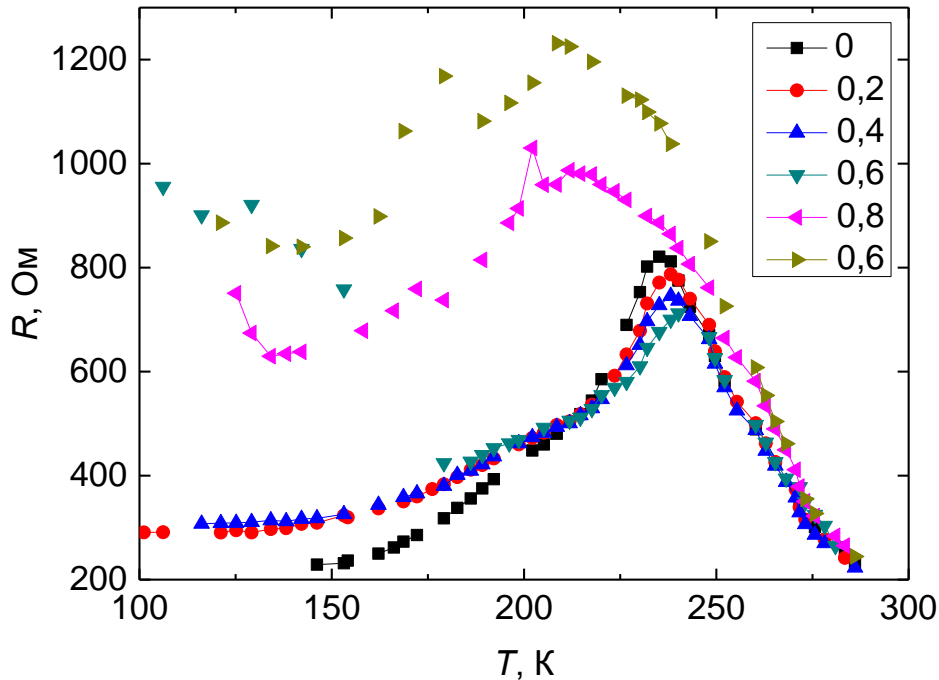


Рисунок 6 — температурные зависимости электросопротивления гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$, демонстрирующие деградацию высокопроводящего слоя, измеренные в последней серии экспериментов по исследованию $R(T)$ во внешнем магнитном поле. После воздействия поля величиной 8 кЭ, происходит необратимое увеличение сопротивления во всем температурном диапазоне, что свидетельствует о разрушении высокопроводящей области.

относительно небольшому уменьшению сопротивления (первые циклы). Под действием магнитного поля начинает реконструироваться магнитная структура, и формируются более крупные по размеру ферромагнитные области с однородной намагниченностью. В результате количество центров рассеяния на доменных границах уменьшается, и электрическое сопротивление уменьшается. Затем вся область интерфейса формируется в однородно намагниченный домен, что проиллюстрировано «конечной» температурной зависимостью сопротивления с максимумом в районе $T = 230$ К. В экспериментах, когда магнитное поле приложено перпендикулярно оси c монокристалла LaMnO_3 , ожидаются сильные эффекты магнитострикции в ферромагнитной фазе системы. Магнитное поле стремится ориентировать намагниченность области на границе раздела вдоль поля. Полагается, что в области интерфейса возникают сильные напряжения и деформации. Данные искажения в этом очень тонком слое могут частично механически разрушить поверхность раздела. Это приводит к существенному, необратимому увеличению сопротивления интерфейса. В результате теряется вся или часть

высокопроводящей области, и сопротивление увеличивается при низких температурах до наблюдаемых значений.

Пятая глава посвящена исследованию транспортных свойств гетероструктур на основе $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$. Для экспериментальных исследований были использованы гетероструктуры, состоящие из диэлектрической сегнетоэлектрической пленки $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$, выращенной на монокристалле исходного соединения La_2CuO_4 в ориентации [001]. На рисунке 7 представлены результаты измерения температурной зависимости магнитной восприимчивости и электросопротивления монокристаллов LCO. Соединение La_2CuO_4 , являясь полупроводником, демонстрирует активационный характер поведения температурной зависимости электросопротивления.

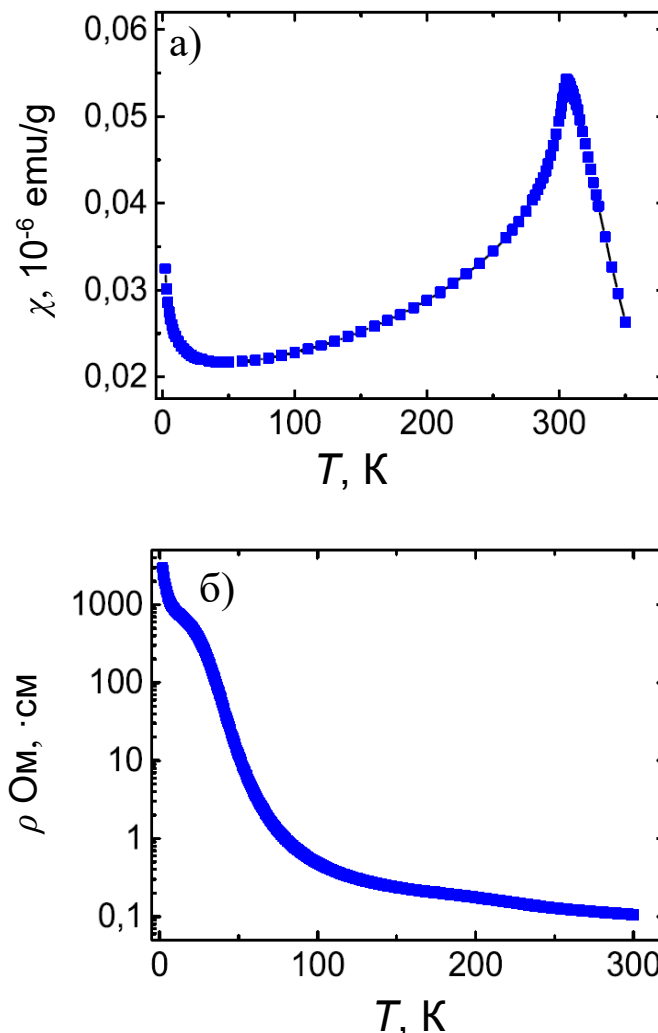


Рисунок 7 — Температурные зависимости магнитной восприимчивости (а) и удельного электросопротивления (б) монокристаллической подложки La_2CuO_4 .

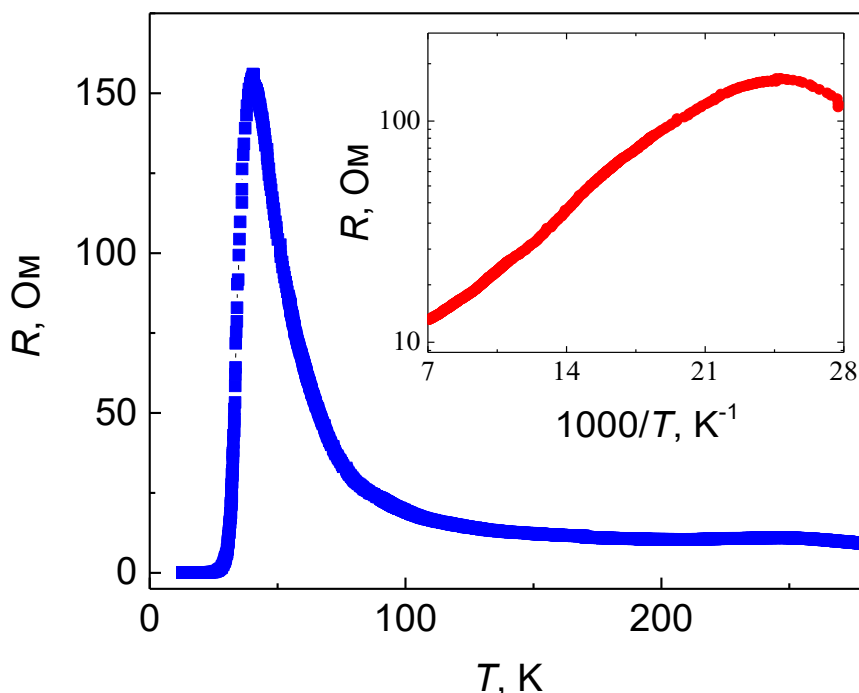


Рисунок 8 — Температурная зависимость электросопротивления гетероструктуры La_2CuO_4 , в которой спонтанная поляризация перпендикулярна плоскости интерфейса, на вставке красным цветом изображена та же зависимость в узком температурном диапазоне.

Однако, полученные температурные зависимости электросопротивления гетероструктур $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ демонстрируют переход в сверхпроводящее состояние при температуре около 30 К. На рисунке 8 представлены результаты измерения температурной зависимости электросопротивления гетероструктуры BSTO/LCO в широком температурном диапазоне. При температурах выше 40 К сопротивление имеет обычное активационное поведение, характерное для полупроводников. При температурах ниже 40 К сопротивление стремительно падает вплоть до возникновения сверхпроводящего состояния. Распределение токов в гетероструктуре в разных каналах при разных температурах зависит от соотношения проводимостей субстрата и интерфейса. При температурах ниже 50 К ток протекает преимущественно в области интерфейса.

Это говорит о двумерном характере сверхпроводящего состояния. Существование сверхпроводящей фазы также подтверждается измерением диамагнитной восприимчивости (рисунок 9). Двухмерный характер сверхпроводимости косвенно подтверждается измерениями температурной зависимости электросопротивления, когда электрические контакты располагаются на грани подложки, то есть на обратной стороне гетероструктуры, и электроды

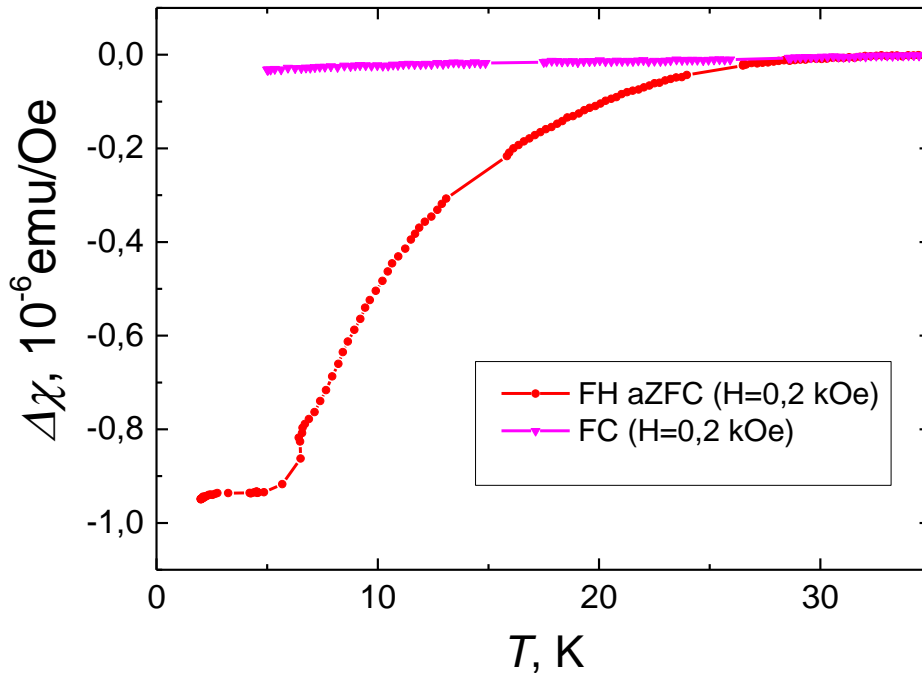


Рисунок 9 — Температурная зависимость диамагнитной восприимчивости гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$. FH aZFC – «field heating after zero field cooling», нагрев в магнитном поле после охлаждения в нулевом магнитном поле. FC – «field cooling», охлаждение в магнитном поле. подложки перпендикулярна вектору магнитной индукции (т. е. поле параллельно плоскости пленки).

не контактировали с интерфейсом. В этом случае непосредственно сверхпроводящее состояние не наблюдается. Сопротивление уменьшается ниже определенного значения, но не ниже 4 Ом. Распределение линий тока сильно различается для разных температур, как показано на вставке (б) рисунка 10, и зависит от соотношения между проводимостью подложки и интерфейса.

Также, в главе 5 обсуждаются причины такого поведения. Как было сказано ранее, чтобы экранировать поляризацию сегнетоэлектрика на интерфейсе, и системе решетки, и энергетическому спектру носителей тока приходится реструктурироваться, и в узкой области интерфейса происходит увеличение плотности носителей тока. Это происходит самосогласованным образом, так что перестройка энергетического спектра носителей и увеличение их концентрации в области границы раздела приводит к образованию тонкой сверхпроводящей области в слое LCO. Приводится оценка толщины сверхпроводящего слоя

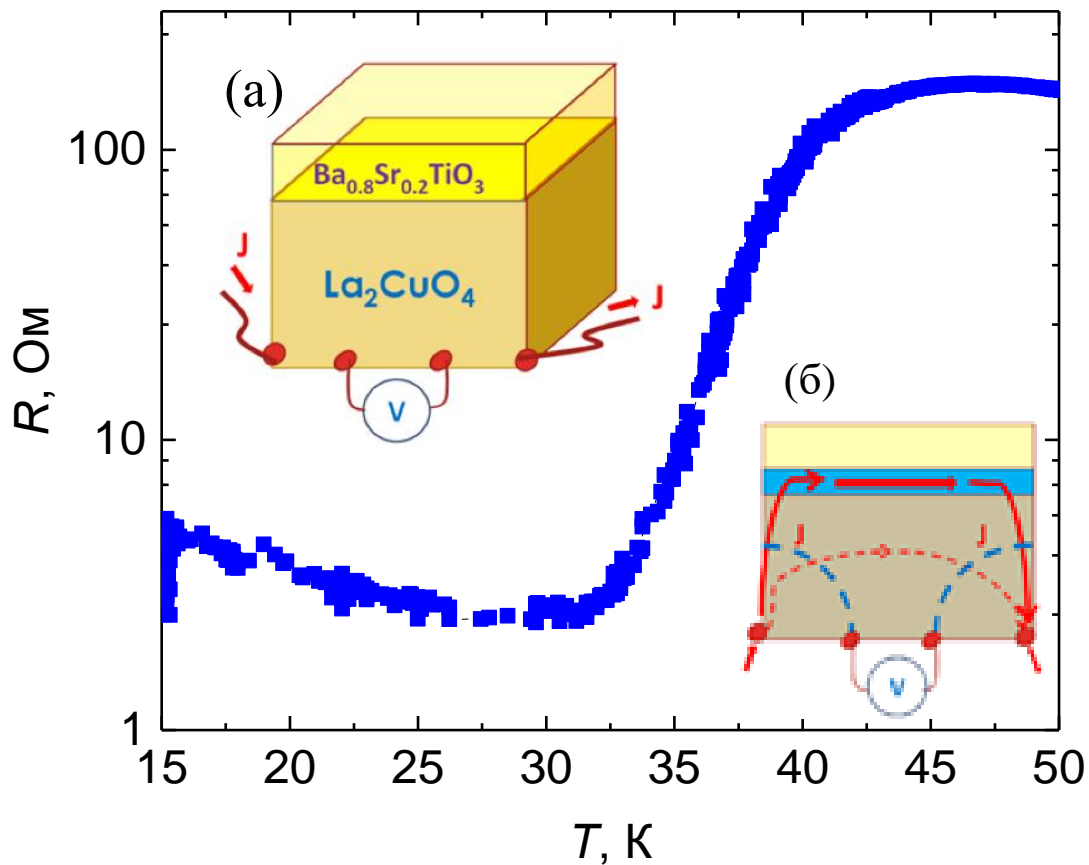


Рисунок 10 — Температурная зависимость электросопротивления гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ с расположением токопроводящих контактов на поверхности подложки. На вставке (а) проиллюстрировано расположение токопроводящих контактов на грани подложки. На вставке (б) изображена схема основного вклада в проводимость гетероструктуры сплошной стрелкой. Пунктирной линии, идущие от потенциальных контактов, изображают эквипотенциальные поверхности.

порядка 1 – 10 нм. Обсуждаются также и альтернативные механизмы возникновения сверхпроводимости, связанные с диффузией катионов Ba^+ , Sr^+ , или кислородная нестехиометрия, однако эти возможности исключаются.

В Заключение перечислены основные результаты диссертационной работы:

Результаты, полученные в ходе выполнения диссертационной работы, демонстрируют возможность создания высокопроводящих областей в области границы раздела диэлектрика и сегнетоэлектрика.

- В образцах гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$, в которых ось c сегнетоэлектрической пленки $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ направлена параллельно плоскости интерфейса между плёнкой и подложкой, температурная зависимость электросопротивления демонстрирует активационное поведение во всем температурном интервале измерений, аналогичное поведению в монокристалле LaMnO_3 . При этом в образцах гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$, где ось c сегнетоэлектрической пленки $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ направлена перпендикулярно плоскости интерфейса между плёнкой и подложкой, наблюдается состояние с высокой концентрацией носителей тока высокой подвижности, характерное для металлов при температурах ниже 160 К. При этом общее электросопротивление образца в несколько раз меньше, чем у монокристаллического образца LaMnO_3 , на всем температурном интервале измерений.
- В образцах гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$, в которых наблюдается высокопроводящее состояние, многократное воздействие магнитного поля приводит к существенному изменению сопротивления в температурной области высокопроводящего состояния. Максимум сопротивления, который первоначально наблюдался при 165 К, сдвигается в область более высоких температур и соответствует температуре 230 К. Сопротивление в низкотемпературной области уменьшается на несколько порядков.
- В образцах гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$, в которых ось c сегнетоэлектрической пленки $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ направлена перпендикулярно плоскости интерфейса между пленкой и подложкой, происходит переход в сверхпроводящее состояние ниже 30 К.

По результатам этих исследований можно сделать вывод о том, что создание гетероструктур с использованием сегнетоэлектрических плёнок позволяет получить состояние с высокой концентрацией носителей тока высокой подвижности вблизи границы между сегнетоэлектриком и диэлектриком.

Цитируемая литература

1. Ohtomo, A. A high-mobility electron gas at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterointerface / A. Ohtomo, H. Hwang // *Nature*. — 2004. — V. 427, no. 6973. — Pp. 423–426.
2. Tunable quasi-two-dimensional electron gases in oxide heterostructures / S. Thiel, G. Hammerl, A. Schmehl et al. // *Science*. — 2006. — V. 313, no. 5795. — Pp. 1942–1945.

3. Superconducting interfaces between insulating oxides / N. Reyren, S. Thiel, A. Caviglia et al. // *Science*. — 2007. — V. 317, no. 5842. — Pp. 1196–1199.
4. Magnetic effects at the interface between non-magnetic oxides / A. Brinkman, M. Huijben, M. Van Zalk et al. // *Nature materials*. — 2007. — V. 6, no. 7. — Pp. 493–496.
5. Electrostatic carrier doping of $\text{GdTiO}_3/\text{SrTiO}_3$ interfaces / P. Moetakef, T.A. Cain, D.G. Ouellette et al. // *Applied Physics Letters*. — 2011. — V. 99, no. 23. — art. 232116.
6. Jackson, C. A. Interface-induced magnetism in perovskite quantum wells / C. A. Jackson, S. Stemmer // *Physical Review B*. — 2013. — V. 88, no. 18. — art. 180403.
7. Two-dimensional superconductivity at a Mott insulator/band insulator interface $\text{LaTiO}_3/\text{SrTiO}_3$ / J. Biscaras, N. Bergeal, A. Kushwaha et al. // *Nature Communications*. — 2010. — V. 1, no. 7. — art. 89.
8. Conduction at a ferroelectric interface / M. Marshall, A. Malashevich, A. Disa et al. // *Physical Review Applied*. — 2014. — V. 2, no. 5. — art. 051001.
9. Ferroelectricity in ultrathin perovskite films / D. D. Fong, B. G. Stephenson, S. K. Streiffer et al. // *Science*. — 2004. — V. 304, no. 5677. — Pp. 1650–1653.
10. Theory of two-dimensional quantum antiferromagnets with a nearly-critical ground state / A. V. Chubukov, S. Sachdev, J. Ye // *Physical Review B*. — 1994. — V. 49, no. 17. — art. 11919.
11. Jackson, C. A. Interface-induced magnetism in perovskite quantum wells / C. A. Jackson, S. Stemmer // *Physical Review B*. — 2013. — V. 88, no. 18. — art. 180403.
12. Thousandfold Change in Resistivity in Magnetoresistive La-Ca-Mn-O Films / S. Jin, T. H. Tiefel, M. McCormack, R. A. Fastnacht, R. Ramesh, L. H. Chen // *Science*. — 1994. — V. 264, no. 5157. — Pp. 413–415.
13. Two-dimensional superconductivity at a Mott insulator/band insulator interface $\text{LaTiO}_3/\text{SrTiO}_3$ / J. Biscaras, N. Bergeal, A. Kushwaha et al. // *Nature Communications*. — 2010. — V. 1, no. 7. — art. 89.
14. Giant negative magnetoresistance in perovskitelike $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_x$ ferromagnetic films / R. von Helmolt, J. Wecker, B. Holzapfel et al. // *Physical Review Letters*. — 1993. — V. 71, no. 14. — Pp. 2331–2333.
15. Gozar, A. High temperature interface superconductivity / A. Gozar, I. Bozovic // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. — 2016. — V. 521 – 522. — Pp. 38–49.
16. Structural, magnetic, and electrical properties of single-crystalline $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($0.4 < x < 0.85$) / J. Hemberger, A. Krimmel, T. Kurz et al. // *Physical Review B*. — 2002. — V. 66, no. 9. — art. 094410.

Список публикаций

- A1. Двумерный электронный газ на границе сегнетоэлектрика $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ и антиферромагнетика LaMnO_3 / **Д. П. Павлов**, И. И. Пиянзина, В. М. Мухортов, А. М. Балбашов, Д. А. Таюрский, И. А. Гарифуллин, Р. Ф. Мамин // Письма в ЖЭТФ. — 2017. — Т. 106, вып. 7. — Сс. 440–444.
- A2. Quasi-two-dimensional electron system at the interface between antiferromagnet LaMnO_3 and ferroelectric $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ / **D. P. Pavlov**, N. N. Garif'yanov, A. V. Leontyev, D. K. Zharkov, V. V. Kabanov, R. F. Mamin / *Ferroelectrics*. — 2019. — V. 542, no. 1. — Pp. 1–6.
- A3. Высокопроводящий слой на границе сегнетоэлектрика BaSrTiO_3 и ферромагнетика LaMnO_3 / **Д. П. Павлов**, Т. С. Шапошникова, А. О. Чибирев, Ю. И. Головкин, В. М. Мухортов, Р. Ф. Мамин // Известия РАН: Серия Физическая. — Т. 83, вып. 12. — Сс. 1675–1679.
- A4. Fabrication of High-Temperature Quasi-Two-Dimensional superconductors at the interface of a ferroelectric $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ film and an insulating parent compound of La_2CuO_4 / **D. P. Pavlov**, R. R. Zagidullin, V. M. Mukhortov, V. V. Kabanov, T. Adachi, T. Kawamata, Y. Koike, R. F. Mamin // *Physical Review Letters*. — 2019. — V. 122, no. 23. — art. 237001.
- A5. High temperature superconductivity at the interface - $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ / **D. P. Pavlov**, I. I. Piyanzina, N. N. Garif'yanov, T. M. Salikhov, A. O. Chibirev, I. F. Gilmutdinov, R. V. Yusupov, V. M. Mukhortov, T. Adachi, T. Kawamata, Y. Koike, V. V. Kabanov, R. F. Mamin // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*. — 2019. — V. 699. — art. 012035.
- A6. Tailoring quasi-two-dimensional high conductivity and superconductivity areas at the interfaces of ferroelectric/dielectric heterostructures / R. F. Mamin, **D. P. Pavlov**, I. I. Piyanzina, Yu. V. Lysogorskiy, V. M. Mukhortov, T. Adachi, T. Kawamata, Y. Koike, A. M. Balbashev, D. A. Tayurskii, V. V. Kabanov // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*. — 2019. — V. 699. — art. 012026.
- A7. Fabrication quasi-two-dimensional conducting area and superconductivity at the ferroelectric/dielectric interfaces / R.F. Mamin, I. I. Piyanzina, **D. P. Pavlov**, V. V. Kabanov // *Ferroelectrics*. — 2020. — V. 567, no 1. — Pp.113–120.
- A8. Properties of two-dimensional electron gas at the interface between ferroelectric and dielectric / D. P. Pavlov, I. I. Piyanzina, V. I. Muhortov, D. A. Tauyurskii, I. A. Garifullin, R. F. Mamin // 14th Russia/CIS/Baltic/Japan Symposium on Ferroelectricity: Abstracts Book of Int. Conf., St. Petersburg, Russia, May 14–18, 2018. — St. Petersburg, Ioffe Institute, 2018. — P. 127.
- A9. Electrical properties of heterointerfaces composed of complex ferroelectric oxides: an experimental investigation / D. P. Pavlov, R. R. Zagidullin, I. I. Piyanzina, A. A. Kamashev, D.

- A. Tayurskii, R. F. Mamin // Scanning Probe Microscopy: Abstract Book of Int. Conf., Ekaterinburg, Russia, August 26–29, 2018. — Yekaterinburg: Ural Federal University, 2018. — P. 179.
- A10. Quasi-two-dimensional electron system at the interface between antiferromagnet LaMnO_3 and ferroelectric $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ / D. P. Pavlov, N. N. Garig'yanov, A. V. Leontyev, D. K. Zharkov, V. V. Kabanov, R. F. Mamin // Scanning Probe Microscopy: Abstract Book of Int. Conf., Ekaterinburg, Russia, August 26–29, 2018. — Yekaterinburg: Ural Federal University, 2018. — P. 180.
- A11. Structural and electronic properties of heterointerfaces composed of complex ferroelectric oxides / R. R. Zagidullin, I. I. Piyanzina, D. P. Pavlov, D. A. Tayurskii, R. F. Mamin // Scanning Probe Microscopy: Abstract Book of Int. Conf., Ekaterinburg, Russia, August 26–29, 2018. — Yekaterinburg: Ural Federal University, 2018. — P. 229.
- A12. Investigation high conductivity area at the interface between $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ and LaMnO_3 after effect of electric field on $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ ferroelectric film / D. P. Pavlov, N. N. Garig'yanov, A. V. Leontyev, T. M. Salikhov, V. V. Kabanov, R. F. Mamin // Scanning Probe Microscopy: Abstract Book of Int. Conf., Ekaterinburg, Russia, August 25–28, 2019. — Yekaterinburg: Ural Federal University, 2019. — P. 196.
- A13. High temperature superconductivity at the interface $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ / D. P. Pavlov, M. I. Bannikov, N. N. Garig'yanov, T. M. Salikhov, V. V. Kabanov, R. F. Mamin // Scanning Probe Microscopy: Abstract Book of Int. Conf., Ekaterinburg, Russia, August 25–28, 2019. — Yekaterinburg: Ural Federal University, 2019. — P. 221.
- A14. Effect of magnetic field on high conductivity area at the interface of heterostructure $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ / D. P. Pavlov, N. N. Garig'yanov, A. V. Leontyev, D. K. Zharkov, T. M. Salikhov, V. V. Kabanov, R. F. Mamin // Scanning Probe Microscopy: Abstract Book of Int. Conf., Ekaterinburg, Russia, August 25–28, 2019. — Yekaterinburg: Ural Federal University, 2019. — P. 222.
- A15. Heterostructure with ferroelectric: growth and conductivity measurements / D. P. Pavlov, A. A. Kamashev, I. I. Piyanzina, D. A. Tayurskii, R. F. Mamin // Scanning Probe Microscopy: Abstract Book of Int. Conf., Ekaterinburg, Russia, August 25–28, 2019. — Yekaterinburg: Ural Federal University, 2019. — P. 223.
- A16. Structural, electronic and magnetic properties of ferroelectric/dielectric heterostructures / Yu. V. Lysogorskiy, I. I. Piyanzina, M. I. Bannikov, D. P. Pavlov, A. V. Leontyev, I. F. Gilmutdinov, R. V. Yusupov, R. F. Mamin, D. A. Tayurskii, V. V. Kabanov // Scanning Probe Microscopy:

Abstract Book of Int. Conf., Ekaterinburg, Russia, August 25–28, 2019. — Yekaterinburg: Ural Federal University, 2019. — P. 229.

- A17. High temperature quasi-two-dimensional superconductivity at the interface of $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ heterostructure / D. P. Pavlov, I. I. Piyanzina, V. M. Mukhortov, D. A. Tayurskii, V. V. Kabanov, T. Adachi, T. Kawamata, Y. Koike, R. F. Mamin // 14th European Meeting on Ferroelectricity EMF, July 15–19, 2019, Lausanne, Switzerland.
- A18. Высокопроводящий слой на границе сегнетоэлектрика BaSrTiO_3 и ферромагнетика LaMnO_3 / Д. П. Павлов, Т. С. Шапошникова, А. О. Чибирев, Ю. И. Головкин, В. М. Мухортов, Р. Ф. Мамин // XIV Международная научная школа «Наука и инновации-2019»: Сборник тезисов международной конференции, Йошкар-Ола, Россия, 29 июня – 7 июля 2019. — Йошкар-Ола, Поволжский государственный технологический университет, 2019. — С. 214.
- A19. Свойства интерфейса гетероструктур $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ / Д. П. Павлов, Н.Н. Гарифьянов, М.И. Банников, Т.М. Салихов, В. М. Мухортов, Р. Ф. Мамин, В.В. Кабанов // Международная онлайн-конференция «Исследование сегнетоэлектрических материалов российскими учеными. Столетие открытия сегнетоэлектричества» (СЭ-100): Сборник тезисов конференции, Екатеринбург, Россия, 17 – 19 августа 2020. — Екатеринбург, Уральский федеральный университет, 2020. — Сс. 215–216.