

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ
*Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования*
«ЮЖНЫЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

ДОРОНКИНА Станислава Валерьевна

**ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА СИСТЕМ С СИЛЬНЫМ
ЭЛЕКТРОН-ФОНОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ И
ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА**

1.3.8. Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Ростов-на-Дону

2023

Работа выполнена на кафедре теоретической и вычислительной физики физического факультета Южного федерального университета.

<i>Научный руководитель:</i>	доктор физико-математических наук, профессор Мясникова Анна Эдуардовна (Южный федеральный университет, физический факультет, кафедра теоретической и вычислительной физики, профессор)
<i>Официальные оппоненты:</i>	доктор физико-математических наук, профессор Кирпиченков Валерий Яковлевич (Южно-Российский государственный политехнический университет (НПИ) имени М. И. Платова, кафедра "Физика и фотоника", профессор) кандидат физико-математических наук Чайников Александр Павлович (Ростовский государственный университет путей сообщения, кафедра "Физика", доцент)

Защита диссертации состоится **11 октября 2023** года в **15.00** часов на заседании диссертационного совета **ЮФУ801.01.06** по физико-математическим наукам (спец. 1.3.8. Физика конденсированного состояния и 1.3.20. Кристаллография, физика кристаллов), при НИИ физики ЮФУ по адресу: Ростов-на-Дону, пр. Стачки, 194, НИИ физики ЮФУ, ауд. 411.

С диссертацией можно ознакомиться в Зональной научной библиотеке имени Ю. А. Жданова ЮФУ по адресу: Ростов-на-Дону, ул. Зорге, 21Ж, и на официальном сайте: <https://hub.sfedu.ru/diss/show/1318905/>.

Автореферат разослан

_____ августа 2023 года

Отзывы на автореферат (укажите дату, свои фамилию, имя, отчество полностью, ученую степень со специальностью, звание, организацию, подразделение, должность, адрес, телефон, e-mail, подтвердите свое согласие на обработку Ваших персональных данных и с нумерацией страниц) в двух экземплярах, с заверенной подписью рецензента и печатью организации, просим направлять Гегузиной Г.А., ученому секретарю диссертационного совета ЮФУ01.07 при НИИ физики ЮФУ, по адресу: 344090, г. Ростов-на-Дону, пр. Стачки, 194, НИИ физики ЮФУ, а также в формате .pdf - на e-mail адрес: geguzina@sfedu.ru.

Ученый секретарь диссертационного совета ЮФУ801.01.06
при НИИ физики ЮФУ

Гегузина Галина Александровна

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Одной из основных проблем, рассмотренных в данной работе, является проблема механизма спаривания носителей заряда в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), которая актуальна уже 35 лет. Но лишь 6 лет назад руководителями наиболее мощных экспериментальных и теоретических групп мира, занимающихся исследованиями ВТСП, в журнале “Nature” было признано [1], что господствующей в литературе модели, учитывающей электронные корреляции в рамках t - J модели или модели Хаббарда, недостаточно для теоретического расчета температуры сверхпроводящего перехода в различных купратных системах, и не только по причине наличия в них одинаковых слоев CuO_2 при отличающейся в разы температуре перехода но, главным образом, из-за «отсутствия контролируемой математики, так как носители в этой модели и образуют пары, и являются «клеем». Возможно, пониманию этого факта способствовало открытие высокотемпературной сверхпроводимости ($T_c = 109 \text{ K}$) в интерфейсе мономолекулярного слоя FeSe , эпитаксиально выращенного на подложке из SrTiO_3 [2]. В этой системе допирование электронное, а не дырочное, что идет в разрез с рядом теоретических результатов о необходимости именно дырочного допирования для ВТСП, симметрия параметра порядка не d -волновая, а s -волновая, форма поверхности Ферми исключает нестинг [3].

Описанные выше отличия свидетельствуют о необходимости либо «строить для каждого типа высокотемпературных сверхпроводников свою теорию, что не очень привлекательно» [3], либо учитывать, помимо электронных корреляций, электрон-фононное взаимодействие для адекватного описания механизма спаривания и свойств описанных выше систем [1].

В литературе признано, что понять природу механизма спаривания носителей в ВТСП невозможно в отрыве от природы фаз нормального состояния, то есть фаз зарядового упорядочения и псевдощели. Проблема

основного нормального состояния ВТСП существует примерно столько же времени, сколько и проблема механизма спаривания носителей, и особенно явно проявляется в случае дырочно-допированных купратов, имеющих существенно более высокие температуры сверхпроводящего перехода. Это состояние демонстрирует ряд необъясненных свойств: псевдощель в спектре носителей заряда, открытую и при температурах выше температуры сверхпроводящего перехода, зарядовое упорядочение, период которого имеет различную зависимость от уровня допирования p в разных системах [4], наблюдаемую в экспериментах по квантовым осцилляциям в магнитном поле перестройку поверхности Ферми с 6-кратным увеличением её объема при незначительном увеличении p и изменение знака постоянной Холла с изменением температуры.

Таким образом, механизм спаривания носителей в купратных ВТСП, а также природа необычных свойств их нормального состояния (псевдощель, зарядовое упорядочение, квантовый фазовый переход с перестройкой поверхности Ферми, изменение знака постоянной Холла с температурой), - несомненно, являются важными проблемами физики конденсированного состояния [1, 4, 5], в связи с чем их решение представляется **актуальным** и своевременным.

В литературе была построена [6] теория возникновения зарядового упорядочения в рамках подхода, в котором рассматривалось сильное дальнедействующее электрон-фононное взаимодействие (ЭФВ), приводящее при высокой плотности носителей заряда к одновременному существованию автолокализованных (поляроны и биполяроны большого радиуса) и делокализованных (описываемых волновой функцией Блоха) состояний носителей заряда. В этом подходе рассматривается биполяронный механизм спаривания, при котором носители заряда образуют связанное с полем поляризации кристаллической решетки состояние - биполярон. Однако, в рамках этой теории не проводился дальнейший анализ поведения делокализованных носителей в системах с сильным ЭФВ, а также не

рассматривался дырочно-подобный закон дисперсии носителей заряда, который имеет место в части 1-й зоны Бриллюэна в дырочно-допированных купратах.

Кроме того, хотя псевдощелевая фаза и фаза зарядового упорядочения в литературе обычно рассматриваются как соревнующиеся со сверхпроводящей, недавно появилось предположение [5] о связи природы трех этих фаз на основании сходства зависимости их критических температур от p . Для проверки этого предположения в рамках предлагаемого подхода, основанного на биполярном механизме спаривания, необходимо разработать метод расчета свободной энергии систем с двумя типами носителей: автолокализованных и делокализованных.

Цель работы - построить фазовую диаграмму и определить свойства нормального состояния систем с сильным электрон-фононным взаимодействием и высокой плотностью носителей заряда с дисперсией, характерной для купратных высокотемпературных сверхпроводников.

Для реализации поставленной цели в работе решаются следующие **задачи**:

- построить модель закона дисперсии, характерного для дырочно-допированных купратных ВТСП, вблизи поверхности Ферми и антинодального направления;
- определить стационарные состояния делокализованных носителей заряда в потенциале, создаваемом автолокализованными носителями в системах с сильным электрон-фононным взаимодействием;
- построить спектр фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением для носителей заряда, находящихся в дополнительном потенциале зарядового упорядочения и подчиняющихся характерному для купратов закону дисперсии, и сравнить его с экспериментальным спектром;
- рассчитать величины неоднородности потенциала, создаваемого автолокализованными носителями и ионами-допантами, и определить

влияние этой неоднородности на стационарные состояния делокализованных носителей;

- сравнить результаты расчета с зафиксированной экспериментально методом сканирующей туннельной спектроскопии величиной неоднородности ширины псевдощели по кристаллу и ее зависимостью от уровня допирования;

- получить спектр элементарных возбуждений жидкости биполяронов большого радиуса и определить температуру сверхпроводящего перехода, обусловленного конденсацией жидкости биполяронов большого радиуса с помощью стандартного метода теории Бозе-жидкости, как функции уровня допирования;

- построить фазовую диаграмму дырочно-допированных систем с сильным электрон-фононным взаимодействием, определить на ней положения областей, в которых наблюдается псевдощель, зарядовое упорядочение и положение сверхпроводящей фазы, а также сравнить их с экспериментальными данными для купратов.

Научная новизна результатов. Впервые

- предложена двухжидкостная модель, включающая жидкость биполяронов большого радиуса и Ферми-жидкость делокализованных носителей заряда, используемая для описания свойств высокодопированных систем с сильным электрон-фононным взаимодействием;

- развит метод решения уравнения Шрёдингера, подобный методу конечных элементов, для получения стационарных состояний делокализованных носителей, находящихся в потенциале автолокализованных носителей;

- получены стационарные состояния делокализованных носителей в потенциале автолокализованных, представляющие собой распределенные волновые пакеты, в которых импульс носителя различен в областях с различным потенциалом биполярной жидкости;

- развит метод построения траекторий распределенных волновых пакетов в импульсном пространстве, который позволил объяснить возникновение псевдощели в фотоэмиссионных и туннельных спектрах купратных сверхпроводников;

- развит метод построения области существования двухжидкостной фазы (сосуществующих биполярной и Ферми-жидкостей) на фазовой диаграмме в координатах: уровень допирования и температура, на основе минимизации свободной энергии системы с сильным электрон-фононным взаимодействием и высокой плотностью носителей заряда;

- получена температура сверхтекучего перехода в жидкости биполяронов большого радиуса и область существования сверхтекучей компоненты биполярной жидкости на фазовой диаграмме «уровень допирования - температура»;

- получена фазовая диаграмма в координатах допирование-температура систем с сильным электрон-фононным взаимодействием и высокой плотностью носителей заряда, которая демонстрирует псевдощелевую область, область зарядового упорядочения и область существования сверхтекучей компоненты биполярной жидкости, расположение которых на фазовой диаграмме совпадает с расположением аналогичных им фаз, наблюдаемых в купратных сверхпроводниках.

Теоретическая значимость. Предложена двухжидкостная модель проводящей плоскости купратов, основанная на биполярном механизме спаривания носителей заряда, которая позволила объяснить причины возникновения псевдощели и зарядового упорядочения в купратах, и рассчитать фазовую диаграмму «уровень допирования - температура» систем с сильным электрон-фононным взаимодействием, аналогичную экспериментальной фазовой диаграмме купратов. Предложенный подход позволил с единых позиций объяснить природу трех фаз на фазовой диаграмме купратов: псевдощелевой, зарядово-упорядоченной и сверхпроводящей,

которая до настоящего момента лишь предполагалась исследователями. Таким образом, полученные результаты вносят вклад в решение основных вопросов теории высокотемпературной сверхпроводимости.

Практическая значимость. ВТСП широко используются в качестве новых материалов для низкоуглеродной экономики, в частности, для получения сильных магнитных полей, а также при производстве кубитов для квантовых компьютеров. Предложенный подход позволил установить параметры системы, управляющие ее фазовой диаграммой «уровень допирования – температура», в частности, влияющие на температуру сверхпроводящего перехода. Таким образом, результаты исследований вносят вклад в разработку сверхпроводников с более высокими температурами перехода в сверхпроводящее состояние при атмосферном давлении, чем достигнутые к настоящему времени.

Основные положения, выносимые на защиту

1. В высокодопированных (с количеством дырок от 0.05 на элементарную ячейку) системах с сильным электрон-фононным взаимодействием стационарные состояния делокализованных носителей в дополнительном потенциале автолокализованных носителей представляют собой распределенные в пространстве волновые пакеты блоховских волн с различными импульсами в областях с различными значениями дополнительного потенциала.

2. При дырочно-подобной дисперсии носителей заряда распределенные волновые пакеты со средними импульсами вблизи антинодальных направлений не могут распространяться вследствие того, что действительные решения уравнения для импульса носителя в областях с большим дополнительным потенциалом притяжения не существуют. Отсутствие стационарных состояний со средними импульсами вблизи антинодальных направлений проявляется в спектрах фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением и сканирующей туннельной спектроскопии как

псевдощель. Ширина рассчитанной псевдощели, которая находится в интервале $0.04 \dots 0.07$ эВ, а также ее зависимость от направления импульса и уровня допирования, согласуются с экспериментально установленными свойствами псевдощели в купратных сверхпроводниках.

3. Область на фазовой диаграмме высокодопированных сильно взаимодействующих электрон-фоонных систем в координатах «уровень допирования – температура», в которой наблюдается псевдощель, совпадает с областью существования биполярной жидкости, граница которой определяется равенством минимизированной по радиусу биполярона свободной энергии системы с биполярной жидкостью и свободной энергии системы без нее. Область на фазовой диаграмме, в которой наблюдается зарядовое упорядочение, меньше области существования биполярной жидкости, так как для наблюдения зарядового упорядочения требуется достаточное количество биполярных капель. Рассчитанное положение областей существования псевдощели и зарядового упорядочения на фазовой диаграмме совпадает с положением аналогичных фаз, наблюдаемых в купратах.

4. Область на фазовой диаграмме высокодопированных сильно взаимодействующих электрон-фоонных систем в координатах «уровень допирования – температура», в которой существует сверхтекучая компонента биполярной жидкости, определенная на основе плотности биполярной жидкости и спектра ее элементарных возбуждений, совпадает с положением сверхпроводящей фазы на фазовой диаграмме купратов, построенной в ходе эксперимента. Рассчитанная плотность сверхтекучей компоненты биполярной жидкости в области допирования выше оптимального (с количеством дырок на атом меди, бóльшим 0.15) уменьшается с ростом допирования, в согласии с экспериментами на купратах.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на Междунар. конф. «Современные методы и проблемы теории операторов и гармонического анализа и их приложения - IX» («Modern

Methods, Problems and Applications of Operator Theory and Harmonic Analysis - IX», Ростов-на-Дону, 2019); Междунар. науч. конф. студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2021» (Москва, 2021); XVII Ежегодн. молодеж. науч. конф. «Наука и технологии Юга России» (Ростов-на-Дону, 2021); на Междунар. онлайн-конф. «7th International Workshop on Numerical Modelling of High Temperature Superconductors» (Нанси, Франция, 2021); «7th International Conference on Superconductivity and Magnetism» (Милас-Бодрум, Турция, 2021); «International Workshop on Synchrotron and Neutron Radiation» (Ростов-на-Дону, 2021); а также на XVIII Ежегод. молодеж. науч. конф. «Наука Юга России: достижения и перспективы» (Ростов-на-Дону, 2022) и Междунар. науч. конф. студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2022» (Москва, 2022).

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 2 статьях в международных научных журналах, индексируемых в базе данных Scopus, и в 1 статье в журнале, входящем в перечень ВАК, а также в тезисах 7 докладов в сборниках трудов конференций различного уровня. Список основных публикаций автора по теме диссертации, снабженных литерой А, приведен в конце диссертации.

Личный вклад автора. Определение темы и задач диссертации, анализ, обсуждение основных результатов, выводов и научных положений, выносимых на защиту, выполнены автором совместно с научным руководителем. Автор составила основные программы для расчетов, получила с их помощью результаты диссертации и непосредственно участвовала в написании совместных публикаций.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, трех разделов, заключения, приложения и списка литературы из 91 источника, изложенных на 101 странице, включая 22 рисунка.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во **введении** обоснована актуальность темы, сформулированы цели и задачи исследования, показана научная новизна и практическая

значимость основных результатов и выводов, представлены основные научные положения, выносимые на защиту, и апробация работы.

В первом разделе сделан литературный обзор основных результатов экспериментальных и теоретических исследований ВТСП.

Второй раздел посвящен определению стационарных состояний делокализованных носителей заряда в присутствии дополнительного потенциала $U(x, y)$, создаваемого зарядовым упорядочением (ЗУ) и демонстрации возникновения псевдощели в спектре носителей заряда, аналогичной по свойствам псевдощели, наблюдаемой в купратных ВТСП. На основании экспериментальных данных [7] и теории (би)поляронов большого радиуса получена модель потенциала ЗУ, имеющего вид периодической функции с периодом, равным периоду ЗУ (рисунок 1, а), и малой длиной когерентности, а также рассчитана его амплитуда.

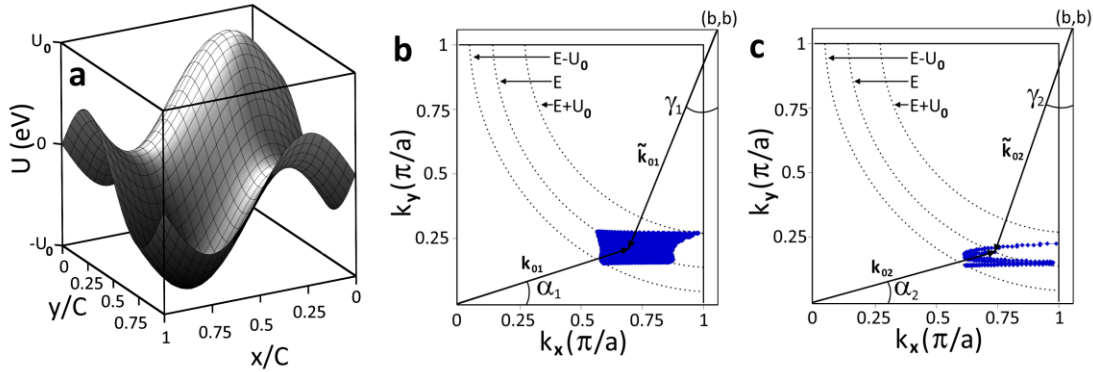


Рисунок 1 - Модель потенциала, создаваемого зарядовым упорядочением (а); два типа траекторий в импульсном пространстве состояний (E, α_1) - (b) и (E, α_2) - (c) при $E = 0.44$ эВ, $U_0 = 0.05$ эВ, $\gamma_1 = 23^\circ$, $\gamma_2 = 20^\circ$.

Для понимания того, как потенциал U преобразует состояния делокализованных носителей, необходимо решить уравнение Шрёдингера

$$\left(-\frac{\hbar^2 \Delta}{2m} + V + U\right) \Psi = E \Psi. \quad (1)$$

Разобьем проводящую плоскость CuO_2 на квадраты малого размера и будем считать потенциал U_j в пределах каждого квадрата постоянным. В каждом квадрате мы будем искать решение Ψ_j уравнения (1), соответствующее

одной и той же энергии носителя заряда E , как разложение по волновым функциям Блоха $\psi_{\mathbf{k}}$: $\Psi_j = \sum_{\mathbf{k}} C_{\mathbf{k},j} \psi_{\mathbf{k}}$.

Рассмотрим влияние потенциала ЗУ на состояние блоховского электрона с волновым вектором $\mathbf{k}_0 = (k_{x0}, k_{y0})$. В квадрате с нулевым значением потенциала ЗУ уравнение (1) сводится к следующему уравнению:

$$\left(-\frac{\hbar^2 \Delta}{2m} + V\right) \psi_{\mathbf{k}} = \varepsilon(\mathbf{k}) \psi_{\mathbf{k}}, \quad (2)$$

где $\varepsilon(\mathbf{k})$ - дисперсия блоховского электрона. Таким образом, решение (1) в квадратах с $U_j = 0$ – это линейная комбинация $\psi_{\mathbf{k}_0}$ и отраженных от границ квадрата блоховских волн, имеющих такие же по величине проекции волнового вектора на оси: $(\pm k_{x0}, \pm k_{y0})$. В двух соседних слоях с ненулевым значением U_j полная энергия носителя E такая же, тогда как потенциальная энергия и, соответственно, эффективная кинетическая энергия изменяются. Следовательно, в двух соседних слоях стационарное состояние носителя описывается волновой функцией Блоха с абсолютными значениями проекций волнового вектора, удовлетворяющих следующей системе уравнений, так как одна из проекций вектора параллельна границе квадрата и будет сохраняться на границе квадрата:

$$\begin{cases} \varepsilon(\mathbf{k}_j) = E - U_j \\ k_{y_{j-1}} = k_{y_j} \end{cases} \quad \begin{cases} \varepsilon(\mathbf{k}_j) = E - U_j \\ k_{x_{j-1}} = k_{x_j} \end{cases} \quad (3)$$

для границ, параллельных осям Y и X , соответственно. Эти уравнения вместе со стандартными граничными условиями для волновой функции и её производной полностью определяют стационарные состояния носителя в дополнительном потенциале ЗУ. Можно видеть, что распределение такой квазичастицы (КЧ) по волновым векторам напоминает волновой пакет. Однако, в таком распределенном волновом пакете составляющие с различными волновыми векторами находятся в областях координатного пространства с различным потенциалом ЗУ. Состояние КЧ характеризуется волновым вектором, который она имеет в областях с $U_j = 0$ и который для краткости дальше мы будем называть средним волновым вектором.

Рассмотрим образование псевдощели вблизи антинода, что характерно для дырочно-допированных купратов [8, 9]. Решая уравнения (3), построим в пространстве волновых векторов траектории новых КЧ со средними значениями волнового вектора вблизи антинода (см. рисунок 1, b и c). Траектория (см. рисунок 1, b) соответствует КЧ с энергией E и средним волновым вектором, направленным под углом α_1 к оси X . Она достигает обеих граничных поверхностей (кривых) постоянной кинетической энергии, то есть достигает как поверхности минимальной кинетической энергии $\varepsilon = E_1 - U_0$, так и поверхности максимальной кинетической энергии $\varepsilon = E_1 + U_0$, что соответствует беспрепятственному прохождению областей с максимальным и минимальным дополнительным потенциалом, соответственно.

Траектория (см. рисунок 1, c) соответствует КЧ с той же энергией E и меньшим углом $\gamma_2 < \gamma_1$. Эта траектория прерывается на границе первой зоны Бриллюэна (ПЗБ), не достигая поверхности максимальной кинетической энергии $\varepsilon = E_1 + U_0$. Причина такого поведения КЧ заключается в том, что кинетическая энергия состояния, имеющего полную энергию E и угол α_2 , не может достичь значений вблизи максимума $E + U_0$ вдоль траектории КЧ в ПЗБ при купратоподобной дисперсии. Таким образом, состояния носителей с энергией E и $\gamma \geq \gamma_1$ – это реальные КЧ, в то время как стационарные состояния с $\gamma < \gamma_1$ не могут существовать в системах с дисперсией, характерной для дырочно-допированных купратов [A1].

Теперь исследуем, каким образом возникает псевдощель в спектрах ARPES. Для этого нами в работе [A1] рассчитан антинодальный спектр ARPES, который был получен как набор пересечений траекторий (в импульсном пространстве) КЧ, каждая из которых имеет свою энергию E (см. рисунок 1, b), с границей ПЗБ. Поскольку в экспериментах ARPES измеряется вероятность, с которой электрон находится в состоянии с определенной энергией и волновым вектором, интенсивность, которую имеет полоса,

соответствующая определенной энергии КЧ, обратно пропорциональна площади траектории КЧ с той же энергией в пространстве волновых векторов.

Полученный таким способом спектр (рисунок 2, а) демонстрирует сдвиг спектрального веса к более низким энергиям связи и огромное уширение, что является типичными признаками существования псевдощели в купратах, наблюдающимися [8, 9] на экспериментальных ARPES-спектрах.

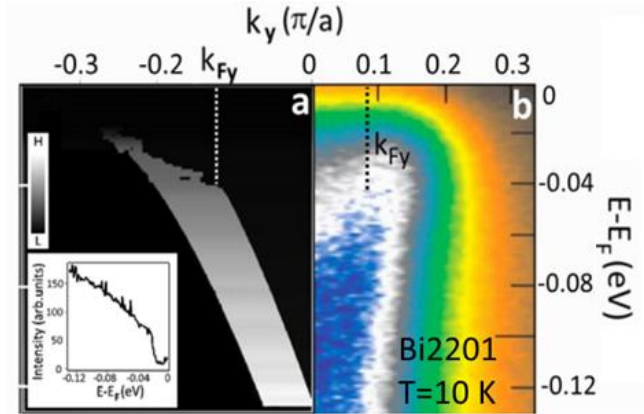


Рисунок 2 - Рассчитанный (а) и экспериментальный [8] (b) спектры ARPES. Спектр рассчитан для $U_0=0.05$, штриховая линия показывает ширину псевдощели. На вставке изображена относительная интенсивность как функция энергии связи.

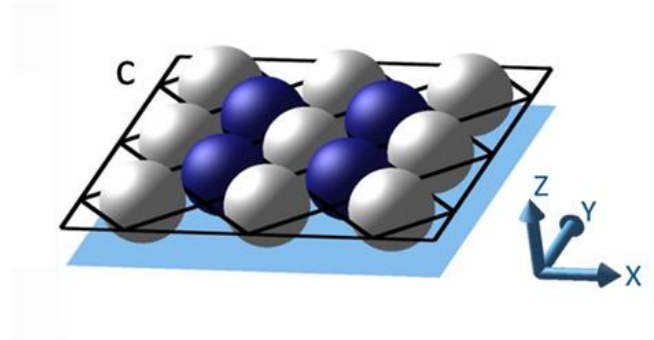


Рисунок 3 - Иллюстрация расположения биполяронов в квазидвумерных системах с высокой плотностью носителей на проводящей плоскости. Электронные и дырочные биполяроны показаны серым и синим цветом, соответственно.

При волновом векторе $k = k_F$ (значение k_F соответствует температуре $T > T^*$, когда псевдощель отсутствует) спектр сдвинут на величину, примерно равную амплитуде потенциала ЗУ U_0 . Таким образом, ширина псевдощели приблизительно совпадает с U_0 .

В третьем разделе в рамках разработанной двужидкостной модели проверяется предположение о едином источнике возникновения фаз псевдощели, ЗУ и сверхпроводимости, и строится фазовая диаграмма сильно взаимодействующих электрон-фоонных систем с высокой плотностью носителей заряда [A3, A9, A10] путем минимизации свободной энергии. Показано, что существование жидкости биполяронов большого радиуса и её взаимодействие с Ферми-жидкостью делокализованных носителей является общей причиной возникновения областей на фазовой

диаграмме, в которых наблюдается псевдощель и волна зарядовой плотности (ВЗП), а сверхтекучий фазовый переход в биполярной жидкости определяет фазу сверхпроводимости.

Основанием для рассмотрения такой модели является большая замороженная деформация решетки, наблюдаемая [10] в фазе ВЗП купратов. Следует подчеркнуть, что наблюдаемая деформация решетки в фазе ЗУ купратов не преходящая, как в куперовской паре, а «классическая», с ненулевыми средними значениями координаты, как в поляроне, где это её свойство особенно заметно в представлении когерентных состояний [6]. Деформация решетки в ВЗП создает для носителей заряда потенциальные ямы. Если глубина ямы достаточна для образования дискретного уровня носителя, то основным состоянием системы будет автолокализованное состояние части носителей [11], что можно назвать «ВЗП сильной связи», образованной жидкостью биполяронов большого радиуса.

ВЗП с позиции рассматриваемой модели можно представить в виде капель биполярной жидкости, при этом каждая капля представляет область, внутри которой сохраняется ближний порядок, и имеет размер, равный длине когерентности ВЗП, которая в купратах составляет 3–5 периодов ЗУ. Поскольку ВЗП создает потенциальные ямы одинаковой глубины для носителей заряда обоих знаков, то в фазе ВЗП в капле биполярной жидкости присутствуют биполяроны обоих знаков, причем биполяроны одного знака располагаются (рисунок 3) между биполяронами другого знака. Поскольку длина ВЗП в купратах намного больше размеров элементарной ячейки, то для изучения таких состояний подходит гамильтониан Фрёлиха:

$$H = \sum_{i=1}^2 \left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \Delta_{r_i} - \sum_k \frac{e}{k} \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega_k}{V\varepsilon^*}} [b_k e^{ik(r_i+R)} + b_k^\dagger e^{-ik(r_i+R)}] \right) + \sum_k \hbar\omega_k b_k^\dagger b_k + \frac{e^2}{\varepsilon_\infty} \frac{1}{|r_1 - r_2|}, \quad (4)$$

где m^* - эффективная масса электрона, r_i - радиус-вектор i -го электрона, $(\varepsilon^*)^{-1} = (\varepsilon_\infty)^{-1} - (\varepsilon_0)^{-1}$ - обратная эффективная диэлектрическая проницаемость, $\hbar\omega_k$ - энергия фонона с волновым вектором k .

Вследствие того, что максимальный импульс носителя в автолокализованном состоянии намного меньше импульса, соответствующего границе ПЗБ, при достаточной плотности носителей оставшиеся состояния в ПЗБ занимают делокализованные носители. Таким образом, при допировании, характерном для купратных ВТСП, автолокализованные носители с радиусом много большим, чем элементарная ячейка, будут сосуществовать с нелокализованными носителями. Деление фазового пространства между состояниями носителей двух указанных типов при ненулевой температуре контролируется функцией распределения, построенной ранее с помощью метода Гиббса [12] и отличающейся от функций распределения для КЧ с определенным импульсом, так как в автолокализованном состоянии неопределенность импульса носителя близка к его абсолютному значению. Для её построения условие нормировки записывалось для подсистемы, имеющей в координатном пространстве размер, равный размеру биполярона, и соответствующий размер k_0 в пространстве импульсов, определяемый из соотношения неопределенности (поскольку в купратах подвижность носителей в направлении, перпендикулярном проводящей плоскости, пренебрежимо мала, в дальнейших расчетах мы будем рассматривать двумерное пространство импульсов): $2(R_{bip})^2 \pi (\hbar k_0)^2 = (2\pi\hbar)^2$, откуда $k_0 = \frac{\sqrt{2\pi}}{R_{bip}}$, который является максимальным импульсом носителя в автолокализованном состоянии.

Для получения распределения носителей по состояниям необходимо знать энергию связи биполярона как функцию его радиуса $E_{bip}(R_{bip})$. Для этого мы применили вариационный метод, разработанный в работе [6], в котором использовался биполяронный гамильтониан Фрёлиха (4) с пробной волновой функцией, предложенной в работе [13]. В настоящем вариационном методе используется условие фиксированного радиуса биполярона, определяемого как половина стороны такого квадрата, в котором

сосредоточено 90% плотности поляризационного заряда:

$$\int_{V_{bip}} |\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2 d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 = 0.9.$$

После учета всех вариантов заполнения подсистемы автолокализованными и делокализованными носителями и решения уравнения относительно химического потенциала, которые описаны в научно-квалификационной работе, можно получить выражения для концентраций носителей в поляронном, биполяронном, в холодном делокализованном (с импульсами $k \leq k_0$) и горячем (с импульсами $k > k_0$) состояниях. Используя полученные концентрации и энергию связи биполярона, можно определить свободную энергию системы, состоящей из холодных и горячих носителей заряда. Однако, необходимо заметить, что на свободную энергию исследуемой системы оказывает значительное влияние отсутствие стационарных состояний делокализованных носителей со средними импульсами вблизи антинода (псевдощель).

В системе с открытой псевдощелью состояния носителей из запрещенных антинодальных областей переходят в область над поверхностью Ферми, что приводит к вызванному псевдощелью сдвигу поверхности Ферми при нулевом допировании относительно ее положения в отсутствие псевдощели. Вычисляя площадь, занимаемую состояниями, исчезающими при открытии псевдощели, и приравнивая ее к площади области, образовавшейся над поверхностью Ферми, можно рассчитать приращение свободной энергии системы за счет наличия псевдощели, используя дисперсию, характерную для дырочнодопированных купратов, которая была смоделирована в работе [A1].

Плотность носителей во всех состояниях рассчитывается путем минимизации свободной энергии системы при заданной температуре, где в качестве вариационного параметра выступает радиус биполярона. Площадь $2R_{bip}^2$, занимаемая электронным биполяроном, вместе с площадью $2R_{bip}^2$, занимаемой дырочным биполяроном, образуют «элементарную ячейку» ближнего порядка биполяронной жидкости площадью $4R_{bip}^2$. Это

наименьшая площадь, плотность свободной энергии которой должна быть минимизирована. Таким образом, плотность свободной энергии системы, которую необходимо минимизировать при фиксированной температуре:

$$F = \frac{(n_{bip}^h + n_{bip}^{el})E_{bip} + E_{colddel}^h + E_{colddel}^{el}}{4R_{bip}^2} + E_{hot}^h + E_{hot}^{el} + \Delta E_{PG} + E_{int} \quad (5)$$

включает плотность энергии холодных и горячих дырок, плотность энергии холодных и горячих электронов, приращение плотности энергии электронов при наличии псевдощели и плотность энергии межбиполяронного взаимодействия, которая по результатам расчетов оказывается порядка энергии оптических фононов и рассчитывается в приближении среднего поля. Для расчета температуры Бозе-конденсации биполяронной жидкости в диссертации используется стандартный метод теории Бозе-жидкости Ландау [14]. С помощью этого метода можно получить импульс несверхтекучей части биполяронной жидкости с использованием спектра ее элементарных возбуждений $\zeta(k)$, который в настоящей работе получался из спектра, предложенного в [15]. Импульс в общем случае имеет вид:

$$P_n = \int \hbar k n(\zeta - \hbar(kv)) \frac{d^2 k}{(2\pi)^2} \approx -\frac{v\hbar^2}{2} \int k^2 \frac{\partial n}{\partial \zeta} \frac{d^2 k}{(2\pi)^2}, \quad (6)$$

где v – скорость несверхтекучей части биполяронной жидкости, $n(\zeta - \mathbf{p}v)$ – разложение бозе-распределения, допустимое при малых скоростях. Поделив импульс (6) на v и на эффективную массу биполярона M_{bip}^* , получим плотность n_{var} биполяронов в Бозе-паре при данной температуре. Если количество частиц в жидкости превосходит это число, то оставшиеся частицы конденсируются. Таким образом, можно получить концентрацию частиц в конденсате для данной температуры и уровня допирования. Плотность конденсата биполяронов получается из выражения $n_{cond} = n_{bip} - n_{vapor}$.

Завершается раздел обсуждением построенной фазовой диаграммы [A3, A9, A10], плотности сверхтекучей компоненты биполяронной жидкости и волнового вектора ЗУ как функции p и их сравнением с известными результатами экспериментальных исследований. Расчет показывает, что ниже

определенной температуры и в определенном интервале допирования система, в которой присутствует жидкость биполяронов большого радиуса, имеет свободную энергию ниже, чем свободная энергия системы без биполяронной жидкости. Таким образом, на фазовой диаграмме рассматриваемой системы в координатах «уровень допирования – температура» имеются три физически различные фазы, расположенные в той области допирования, где существует сверхпроводимость (то есть при допировании выше $p = 0.05$): это фаза без биполяронной жидкости с наличием только ферми-жидкости (на рисунке 4 этой фазе соответствует область выше и правее линии T^*), фаза с нормальной компонентой биполяронной жидкости и ферми-жидкостью делокализованных носителей (на рисунке 4 это область между линиями T_{3y} и T^*), и фаза с присутствием как нормальной, так и сверхтекучей компонент биполяронной жидкости вместе с ферми-жидкостью делокализованных носителей (область ниже кривой T_c).

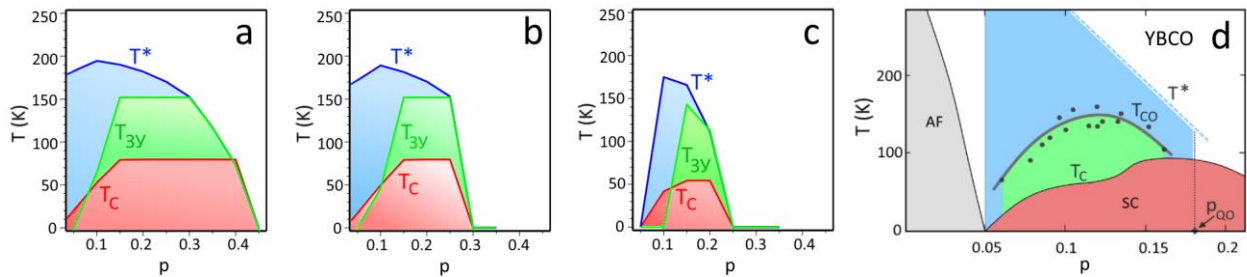


Рисунок 4 - Рассчитанная зависимость T^* , T_{3y} и T_c от p в системах с сильным ЭФВ (а)-(с), где $\epsilon_0 = 30$; $(\epsilon^*)^{-1} = 0.26$, максимальная групповая скорость фононов $u = 2000$ м/с и $\overline{E_{el}}$: 0.56 эВ (а), 0.577 эВ (б), 0.59 эВ (с).

Экспериментальная фазовая диаграмма по результатам работы [4] (d).

Место на фазовой диаграмме рассматриваемой системы, где наблюдается псевдощель, совпадает с областью существования биполяронной жидкости, определяемой минимизацией свободной энергии системы, пока уровень допирования соответствует дырочноподобной дисперсии.

Место на фазовой диаграмме, где наблюдается ЗУ, меньше области, в которой присутствует биполяронная жидкость, поскольку существует некоторое минимальное число биполяронных капель, необходимое для наблюдения ЗУ в экспериментах. Кроме того, плотность биполяронов,

необходимая для наблюдения ЗУ, зависит от разрешающей способности оборудования, поэтому указать точную границу появления ЗУ на фазовой диаграмме невозможно. По нашим оценкам, она соответствует наличию 40 – 50 % биполяронов от максимально возможного их количества при заданных параметрах системы.

Область фазовой диаграммы рассматриваемой системы, в которой существует бозе-конденсат (сверхтекучая компонента) биполярной жидкости согласуется с положением сверхпроводящей фазы на фазовой диаграмме купратов, как это видно из сравнения положения линии T_C (см. рисунок 4, а-с) с линией T_C на экспериментальной диаграмме (см. рисунок 4, d). На том же рисунке 4 показано рассчитанное положение областей на фазовой диаграмме, где наблюдаются псевдощель, ЗУ и сверхпроводимость при трех разных средних энергиях электрона $\overline{E}_{el}$, использованных для расчета угла открытия псевдощели ϕ_0 . Рассчитанное положение областей согласуется с тем, что наблюдается в купратах.

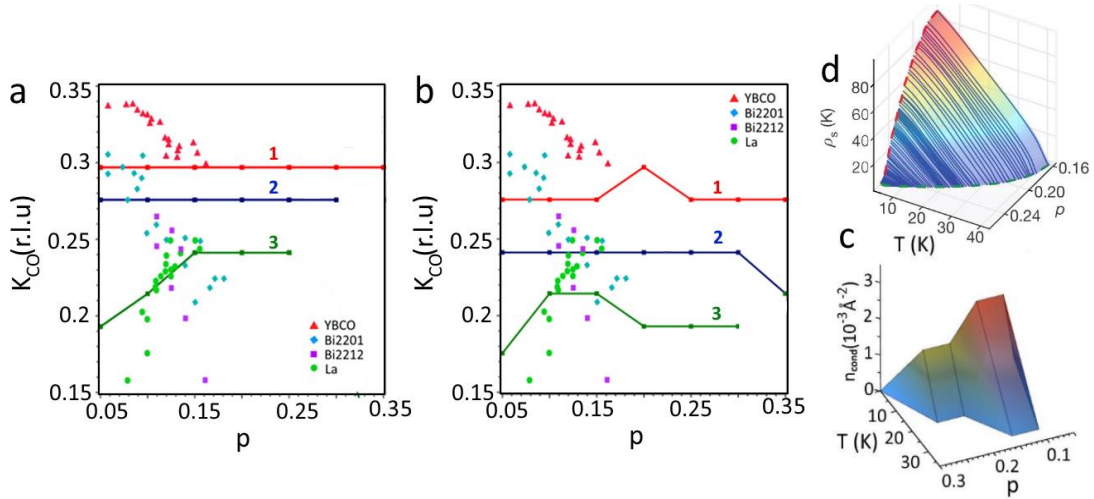


Рисунок 5 – Волновой вектор ЗУ $K_{CO} = \frac{2\pi}{2R_{bip}} = \frac{a}{2R_{bip}}$ (r. l. u.) (1 r. l. u. = $2\pi/a$, a – постоянная решетки) как функция допирования, символы – экспериментальные данные [4] (a, b); $\epsilon_0 = 30$; (a-с) (a) $(\epsilon^*)^{-1} = 0.26$, $u = 2000$ м/сек, $\overline{E}_{el}$: линия (1) 0.56 эВ, (2) 0.577 эВ, (3) 0.59 эВ; (b) $(\epsilon^*)^{-1} = 0.3$, $u = 1000$ м/сек; $\overline{E}_{el}$: линия (1): 0.577 эВ, (2) 0.59 эВ, (3) 0.6 эВ; (c) $n_{cond}(p, T)$, рассчитанная для $(\epsilon^*)^{-1} = 0.3$, $u = 1000$ м/сек, $\overline{E}_{el} = 0.6$ эВ; экспериментальная зависимость $n_{cond}(p, T)$ по данным работы [16] (d).

Рассчитана зависимость от допирования вектора ЗУ (линии 1, 2, 3) в сравнении с экспериментальными данными [4] (символы) (рисунок 5, а, b).

Радиусы $R_{\text{bip}}(p)$ получены минимизацией свободной энергии системы при фиксированной температуре $T = 10 \text{ K}$. Место линий 1 и 2 согласуется с экспериментальными данными для семейств YBCO и BSCO, а восходящая часть линии 3 при $p = 0.1 - 0.15$ находится в соответствии с $K_{CO}(p)$, полученным для ВТСР на основе лантана и также повышающимся с ростом допирования в этой области.

Рассчитанная плотность сверхтекучей компоненты биполярной жидкости $n_{\text{cond}}(p, T)$ (см. рисунок 5, с) линейно убывает при росте концентрации носителей в системе (допирования), что идет вразрез с положениями теории БКШ, но согласуется с результатами эксперимента на купратах [16] (см. рисунок 5, d).

В заключении представлены основные результаты:

1. Разработан метод решения уравнения Шрёдингера для получения стационарных состояний делокализованных носителей в высокодопированных системах с сильным (фрёлиховским) электрон-фононным взаимодействием, находящихся в дополнительном потенциале автолокализованных носителей.

2. С помощью этого метода показано, что стационарные состояния делокализованных носителей в дополнительном потенциале автолокализованных носителей представляют собой распределенные в пространстве волновые пакеты блоховских волн с различными импульсами в областях с различными значениями дополнительного потенциала.

3. Показано, что влияние потенциала автолокализованных носителей на стационарные состояния делокализованных носителей и топологии дырочно-подобного закона дисперсии приводит к отсутствию стационарных состояний со средними импульсами вблизи границы зоны Бриллюэна (то есть в антинодальном направлении), что проявляется в спектрах фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением и сканирующей туннельной спектроскопии как псевдощель;

4. Рассчитан спектр фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением в антинодальном направлении для носителей заряда с купратоподобной дисперсией, находящихся в дополнительном потенциале

зарядового упорядочения, который демонстрирует хорошее согласие с экспериментальным фотоэмиссионным спектром дырочно-допированных купратов;

5. Объяснено возникновение пространственной неоднородности ширины псевдощели, наблюдаемой в исследованиях по сканирующей туннельной микроскопии в системах с неоднородным расположением ионов примесей, и рассчитана величина неоднородности локального потенциала, создаваемого автолокализованными носителями и ионами-допантами, и ее влияния на стационарные состояния делокализованных носителей;

6. Для описания свойств высокодопированных систем с сильным электрон-фононным взаимодействием предложена двухжидкостная модель, включающая жидкость биполяронов большого радиуса и Ферми-жидкость делокализованных носителей заряда и развит метод определения области существования двухжидкостной системы носителей заряда путем сравнения минимизированной по радиусу биполярона свободной энергии системы с биполяронной жидкостью и свободной энергии системы без нее;

7. Построена фазовая диаграмма «уровень допирования – температура» систем с сильным электрон-фононным взаимодействием, включающая псевдощелевую фазу, фазу волны зарядовой плотности и сверхпроводящую фазу, причем они занимают те же места на фазовой диаграмме, что и соответствующие фазы в купратных сверхпроводниках;

8. Развит и применен метод расчета температуры сверхпроводящего перехода, обусловленного Бозе-конденсацией жидкости биполяронов большого радиуса как функции уровня допирования, на основе спектра элементарных возбуждений биполяронной жидкости.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Keimer, B. From quantum matter to high-temperature superconductivity in copper oxides. / B. Keimer, S. A. Kivelson, M. N. Norman, S. Uchida, J. Zaanen // *Nature*. – 2015. – Vol. 518. – P. 179-186.
2. Ge, G. Superconductivity above 100 K in single-layer FeSe films on doped SrTiO₃. / J. F. Ge, Z. L. Liu, C. Liu, C. L. Gao, D. Qian, Q. K. Xue, Y. Liu, J. F. Jia // *Nat. Mater.* – 2015. – Vol. 14. – P. 285-289.
3. Bozovic, I. A new frontier for superconductivity. / I. Bozovic and Ch. Ahn // *Nat. Phys.* – 2014. – Vol. 10. – P. 892-895.
4. Comin, R. Resonant X-Ray Scattering Studies of Charge Order in Cuprates. / R. Comin, A. Damascelli // *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* – 2016. – Vol. 7. – P. 369-405.
5. Loret, B. Energy Scale of the Charge Density Wave in Cuprate Superconductors. / B. Loret, N. Auvray, Y. Gallais, M. Cazayous, A. Forget, D. Colson, M.-H. Julien, I. Paul, M. Civelli, and A. Sacuto // *Nat. Phys.* – 2019. – Vol. 15. – P. 771-775.

6. Myasnikova, A. Strong long-range electron–phonon interaction as possible driving force for charge ordering in cuprates. / A. E. Myasnikova, T. F. Nazdracheva, A. V. Lutsenko, A. V. Dmitriev, A. H. Dzhanemirov, E. A. Zhileeva, and D. V. Moseykin // J. Phys.: Condens. Matter. – 2019. – Vol. 31. – P. 235602.
7. Comin, R. Symmetry of charge order in cuprates / R. Comin, R. Sutarto, F. He, E. H. da Silva Neto, L. Chauviere, A. Fraño, R. Liang, W. N. Hardy, D. A. Bonn, Y. Yoshida, H. Eisaki, A. J. Achkar, D. G. Hawthorn, B. Keimer, G. A. Sawatzky, A. Damascelli // Nature materials. – 2015. – Vol. 14. – P.796–800.
8. Hashimoto, M. Particle–hole symmetry breaking in the pseudogap state of Bi2201 / M. Hashimoto, R. H. He, K. Tanaka, J. P. Testaud, W. Meevasana, R. G. Moore, D. Lu, H. Yao, Y. Yoshida, H. Eisaki, T. P. Devereaux, Z. Hussain, Z. X. Shen // Nature physics. – 2010. – Vol. 6. – P. 414.
9. He, R. H. From a Single-Band Metal to a High-Temperature Superconductor via Two Thermal Phase Transitions / R. H. He, M. Hashimoto, H. Karapetyan, J. D. Koralek, J. P. Hinton, J. P. Testaud, V. Nathan, Y. Yoshida, H. Yao, K. Tanaka, W. Meevasana, R. G. Moore, D. H. Lu, S.-K. Mo, M. Ishikado, H. Eisaki, Z. Hussain, T. P. Devereaux, S. A. Kivelson, J. Orenstein, A. Kapitulnik, Z.-X. Shen // Science. – 2011. – Vol. 331. – P. 1579.
10. Forgan, E. M. The microscopic structure of charge density waves in underdoped YBa2Cu3O6.54 revealed by X-ray diffraction / E. M. Forgan, E. Blackburn, A. T. Holmes, A. K. R. Briffa, J. Chang, L. Bouchenoire, S. D. Brown, Ruixing Liang, D. Bonn, W. N. Hardy, N. B. Christensen, M. V. Zimmermann, M. Hücker, S. M. Hayden // Nature Communications. – 2015. – Vol. 6. – P. 10064.
11. Ландау, Л. Д. О движении электронов в кристаллической решетке // Phys. Zs. Sowjet.- 1933.- Vol. 3.- P. 504-505.
12. Myasnikova, A. E. Distribution of charge carriers at strong electron–phonon interaction and “vertical dispersion” in ARPES spectra of cuprates / A. E. Myasnikova, E. N. Myasnikov, D. V. Moseykin, I. S. Zuev // Physics Letters A. – 2015. – Vol. 379. – P. 458.
13. Emin, D. Effect of electronic correlation on the shape of a large bipolaron: Four-lobed planar large bipolaron in an ionic medium / D. Emin // Physical Review B. – 1995. – Vol. 52. – P. 13874
14. Абрикосов, А. А. Методы квантовой теории поля в статистической физике / А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский – Москва : Издательство Физматгиз, 1962. – 443 с.
15. Emin, D. In-plane conductivity of a layered large-bipolaron liquid / D. Emin // Philosophical Magazine. - 2015. – Vol. 95. – P. 918.
16. Božović, I. Dependence of the critical temperature in overdoped copper oxides on superfluid density. / I. Božović, X. He, J. Wu et al. // Nature. – 2016. – Vol. 536. – P. 309–311.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

*Статьи, опубликованные в журналах, входящих в базы данных международных индексов
научного цитирования Scopus и/или Web of Science:*

- A1. Topological pseudogap in highly polarizable layered systems with 2D hole-like dispersion. / **S.V. Doronkina**, A. E. Myasnikova, A. H. Dzhanemirov, A. V. Lutsenko // Physica E: Low-dimensional systems and nanostructures. – 2022. – Vol. 136. – Art. No 115052 (11 p.). – DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physe.2021.115052>
- A2. Myasnikova, A. E. Modelling quasiparticles and inhomogeneous pseudogap **Doronkina** and R. R. Arutyunyan // Journal of Physics: Conference Series. – 2022. – Vol. 2043. – Art. No 012008 (11 p.). – DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2043/1/012008>

Статья, опубликованная в журнале, входящем в Перечень ВАК:

A3. **Доронкина, С. В.** Фазовая диаграмма сильно взаимодействующих электрон-фононных систем с высокой плотностью носителей заряда / С. В. Доронкина, Р. Р. Арутюнян, А. Э. Мясникова // *Фундаментальные проблемы современного материаловедения*. – 2023. – Т. 20, № 2. – С. 192-200. – Режим доступа: <https://doi.org/10.25712/ASTU.1811-1416.2023.02.006> (дата обращения 11.07.2023)

Статьи, опубликованные в сборниках тезисов и трудах конференций:

A4. **Доронкина, С. В.** Изменение в спектре делокализованных носителей заряда в купратных сверхпроводниках вследствие их рассеяния на зарядовом упорядочении. / С. В. Доронкина, А. Э. Мясникова // *Современные методы и проблемы теории операторов и гармонического анализа и их приложения (ОТНА 2019) : материалы IX международной конференции, Ростов-на-Дону, 21-26 апреля 2019 года. : – Ростов-на-Дону: Ростовское отделение Российской инженерной академии, 2019. – С. 80-81. – Режим доступа: https://otha.sfedu.ru/upload/documents/abstracts/tethis_conf_2019_SFEDU.pdf (дата обращения 03.07.2023).*

A5. **Доронкина, С. В.** Образование псевдощели в купратных высокотемпературных сверхпроводниках как следствие сильного электрон-фононного взаимодействия и топологии закона дисперсии. / С. В. Доронкина // *Ломоносов-2021 : материалы Международного молодежного научного форума, Москва, 12-23 апреля 2021 года. : – Москва: МАКС Пресс, 2021. – 1 электрон. опт. диск (DVD-ROM). – ISBN 978-5-317-06593-5. – Режим доступа: https://lomonosov-msu.ru/archive/Lomonosov_2021/data/section_34_22395.htm (дата обращения 03.07.2023)*

A6. **Доронкина, С. В.** Образование псевдощели в купратных высокотемпературных сверхпроводниках как следствие сильного электрон-фононного взаимодействия и топологии закона дисперсии. / С. В. Доронкина // *Наука и технологии Юга России : XVII Ежегодная молодежная научная конференция, Ростов-на-Дону, 15-30 апреля 2021 г. : тезисы докладов. – Ростов-на-Дону : ЮНЦ РАН, 2021. – С. 222. – Режим доступа: https://www.ssc-ras.ru/ckfinder/userfiles/files/Sbornik_BK_2021.pdf (дата обращения 03.07.2023)*

A7. Myasnikova, A. E. Modeling Quasiparticles and Pseudogap in Cuprates in Presence of Charge Ordering Potential. // A. E. Myasnikova, **S. V. Doronkina** / 7th International Workshop on Numerical Modelling of High Temperature Superconductors (HTS 2020), Nancy, 22-23 June 2021. – Nancy : Université de Lorraine, 2021. – hal-03295743. –

– Режим доступа: <https://hal.univ-lorraine.fr/HTS2020/hal-03295743v1> (дата обращения 03.07.2023)

A8. Two-Component Ground Normal State and Pseudogap in Systems with Strong Electron-Phonon Interaction and Cuprates-Like Dispersion. // **S. V. Doronkina**, A. H. Dzhanemirov, A. V. Lutsenko, A. E. Myasnikova / 7th International Conference on Superconductivity and Magnetism (ICSM 2021), Milas-Bodrum, 21-27 Oct 2021. – Milas-Bodrum, Turkey, 2021. – С. 384. – Режим доступа: <https://supermag.com.tr/icsm/2020/scientific-program/abstract-book> (дата обращения 03.07.2023)

A9. **Доронкина, С. В.** Фазовая диаграмма сильно-взаимодействующих электрон-фононных систем и сверхпроводящих купратов / С. В. Доронкина, А. Э. Мясникова // Ломоносов-2022 : материалы Международного молодежного научного форума, Москва, 11-22 апреля 2022 года. : – Москва: МАКС Пресс, 2022. – ISBN 978-5-317-06824-0. – Режим доступа: https://lomonosov-msu.ru/archive/Lomonosov_2022/data/section_35_25749.htm____(дата обращения 03.07.2023)

A10. **Доронкина, С. В.** Совпадение фазовой диаграммы купратов и систем с сильным электрон-фононным взаимодействием / С. В. Доронкина, А. Э. Мясникова // Наука и технологии Юга России : XVIII Ежегодная молодежная научная конференция, г. Ростов-на-Дону, 18-29 апреля 2022 г. : тезисы докладов. – Ростов-на-Дону : ЮНЦ РАН, 2022. – С.195. – Режим доступа: https://www.ssc-ras.ru/ckfinder/userfiles/files/BK_2022_Complete%20PDF_fix.pdf (дата обращения 03.07.2023).