

На правах рукописи



Неверов Вячеслав Дмитриевич

**ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНАЯ
СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В
РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ И ИНТЕРТИПНЫХ
МАТЕРИАЛАХ**

Специальность 1.3.8 —
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2024

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук, доцент
Красавин Андрей Валерьевич

Официальные оппоненты: **Столяров Василий Сергеевич**,
доктор физико-математических наук,
директор Центра перспективных методов мезофизики и нанотехнологий МФТИ

Корепанов Виталий Игоревич,
доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник лаборатории теоретической физики ИПТМ РАН

Погосов Вальтер Валентинович,
доктор физико-математических наук,
начальник лаборатории физики микро- и наноструктур ФГУП «ВНИИА»

Защита состоится 02 октября 2024 г. в 17:00 на заседании диссертационного совета МИФИ.1.04 федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте <http://ds.mephi.ru> федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».

Автореферат разослан «__» _____ 2024 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
МИФИ.1.04, д-р физ.-мат. наук



Маслов М.М.

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Квантовая физика часто ассоциируется с эффектами, которые происходят лишь на масштабах микромира и связаны с поведением отдельных частиц, тогда как на макроскопических масштабах она перестает вносить хоть какой-либо значительный вклад. В свою очередь, сверхпроводимость представляет собой один из уникальных случаев макроскопического квантового состояния, а нулевая резистивность, захват потока и эффект Мейснера – эффекты, которые можно наблюдать на макромасштабах. Изначально полагалось, что возможность такого макроскопического квантового явления объясняется сильной упорядоченностью сверхпроводящего состояния: микроскопический эффект не разрушается флуктуациями и проявляется на всем масштабе материала ввиду однородности системы и устойчивости самого состояния к внешним флуктуациям.

Действительно, сверхпроводящее состояние было устойчиво к внешним факторам – поверхностные сверхтоки не позволяли магнитному полю проникнуть в образец, а слабый беспорядок не влиял на волновую функцию куперовских пар, что известно как теорема Андерсона. По этим причинам такая характеристика как однородность сверхпроводимости и ее устойчивость к внешнему воздействию стали полагаться необходимыми составляющими сверхпроводимости. Однако, сначала после открытия сверхпроводников II-ого рода, где сверхпроводящее состояние сосуществует с нормальным ввиду того, что магнитное поле проникает в материал в виде тонких квантовых нитей, образуя малую нормальную область вокруг них, а затем и после открытия высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), которые обычно не только являются сверхпроводниками II-ого рода, но еще и обладают сильно анизотропной структурой, стало понятно, что сверхпроводимость может существовать на макромасштабах и быть пространственно неоднородной. Более того, такая пространственная неоднородность позволяет добиться характеристик, недоступных обычным однородным сверхпроводникам. Сверхпроводники II-ого рода сохраняют сверхпроводящие свойства при более высоких магнитных полях, а критические температуры неоднородных ВТСП почти на порядок выше критических температур однородных низкотемпературных сверхпроводников.

Пространственно-неоднородная сверхпроводимость характерна для целого ряда сверхпроводящих систем. Главными источниками пространственных неоднородностей сверхпроводящего состояния являются внешние факторы, такие как беспорядок и магнитное поле. Так, например, свойства сверхпроводящих материалов с сильным беспорядком или разупорядоченных сверхпроводящих материалов во многом определяются пространственным профилем беспорядка или примесей в этой системе. Другой фактор, внешнее магнитное поле, также приводит к образованию сильно пространственно-неоднородных картин сверхпроводящего состояния в материалах с параметром Гинзбурга-Ландау близким к критическому ($\kappa \approx 1$). Такие сверхпроводники невозможно отнести ни к I, ни к II роду, потому их часто называют кроссоверными или интертипными сверхпроводниками.

Беспорядок и магнитное поле в таких системах следует рассматривать не только как неизбежный недостаток, который подавляет сверхпроводимость, но и как инструмент, который можно использовать для формирования и оптимизации свойств сверхпроводящих материалов. Задача разработки таких материалов зависит от того, какие именно параметры можно использовать для контролируемого изменения их сверхпроводящих свойств, что указывает на необходимость систематического изучения пространственно-неоднородных сверхпроводников для определения закономерностей формирования такого неупорядоченного состояния и влияния внешних факторов на его сверхпроводящие свойства.

Целью данной работы является установление физических механизмов формирования пространственно-неоднородного сверхпроводящего состояния и определение его локальных и макроскопических характеристик в разупорядоченных и интертипных материалах.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

1. Реализована микроскопическая модель для описания разупорядоченного сверхпроводящего состояния на основе уравнений Боголюбова - де Жена. Разработана и реализована модель беспорядка, способная учитывать пространственные корреляции примесей
2. Разработан и реализован метод учета магнитного поля в микроскопической модели на основе уравнений Боголюбова - де Жена

3. Исследовано влияние корреляций в беспорядке на локальные характеристики параметра порядка и фазовый переход сверхпроводимость – нормальное состояние. Построена фазовая диаграмма перехода с учетом корреляций в беспорядке
4. Рассчитаны температурные зависимости жесткости сверхпроводящей фазы, и установлена зависимость критической температуры для локальных и макроскопических характеристик сверхпроводника в случае беспорядка с различными типами корреляций
5. Исследован переход сверхпроводящего состояния из I рода во II род. Рассчитаны характерные картины пространственно-неоднородного магнитного поля и сверхпроводящего состояния в интертипной области
6. Изучено влияние многочастичного взаимодействия на формирование сверхпроводящего состояния интертипного сверхпроводника

Научная новизна:

1. Впервые предложена модель учета пространственных корреляций в потенциале беспорядка для сверхпроводников
2. Впервые показано влияние корреляций в беспорядке на фазовый переход сверхпроводник–нормальное состояние
3. Впервые рассчитана зависимость критической температуры локальных и макроскопических характеристик сверхпроводящего состояния от корреляций в беспорядке
4. Впервые предложена и реализована модель полного учета магнитного поля на сверхпроводящее состояние в рамках микроскопического описания на основе уравнений Боголюбова - де Жена
5. Впервые рассчитаны картины интертипного сверхпроводящего состояния в рамках микроскопического подхода

Практическая значимость результатов работы состоит в их качественной предсказательной способности. Разработанная модель учитывает влияние коррелированного беспорядка и магнитного поля в рамках микроскопического подхода и может быть использована для описания магнитных свойств сверхпроводников, включая d-волновую сверхпроводимость в магнитных полях, мультиорбитальную сверхпроводимость со спин-орбитальной связью, а также сверхпроводимость с беспорядком. Результаты расчетов могут

быть полезны для формирования набора рекомендаций и прогнозов для будущих экспериментальных исследований.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработан алгоритм, который позволяет на микроскопическом уровне учитывать влияние магнитного поля на сверхпроводящее состояние, что позволяет описать физику интертипной области
2. Разработана модель, которая описывает корреляции в беспорядке путем генерации примесного потенциала со степенной зависимостью парной корреляционной функции от волнового вектора
3. Установлено, что корреляции в беспорядке смещают фазовый переход сверхпроводимость – нормальное состояние в области больших значений примесного потенциала, делая неоднородное сверхпроводящее состояние более устойчивым к величине силы примеси
4. Показано, что в сильно разупорядоченном сверхпроводнике корреляции в беспорядке позволяют увеличить неоднородность сверхпроводящего состояния, создавая локальные области с высокими критическими температурами
5. Получены характерные картины вихревой структуры неоднородного интертипного сверхпроводящего состояния, показано, что определяющим фактором её формирования служит многочастичное взаимодействие квантовых вихрей

Достоверность полученных результатов обеспечивается сопоставлением результатов с известными литературными данными. Полученные результаты коррелируют с известными результатами других авторов.

Апробация работы.

Основные результаты работы докладывались на: 8 и 9 международной конференции по сверхпроводимости и магнетизму - ICSM-2023–2024 (Фетхие, Турция, 2023, 2024), ежегодной межвузовской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых специалистов имени Е.В.Арменского (Москва, 2024), 27 международной научной конференции молодых ученых и специалистов - AYSS-2023 (Дубна, 2023), XXVII симпозиуме «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2023), Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛаПлаз-2022–24»

(Москва, 2022— 2024), VII Евро-Азиатском симпозиуме «Тренды в магнетизме» - EASTMAG-2019 (Екатеринбург, 2019).

Личный вклад. Автором была разработана и реализована модель полного учета влияния магнитного поля и коррелированного беспорядка на сверхпроводящее состояние в рамках микроскопического описания на основе уравнений Боголюбова - де Жена. Проведение расчетов, обработка и анализ их результатов, представленных в работе, выполнены соискателем лично либо в соавторстве при его непосредственном участии.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 печатных изданиях, индексируемых Web of Science и Scopus.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, формулируется цель, ставятся задачи работы, обосновываются научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

Первая глава посвящена обзору литературы по теме работы и анализу современного состояния исследований, направленных на решение обозначенных проблем. Приведен ряд систем с пространственно-неоднородным сверхпроводящим состоянием. Сделан вывод, что главными источниками пространственных неоднородностей сверхпроводящего состояния являются внешние факторы, такие как беспорядок и магнитное поле. Проведен подробный анализ литературы для сверхпроводников с сильным беспорядком или разупорядоченных сверхпроводников и сверхпроводников с параметром Гинзбурга-Ландау $\kappa \approx 1$ во внешнем магнитном поле, называемых интертными, где неоднородный пространственный профиль сверхпроводящего состояния является ключевым фактором, определяющим свойства системы.

Изучен ряд экспериментальных и теоретических работ, в которых наличие беспорядка приводит к изменению свойств сверхпроводящего материала. Большинство работ в этой области связаны с изучением перехода сверхпроводник – изолятор в зависимости от степени разупорядоченности. Дело в том, что необычные свойства неоднородных сверхпроводников проявляют-

ся только при достаточно высокой концентрации нормальной области, когда неоднородный материал по своему макроскопическому поведению недалек от того, чтобы стать нормальным. Это связано с тем, что вблизи перехода металл — диэлектрик эффективная длина сверхпроводящей когерентности становится весьма малой, сравнимой или меньшей масштаба неоднородности в системе. В противоположном пределе (вдали от перехода металл–изолятор), где было проведено большинство оригинальных экспериментов с неоднородными сверхпроводниками [1], ничего особенного не происходит: смесь ведет себя по существу как грязный сверхпроводник II рода с высоким значением κ . Анализ литературы по теоретическому и экспериментальному исследованию гранулированных сверхпроводников позволил сделать вывод, что за подавлением сверхпроводимости беспорядком стоят два основных механизма: происходит либо подавление амплитуды параметра порядка, либо потеря жесткости фазы [2]. Первый механизм влияет на взаимодействие между электронами, ведущее к куперовскому спариванию. Из-за вызываемого беспорядком ослабляющего эффекта кулоновского экранирования общее притягивающее взаимодействие подавляется [3–5]. Второй механизм предполагает возникновение резистивного состояния из-за того, что макроскопическая фаза теряет дальний порядок [6]. Отмечена важная роль беспорядка в формировании сверхпроводящего состояния в низкоразмерных материалах. Во многих работах, посвященных исследованию сверхпроводимости в двумерных материалах, наблюдаются увеличение критической температуры сверхпроводящего перехода и сверхпроводящей щели с увеличением концентрации примесей в двумерном материале, изменение симметрии сверхпроводимости из-за беспорядка, а также сама возможность реализации сверхпроводящего состояния за счет беспорядка.

Отмечено, что несмотря на значительное количество работ по влиянию беспорядка на сверхпроводимость, остается незатронутым вопрос о влиянии пространственных корреляций в беспорядке на образующееся неоднородное сверхпроводящее состояние. При этом многие свойства материалов с беспорядком можно понять, только если принять во внимание тот факт, что в природе беспорядок почти никогда не бывает полностью случайным. В реальных материалах положение примесей и дефектов коррелирует между собой, и часто — достаточно сильно.

Обзор литературы по интертипной сверхпроводимости позволил сделать вывод о существовании сверхпроводников, которые не вписываются в критерии I или II рода. Экспериментальные данные показали существование промежуточного смешанного состояния в этих кроссоверных или интертипных материалах. В этом уникальном состоянии магнитное поле проникает в сверхпроводник, создавая разнообразные пространственные конфигурации, включая мейснеровские домены, сосуществующие с островками вихревой решетки, вихревые кластеры и цепочки. Отмечено, что подобные конфигурации возникают и в многозонных сверхпроводниках, в таких как ZrB_{12} [7] и MgB_2 [8], однако на сегодняшний день отсутствует консенсус касательно принадлежности многозонных сверхпроводников к классу интертипных. Для ответа на вопрос является ли случай многозонной сверхпроводимости уникальным или представляет собой только одну из областей реализации нестандартного взаимодействия вихрей требуются дополнительные исследования, причем эти исследования должны выходить за рамки пертурбативных моделей (обычная и расширенная теории Гинзбурга-Ландау), построенных на основе разложения по малому отклонению температуры от критической сверхпроводящей температуры и до сих пор использовавшихся при анализе вихревых паттернов в многозонных сверхпроводниках. Отмечено, что такого микроскопического описания вихревой структуры в интертипном материале в литературе до сих пор не приведено, что связано с отсутствием метода, способного учитывать влияние внешнего и индуцированного магнитного поля в рамках микроскопической модели.

Вторая глава посвящена описанию разработанной автором и применяемой в настоящей работе микроскопической модели неоднородного s-волнового сверхпроводника, находящегося во внешнем магнитном поле, на основе уравнений Боголюбова - де Жена (БдЖ) [A4]. Приведен вывод уравнений БдЖ (1) из гамильтониана, описывающего систему взаимодействующих электронов.

$$\begin{pmatrix} \hat{H} - \mu & \hat{\Delta} \\ \hat{\Delta}^\dagger & -\hat{H}^\dagger + \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где \hat{H} - одноэлектронный гамильтониан, μ - химический потенциал и Δ - сверхпроводящий парный потенциал или параметр порядка. Определены при-

ближения и ограничения выбранной модели сверхпроводимости. Это уравнение для среднего поля решается самосогласованно вместе с условиями для парного потенциала и потенциала Хартри,

$$\Delta_i = g \langle \hat{c}_{i\downarrow} \hat{c}_{i\uparrow} \rangle, \quad \mu_i = \mu - \frac{g}{2} \sum_{\sigma} \langle \hat{c}_{i\sigma}^{\dagger} \hat{c}_{i\sigma} \rangle, \quad (2)$$

где g - величина электрон-электронного спаривания на узле.

Отмечено, что уравнения БдЖ для микроскопического описания сверхпроводящего состояния являются хорошо закрепившимся стандартом, однако до сих пор описание проводилось без полного учета внешнего магнитного поля. Существует несколько работ, где учитывается лишь отклик на внешнее магнитное поле, а влиянием индуцированного магнитного поля на пространственный профиль сверхтоков пренебрегается. Такой подход справедлив при описании чистого сверхпроводника II рода, однако для многих сценариев, таких как интERTипная сверхпроводимость, промежуточное состояние сверхпроводника I рода, сильно неупорядоченного сверхпроводника, такое приближение не работает. В данной главе описан разработанный метод учета влияния индуцированного магнитного поля при описании пространственного профиля проникающего магнитного поля в сверхпроводник. Ключевой особенностью разработанного алгоритма является дополнительный внешний циклы согласования по индуцированному магнитному полю. После решения уравнений БдЖ (1) необходимо найти магнитное поле для следующего шага итерации, используя закон Био – Савара:

$$\mathbf{A}_{ind} = \int_V \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}') dV'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (3)$$

В дискретной модели сильной связи ток на связи $i - j$ находится с использованием выражения

$$j_{ij} = -\frac{e}{i\hbar} \sum_{m\sigma} \left[t_{ij} e^{-i\frac{e}{\hbar c} \int_{r_i}^{r_j} \mathbf{A}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}} v_{i\sigma}^{(m)} v_{j\sigma}^{*(m)} - c.c. \right]. \quad (4)$$

Здесь t_{ij} - матричный элемент перескока, а векторный потенциал полного поля представляет собой сумму внешнего и индуцированного полей $\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 + \mathbf{A}_{ind}$. Таким образом ток \mathbf{j} является функцией \mathbf{A}_{ind} , значение которого для следующей итерации должно быть получено решением уравнения (3),

где \mathbf{A}_{ind} входит как в левую, так и в правую части. Следует отметить, что функции $v_{i\sigma}^{(m)}$ и $u_{i\sigma}^{(m)}$, необходимые для расчета тока в уравнении (4) и полученные путем решения уравнения БдЖ, являются фиксированными на этом шаге и рассчитаны с использованием поля на предыдущем этапе. Показана способность разработанного алгоритма воспроизводить решения уже известных из литературы задач, таких как решетка Абрикосова и одночастичные состояния в центре вихря.

В последнем разделе описан разработанный автором метод генерации коррелированного примесного потенциала. Для описания пространственно коррелированного беспорядка V_i в работе предполагалась степенная зависимость спектральной парной корреляционной функции в пределе малых q :

$$S_V(q) = \frac{1}{N^2} \sum_{i,j} \langle V_{i+j} V_i \rangle_s e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_j} \propto q^{-\alpha}, \quad (5)$$

где параметр α является степенью корреляции. При $\alpha = 0$ в потенциале беспорядка отсутствуют корреляции, соответственно, от узла к узлу он является случайной величиной. В этой модели есть возможность создавать как дальнодействующие ($\alpha > 0$) так и короткодействующие ($\alpha < 0$) корреляции.

Для того чтобы каждый потенциал беспорядка V_i удовлетворял уравнению (5), генерация потенциала осуществлялась по следующему закону:

$$V_i \sim \frac{1}{N^2} \sum_{j_x, j_y=1}^{N/2} q_j^{-\alpha/2} \cos(\mathbf{q}_j \mathbf{r}_i + \phi_j), \quad (6)$$

где $\mathbf{q}_j = (2\pi j_x/N, 2\pi j_y/N)$ – дискретный вектор обратного пространства, $j_{x,y} = 1, \dots, N$ и $q_j = |\mathbf{q}_j|$, а ϕ_j – случайная фаза, которая равномерно распределена на отрезке $[0, 2\pi]$. Сила потенциала беспорядка характеризуется корнем от квадрата среднего значения:

$$\mathcal{V} = \sqrt{\overline{V_i^2}}, \quad \overline{V_i} = \frac{1}{N^2} \sum_i \langle V_i \rangle_s, \quad (7)$$

где численное среднее, обозначенное чертой сверху, берется по узлам решетки, а среднее по реализациям беспорядка обозначается угловыми скобками

$\langle \dots \rangle_s$. Без потери общности была выбрана нормировка, где среднее значение потенциала беспорядка равно нулю, тогда с учетом уравнения (7) стандартное отклонение определяется силой беспорядка \mathcal{V} .

Третья глава посвящена изучению влияния корреляций в пространственном профиле беспорядка на сверхпроводящие характеристики материалов, такие как сверхпроводящая щель, сверхтекучая жесткость, критическая температура. Для исследования влияния коррелированного беспорядка на дискретной квадратной решетке размером $L \times L$, где $L = 40$, были решены уравнения БдЖ, со значениями перескока $t = 1$, потенциала спаривания $g = 1$ и среднего заполнения $n = 0.875$. Выбор неполноинного заполнения связан с отходом от пика в плотности состояний двумерной системы для исключения различных резонансных эффектов. В качестве примесного потенциала были сгенерированы потенциалы беспорядка с различными степенями корреляций $\alpha \geq 0$, где на каждое значение степени корреляций было получено 40 реализаций примесного потенциала. При оценке различных средних усреднение делалось по узлам и реализациям беспорядка. Пространственные конфигурации потенциала коррелированного беспорядка, полученные в главе 2, были использованы для решения уравнения Боголюбова – де Жена (БдЖ) и получены профили параметра порядка Δ при нулевой температуре, которые обсуждаются в первом разделе главы. Результаты для различных значений силы беспорядка показаны в строках на рисунке 1, а столбцы соответствуют заданным значениям α . Синим цветом обозначены домены сверхпроводящей фазы $\Delta_i \neq 0$, а белым цветом отмечены домены нормальной фазы с $\Delta_i \approx 0$. Темно-синий цвет указывает $\Delta_i > 0.1\bar{\Delta}$, где $\bar{\Delta}$ – среднее значение параметра порядка по полному ансамблю и решетке. Каждая панель на графике имеет собственный масштаб для лучшего контраста и выделения деталей областей слабой сверхпроводимости.

При увеличении силы беспорядка \mathcal{V} сверхпроводящее состояние становится неоднородным. Синие сверхпроводящие (S) кластеры с большими значениями параметра порядка смешаны с белыми областями нормального состояния (N). Было отмечено, что параметр порядка становится более однородным при больших степенях корреляции α : размеры нормальных кластеров уменьшаются, делая систему «более сверхпроводящей». При больших значениях α типичный размер кластера параметра порядка (N или S) сравним

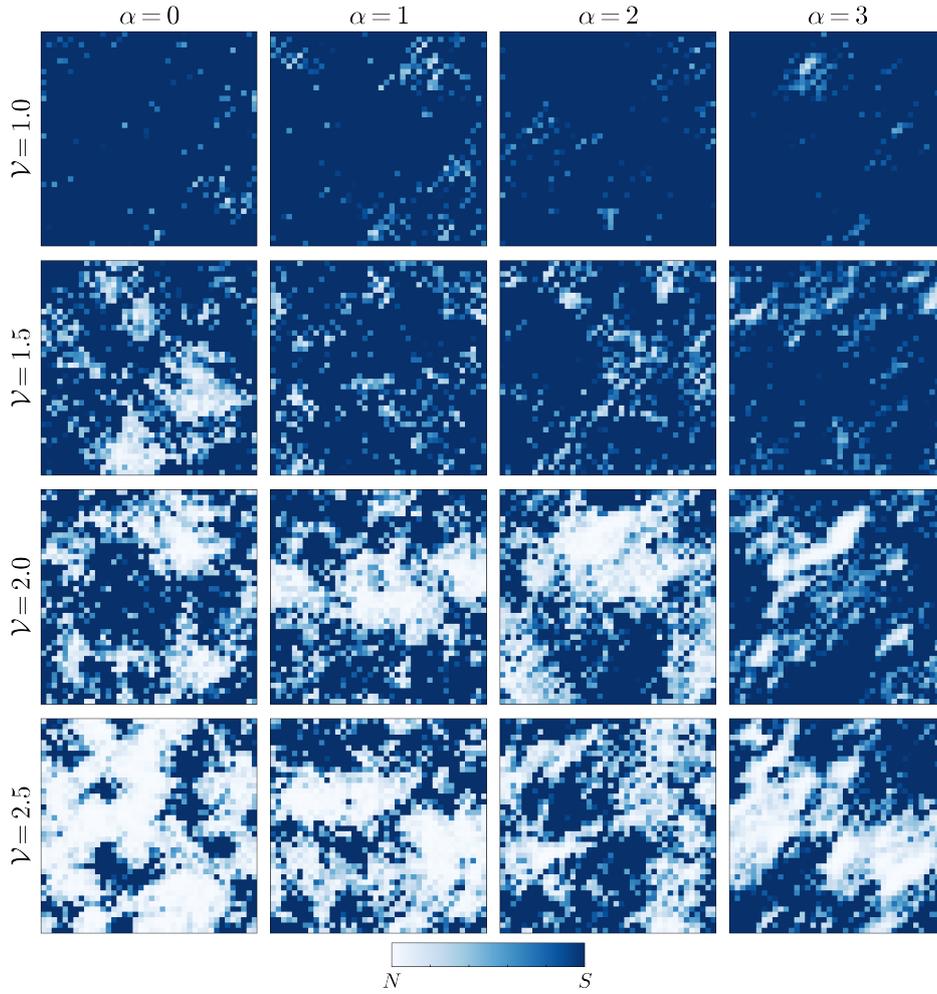


Рис. 1 — Пространственное распределение параметра порядка Δ_i для различных значений степеней корреляции α и силы беспорядка V

с размером текстур потенциала беспорядка. Это означает, что параметр порядка и потенциал беспорядка становятся более коррелированными. Таким образом, для слабокоррелированного беспорядка ($\alpha \approx 0$) сверхпроводящие кластеры, определяемые длиной когерентности БКШ ξ , намного больше, чем текстуры потенциала беспорядка, определяемые ξ_V , что снижает корреляцию между параметром порядка и потенциалом беспорядка. Однако, когда беспорядок сильно коррелирован ($\alpha > 0$), размеры кластеров и текстур сравнимы, и корреляция увеличивается.

Визуальный анализ результатов на рисунке 1 позволил сделать вывод, что сильный беспорядок с большой силой потенциала беспорядка V подавляет сверхпроводимость, что сопровождается увеличением неоднородности и кластеризацией с большей площадью нормальных островов, напротив, более высокая степень корреляции α усиливает сверхпроводимость и размывает кластеры, что приводит к более однородному профилю. Исследована зави-

симость перехода сверхпроводник - изолятор от степени коррелированности беспорядка, на основе которой построена фазовая диаграмма модели в координатах степени корреляции и величины примеси. Получены температурные зависимости параметра порядка и сверхтекучей жесткости от температуры для различных типов корреляций неоднородностей. Изучено несоответствие локальной и глобальной критической температуры сверхпроводящего перехода в пространственно-неоднородном сверхпроводнике. Анализ статистического распределения параметра порядка и его определяющих характеристик позволил дать количественную оценку визуальных изменений, наблюдаемых в профиле параметра порядка на рисунке 1 [A1].

Для изучения влияния корреляций беспорядка на спектральные характеристики сверхпроводника были построены графики плотности состояний квазичастиц при наличии в системе коррелированного беспорядка, представленные на рисунке 2. Одним из примечательных наблюдений было уменьшение спектральной щели с увеличением степени корреляции беспорядка. Действительно, в случае некоррелированного беспорядка ($\alpha = 0$) щель на 80 % больше по сравнению с $\alpha = 2$. Кроме того, была выявлена еще одна отличительная особенность поведения плотности состояний: в сценарии некоррелированного беспорядка на границе щели проявляются когерентные пики, что заметно при сравнении результатов для $\alpha = 0$ и $\alpha = 2$. Было установлено, что при наличии дальнедействующих корреляций в беспорядке сверхпроводящее состояние имеет тенденцию к восстановлению своей однородности, благодаря этому ослабляется эффект локализации волновой функции БДЖ, который и был ответственен за рост щели в спектре и размытие когерентных пиков на краях щели [A2, A3].

Также в разделе было изучено влияние корреляций в пространственном расположении примесей на сверхпроводящие корреляции, такие как пространственные корреляции параметра порядка и длина когерентности. Рис. 3 иллюстрирует зависимость длин ξ и ξ_Δ от силы беспорядка \mathcal{V} и степени корреляции α . Было установлено, что для некоррелированного малого беспорядка $\mathcal{V} \rightarrow 0$ получается предел чистого БКШ-сверхпроводника с ($\xi_0 \simeq 9$), тогда как ξ_Δ приближается к эффективному размеру системы, который равен $L/\sqrt{6} \simeq 16$. При увеличении \mathcal{V} значения ξ и ξ_Δ монотонно уменьшаются. Увеличение степени корреляции α приводит к противоположной тенденции,

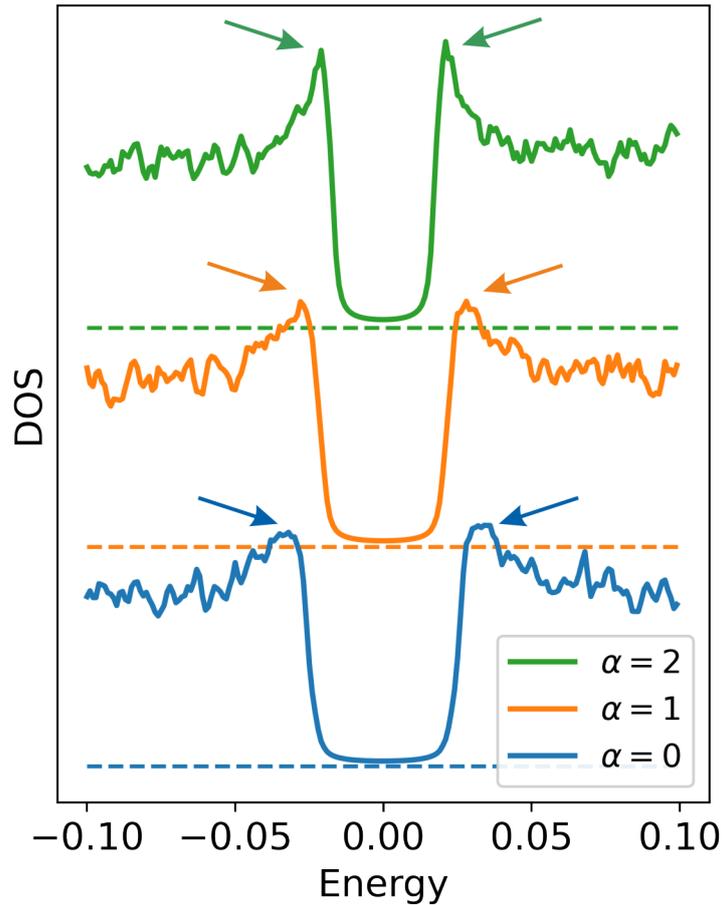


Рис. 2 — Плотность состояний для различных степеней корреляций α и силы примеси $\mathcal{V} = 1$

заставляя обе длины монотонно увеличиваться. Таким образом, сделан вывод, что и здесь сила беспорядка и степень корреляции действуют на длины корреляций противоположным образом.

В сильно неупорядоченном материале определение сверхпроводимости с использованием характеристик локального микроскопического состояния не представляется адекватным. В случае сильного беспорядка сверхпроводящее состояние сильно неоднородно (рисунок 1) и образует слабосвязанные сверхпроводящие кластеры со случайными фазами, и определение сверхпроводимости через локальный или средний параметр порядка больше невозможно. Возникновение сверхпроводимости в конечном сильно неупорядоченном образце можно охарактеризовать (мейснеровской) сверхтекучей жесткостью D_s^0 , которая рассматривается в конце первого раздела. На рисунке 46 показана полученная численно жесткость как функция силы беспорядка \mathcal{V} для

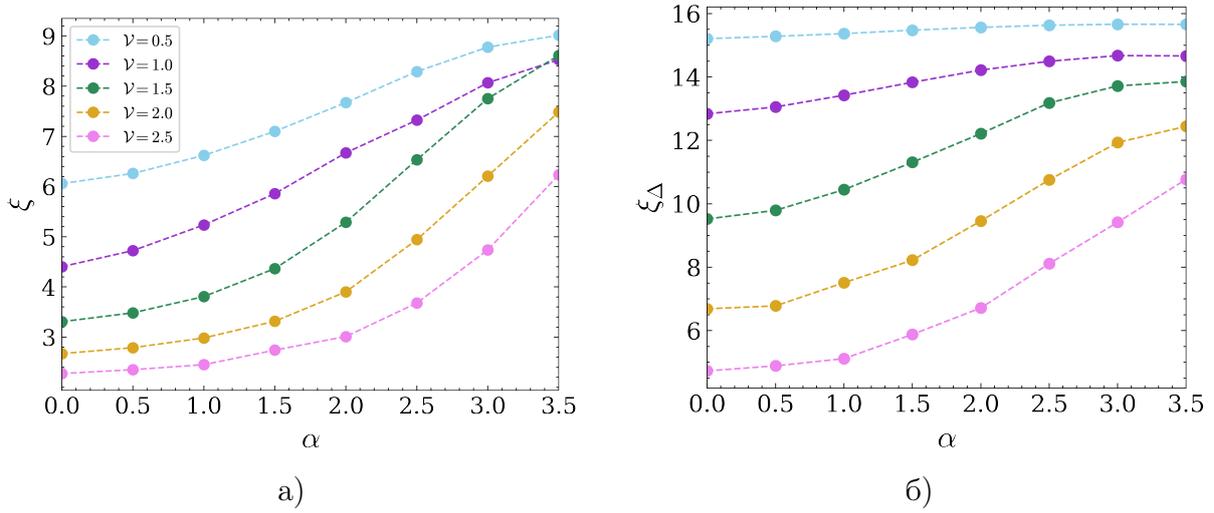


Рис. 3 — Длина корреляции БКШ ξ (а) и длина корреляций в параметре порядка $\xi\Delta$ (б) в зависимости от степени корреляции беспорядка α

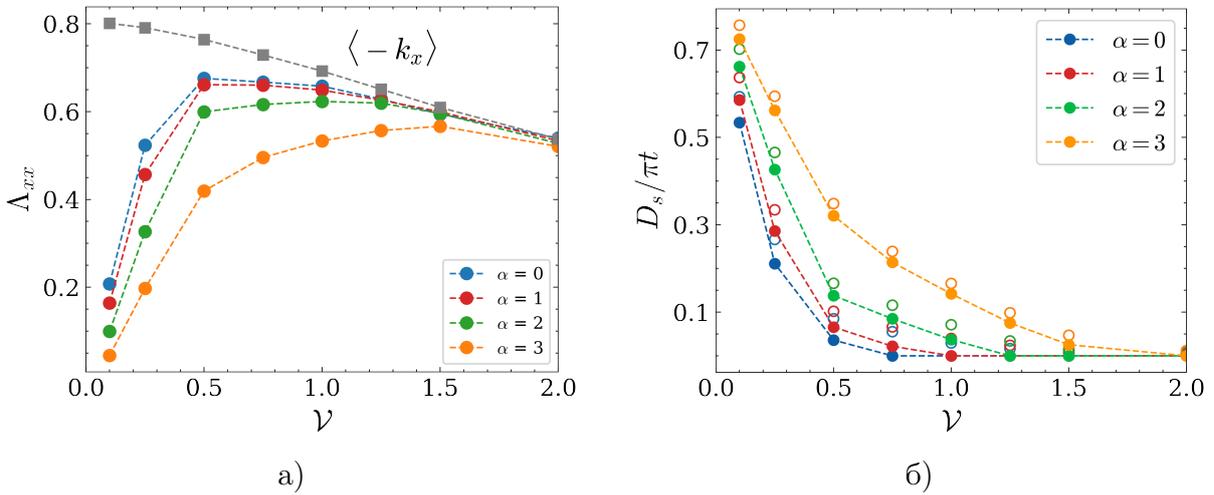


Рис. 4 — Парамагнитный и диамагнитный вклады (а) и сверхтекучая жесткость D_s (б) как функции силы беспорядка \mathcal{V} для различных степеней корреляции беспорядка α

нескольких значений корреляции α . На рисунке для сравнения показаны как значения жесткости с учетом флуктуаций D_s (закрашенные кружки), так и результат среднего поля D_s^0 (пустые кружки). Как и следовало ожидать, флуктуации уменьшают жесткость и подавляют сверхпроводимость. В соответствии с предыдущими работами [9–11] для некоррелированного беспорядка ($\alpha = 0$), жесткость снижается с ростом силы беспорядка \mathcal{V} (рисунок 4б). Здесь мы получаем аналогичную зависимость и для коррелированного беспорядка ($\alpha \neq 0$). Однако увеличение степени корреляции α приводит к увеличению жесткости, в результате чего критическая сила беспорядка, при которой жесткость становится равной нулю, увеличивается с увеличением α .

Сводка расчетов жесткости представлена на рисунке 5 в виде фазовой диа-

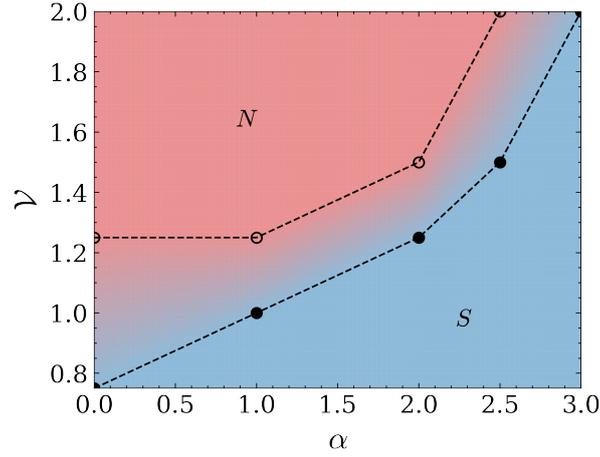


Рис. 5 — Фазовая диаграмма грязного сверхпроводника в плоскости $\alpha - \mathcal{V}$

граммы в плоскости $\alpha - \mathcal{V}$. Область ненулевой жесткости отмечена синим цветом (S), а область нулевой жесткости — красным (N). Закрашенные и пустые точки получаются с использованием жесткости с поправкой на флуктуации (D_s) и без этой поправки ($D_s^{(0)}$), соответственно. Фазовая диаграмма на рисунке 5 подчеркивает общую тенденцию: корреляции подавляют разрушительное влияние беспорядка на сверхпроводимость. Пунктирные линии, соединяющие точки, служат ориентиром для глаза, но ожидается, что они будут следовать реальным линиям, точно разделяя домены сверхпроводящего (S) и нормального (N) состояний.

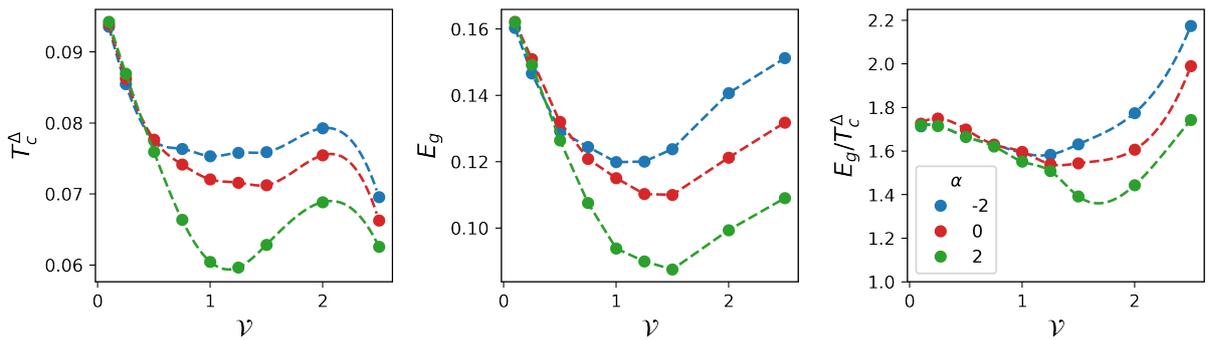


Рис. 6 — Локальная критическая температура как функция силы беспорядка \mathcal{V} для степени корреляций $\alpha = -2, 0, 2$.

Из первого раздела можно сделать вывод, что корреляции в пространственном расположении беспорядка увеличивают сверхпроводящие корреляции, а также влияют на размеры и конфигурации сверхпроводящих кластеров. Глобальная сверхпроводимость образца, количественно определяемая

сверхтекучей жесткостью, также усиливается корреляциями беспорядка. Хотя результаты получены для относительно простой модели, они ясно демонстрируют, что пространственные корреляции в потенциале беспорядка являются очень важным фактором, влияющим на сверхпроводимость.

Второй раздел посвящен исследованию влияния разного типа корреляций в пространственном профиле беспорядка на локальную и глобальную критические температуры, а также их несоответствие в пространственно-неоднородных сверхпроводниках. Были выполнены расчеты зависимости $\Delta(T)$, которая определяет критическую температуру T_c^Δ . Полученное T_c^Δ показано на рисунке 6 в зависимости от \mathcal{V} . Также на рисунке построена температурная зависимость щели в энергетическом спектре E_{gap} и отношения локальной критической температуры к спектральной щели E_{gap} . $T_c^\Delta(\mathcal{V})$ является немонотонной функцией \mathcal{V} : она падает на интервале $\mathcal{V} \lesssim 1$, возрастает при $1 \lesssim \mathcal{V} \lesssim 2$ и, наконец, убывает на интервале $\mathcal{V} \gtrsim 2$. Предел слабого беспорядка имеет место при $\mathcal{V} \lesssim 0.1$. Хотя зависимость $T_c^\Delta(\mathcal{V})$ качественно аналогична для всех рассмотренных значений α , амплитуда ее изменений сильно зависит от степени корреляции: наибольшая амплитуда изменения имеет место при $\alpha = 2$, а минимальна при $\alpha = -2$. Как уже было сказано, беспорядок с дальнедействующими корреляциями ($\alpha > 0$) приводит к более однородному сверхпроводящему состоянию по сравнению даже с некоррелированным случаем, в то время как близкодействующие корреляции ($\alpha < 0$) приводят к сверхпроводящему состоянию с высокой степенью неоднородности. Таким образом, в первом случае слагаемое, связанное с локализацией парного состояния, подавлено, а во втором случае – усилено, что отражается в зависимости локальной критической температуры от силы беспорядка \mathcal{V} . Однако не стоит забывать, что локализация сверхпроводящего состояния хоть и приводит к увеличению локальной критической температуры, может также совершенно разрушить возможность системы проводить сверхток при отсутствии связей между локализованными областями, по этой причине была рассчитана температурная зависимость сверхтекучей жесткости, которая характеризует глобальную сверхпроводимость системы. Температурная зависимость жесткости $D_s(T)$ определяет другую критическую температуру T_c^D , при которой жесткость становится отличной от нуля. Результирующая зависимость $T_c^D(\mathcal{V})$ от силы беспорядка \mathcal{V} показана на рисунке 7. В отличие от

$T_c^\Delta(\mathcal{V})$, $T_c^D(\mathcal{V})$ представляет собой монотонно убывающую функцию от \mathcal{V} для всех рассматриваемых значений степени корреляции α . В то же время T_c^D монотонно возрастает с ростом α для всех значений \mathcal{V} .

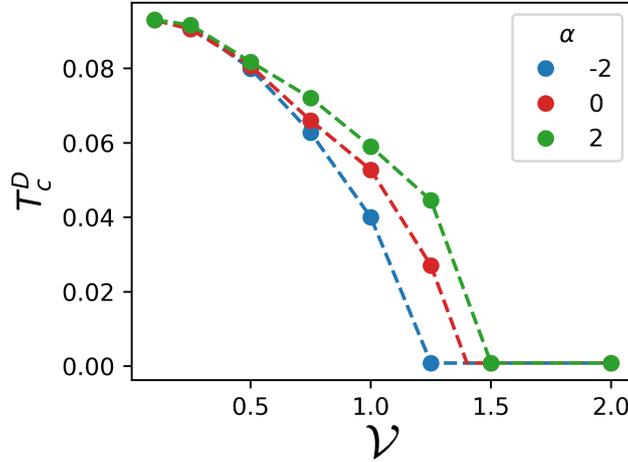


Рис. 7 — Глобальная критическая температура как функция силы беспорядка \mathcal{V} для степеней корреляций $\alpha = -2, 0, 2$

Критические температуры T_c^Δ и T_c^D , определяемые с помощью локальной величины $\Delta(T)$ и глобальной сверхтекучей жесткости $D_s(T)$, обнаруживают качественно различную, даже противоположную зависимость от параметров беспорядка \mathcal{V} и α . Это дополнительно иллюстрируется на рисунке 8, на котором обе критические температуры изображены в зависимости от α при $\mathcal{V} = 1$. Рисунок показывает, что функции $T_c^\Delta(\alpha)$ и $T_c^D(\alpha)$ ведут себя различным образом: $T_c^\Delta(\alpha)$ — монотонно убывающая функция, а $T_c^D(\alpha)$ — монотонно возрастающая. Разница между двумя критическими температурами существенна в случае некоррелированного беспорядка $\alpha = 0$ — их отношение равно $T_c^\Delta/T_c^D \simeq 1.35$. Оно увеличивается для знакопеременных корреляций с $\alpha < 0$. Однако разница $T_c^\Delta - T_c^D$ уменьшается с ростом α (беспорядок становится более коррелированным). При $\alpha > 2$, $T_c^\Delta \simeq T_c^D$, и сверхпроводник имеет единственную критическую температуру, как и в пределе слабого беспорядка. Следует отметить, что значение $\alpha = 2$ в этой модели является особенным. Оно отмечает порог, при котором эффективное корреляционное расстояние становится бесконечным, и корреляции охватывают всю систему.

В **четвертой главе** приводится микроскопическое описание вихревых структур интертпной сверхпроводимости для материалов с параметром ГЛ $\kappa \approx 1$. На рисунке 9 представлено пространственное распределение маг-

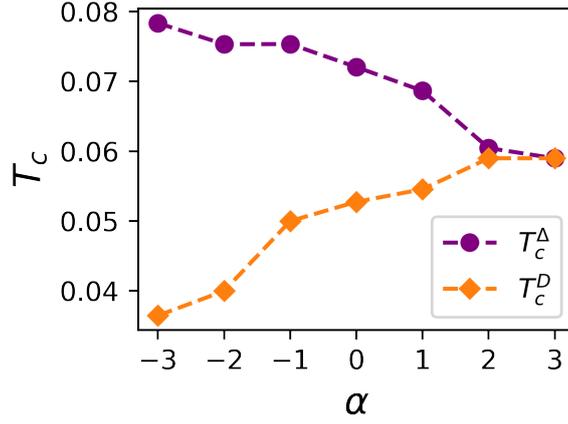


Рис. 8 — Глобальная и локальная критическая температуры как функции степени корреляции α для беспорядка с $\mathcal{V} = 1$.

нитного поля в системе в зависимости от величины электрон-электронного спаривания g . Установлено, что при уменьшении величины g изменяются обе характерные длины — и длина когерентности ξ , и лондоновская длина проникновения магнитного поля λ , однако последняя увеличивается медленнее, чем первая, за счет чего происходит эффективное уменьшение параметра ГЛ κ и переход сверхпроводящего состояния из II рода в I род. Внешнее магнитное поле соответствует проникновению двух (строка (a)), трех (строка (b)) и четырех (строка (c)) квантов потока. Визуальный анализ вихревых картин позволил сделать вывод об изменении вида взаимодействия вихрей и характере их кластеризации.

Была дана оценка характерных длин при помощи подгонки зависимостей парного потенциала и магнитного поля, связанных с единичным вихрем. Для этого для заданных параметров g была рассчитана система из одного вихря, и были получены зависимости парного потенциала и величины магнитного поля как функции расстояния от центра вихря r . Зависимости длины когерентности ξ и лондоновской длины проникновения λ , полученные из результатов подгонки при различных параметрах электронного спаривания g , представлены на рисунке 10. Величина λ медленно меняется в области выбранных параметров спаривания по отношению к длине когерентности ξ , причем обе величины уменьшаются с увеличением значения спаривания g .

Медленное изменение λ по отношению к ξ позволило сделать вывод об эффективном уменьшении параметра $\kappa = \lambda/\xi$ при понижении величины g , что в теории ГЛ соответствует движению из фазы сверхпроводимости II рода

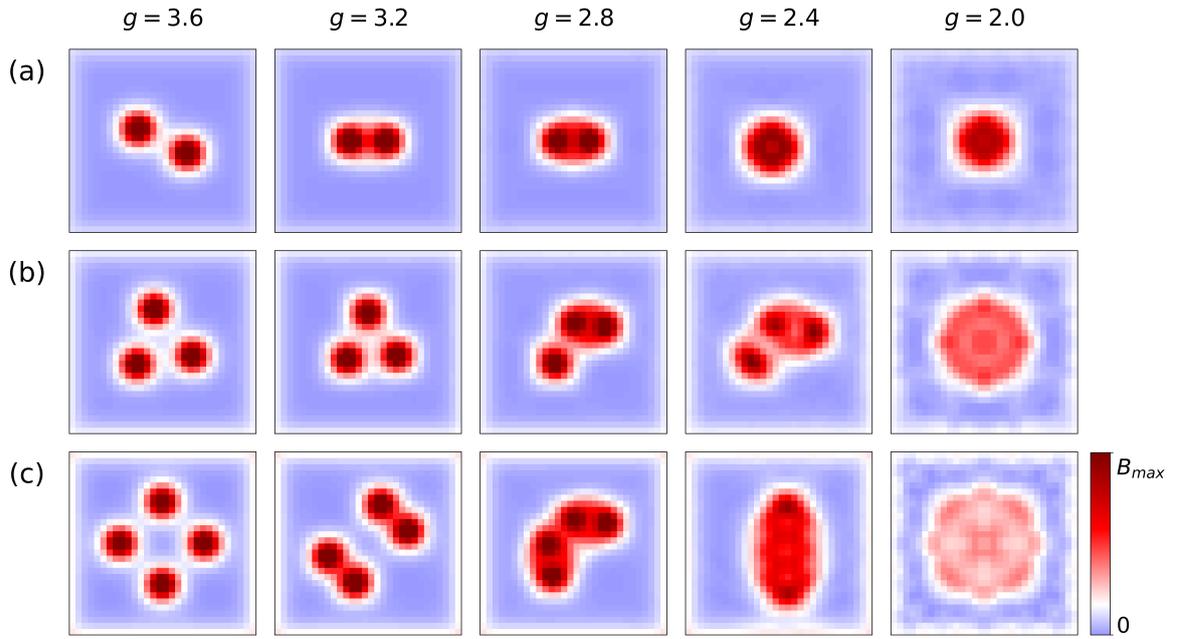


Рис. 9 — Магнитное поле в объеме сверхпроводника, рассчитанное для различных значений спаривания g и разного числа квантов магнитного потока.

к фазе I рода. Была представлена зависимость вихревой структуры от эффективного параметра ГЛ $\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$ (рис. 11). Увеличение параметра g приводит к увеличению и параметра ГЛ, при значениях $\kappa > 2$ наблюдалась треугольная решетка правильной формы, характерная для сверхпроводимости II рода. При значениях $\kappa < 1$ происходило разрушение сверхпроводимости, что характерно для сверхпроводимости I рода, которая не может существовать при наличии в системе даже одного кванта магнитного потока. При промежуточных значениях установлен факт реализации интертипной сверхпроводимости [A4], то есть возникновение вихревых структур, которые нельзя отнести ни к I, ни к II роду. Отмечено, что значение нижней границы интертипной области в работе оценено сверху. Таким образом, впервые были определены границы интертипного домена на фазовой диаграмме по эффективному параметру Гинзбурга-Ландау κ при нуле температуры на основе микроскопической модели.

По зависимости наибольшего и наименьшего расстояния между парой вихрей в системе с тремя вихрями от величины спаривания g сделан вывод о том, что большую роль в формировании интертипных структур играют многочастичные взаимодействия или корреляции. Дано простое качественное описание имеющихся конкурирующих взаимодействий, определяющих карти-

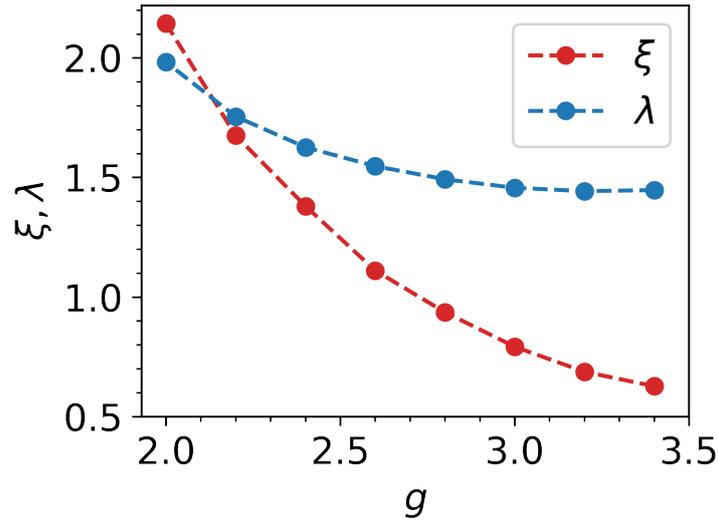


Рис. 10 — Длина когерентности ξ и длина проникновения магнитного поля λ для различных значений величины спаривания g .

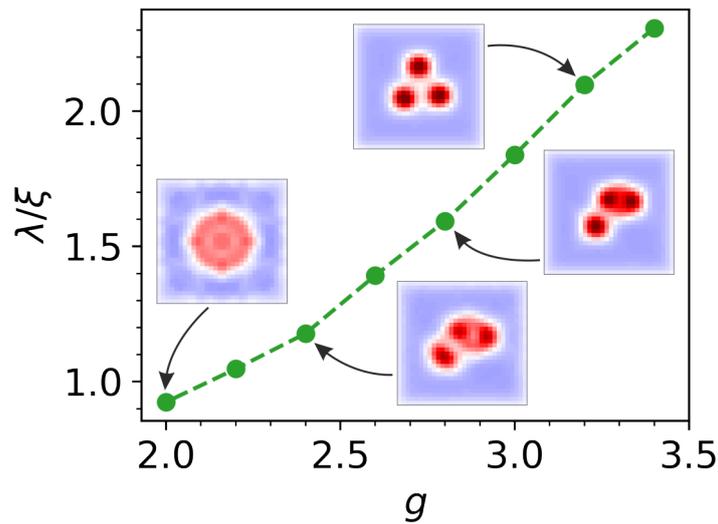


Рис. 11 — Зависимость эффективного параметра ГЛ от величины спаривания g и характерные вихревые конфигурации.

ну экзотических паттернов вихревых структур, основанное на картине перекрытий нормальных областей и магнитных полей вихрей.

В **заклучении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Разработан численный метод описания пространственно неоднородного s-волнового сверхпроводника в рамках микроскопических уравнений Боголюбова - де Жена с учетом влияния внешнего магнитного поля. Реализована модель коррелированного беспорядка с парной

корреляционной функцией, подчиняющейся степенному закону по волновому вектору

2. Численное моделирование показало, что при низких температурах дальнедействующие корреляции в беспорядке приводят к тому, что сверхпроводящее состояние становится более пространственно однородным, что повышает его устойчивость к величине силы примесного потенциала. Характерная длина корреляций беспорядка в пределах сильно неупорядоченного сверхпроводника управляет пространственным распределением куперовских пар, определяя пространственный профиль сверхпроводящего состояния
3. Установлено, что вид корреляций беспорядка в пределах сильно неупорядоченного сверхпроводника влияет на поведение сверхпроводящего состояния и его критическую температуру: дальнедействующие корреляции приводят к устойчивости глобальной сверхтекучей жесткости, упорядочивая пространственный профиль сверхпроводящего состояния, а короткодействующие корреляции, наоборот, делают состояние более неоднородным, создавая локальные области сверхпроводящего состояния с высокими критическими температурами, но не связанными по фазе. На основе анализа определено поведение локальной и глобальной критических температур сверхпроводящего состояния от величины корреляций в беспорядке
4. Впервые на основе микроскопических расчетов построены характерные картины вихревого состояния в интертипном сверхпроводнике и определены границы интертипной области на фазовой диаграмме по эффективному параметру ГЛ. Показана определяющая роль многочастичного взаимодействия при описании пространственно неоднородных картин проникновения магнитного поля в интертипный сверхпроводник

Публикации автора по теме диссертации

- A1. Correlated disorder as a way towards robust superconductivity / V. D. Neverov [и др.] // Communications Physics. — 2022. — июль. — т. 5, № 1.
- A2. The Impact of Short-Range (Gaussian) Disorder Correlations on Superconducting Characteristics / V. D. Neverov [и др.] // Condensed Matter. — 2024. — янв. — т. 9, № 1. — с. 6.
- A3. Exploring disorder correlations in superconducting systems: spectroscopic insights and matrix element effects / V. D. Neverov [и др.] // Beilstein Journal of Nanotechnology. — 2024. — февр. — т. 15. — с. 199–206.
- A4. Fully Microscopic Treatment of Magnetic Field Using Bogoliubov–De Gennes Approach / V. D. Neverov [и др.] // Condensed Matter. — 2024. — янв. — т. 9, № 1. — с. 8.
- A5. Phase Diagram of the Two-Orbital Model for Iron-Based HTSC: Variational Cluster Approximation / Y. V. Zhumagulov [и др.] // JETP Letters. — 2019. — янв. — т. 109, № 1. — с. 45–50.

Список литературы

1. *ABELES B.* Granular Metal Films // Applied Solid State Science. — Elsevier, 1976. — с. 1–117. — ISBN 9780120029068.
2. *Larkin A.* Superconductor-insulator transitions in films and bulk materials // Ann. Phys. — 1999. — № 8. — с. 785–794.
3. *Sacépé B., Feigel'man M., Klapwijk T. M.* Quantum breakdown of superconductivity in low-dimensional materials // Nature Physics. — 2020. — июль. — т. 16, № 7. — с. 734–746.
4. *Finkel'shtein A. M.* Superconducting transition temperature in amorphous films // Письма в ЖЭТФ. — 1987. — т. 45, вып. 1. — с. 37.
5. *Finkel'stein A.* Suppression of superconductivity in homogeneously disordered systems // Physica B: Condensed Matter. — 1994. — март. — т. 197, № 1–4. — с. 636–648.

6. *Fisher M. P. A.* Quantum phase transitions in disordered two-dimensional superconductors // *Physical Review Letters*. — 1990. — авг. — т. 65. — с. 923–926.
7. Coexistence of type-I and type-II superconductivity signatures in ZrB12 probed by muon spin rotation measurements / *P. K. Biswas [и др.]* // *Physical Review B*. — 2020. — окт. — т. 102, № 14.
8. Type-1.5 Superconductivity / *V. Moshchalkov [и др.]* // *Physical Review Letters*. — 2009. — март. — т. 102, № 11.
9. *Ghosal A., Randeria M., Trivedi N.* Inhomogeneous pairing in highly disordered s-wave superconductors // *Phys. Rev. B*. — 2001. — т. 65, вып. 1. — с. 014501.
10. *Chakraborty D., Ghosal A.* Fate of disorder-induced inhomogeneities in strongly correlated d-wave superconductors // *New Journal of Physics*. — 2014. — т. 16, № 10. — с. 103018.
11. *Fan B., Garcia-Garcia A. M.* Enhanced phase-coherent multifractal two-dimensional superconductivity // *Physical Review B*. — 2020. — март. — т. 101, № 10. — с. 104509.