

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

УДК 538.945+538.955

Владимиров Артем Алексеевич

**Теория магнитных возбуждений в системах
с сильной электронной корреляцией**

Специальность: 01.04.02 – теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна – 2010

Работа выполнена в *Лаборатории теоретической физики им.
Н. Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований.*

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор *Н. М. Плакида*

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор *А. Ф. Барабанов*
доктор физико-математических наук,
профессор *И. Я. Полищук*

Ведущая организация: Московский физико-технический
институт

Защита состоится «___» _____ 2010 г. в ___ часов на заседа-
нии диссертационного совета *Д 720.001.01* в Лаборатории теоретической
физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследо-
ваний, 141980, г. Дубна, Московская область, ул. Жолио-Кюри, 6.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛТФ ОИЯИ.

Автореферат разослан «___» _____ 2010 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук

А.Б. Арбузов

Общая характеристика работы

Актуальность работы.

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости в медно-оксидных соединениях (купратах) вызвало необычайно высокую активность в исследовании этого класса систем, важных как с прикладной точки зрения, так и для развития общей теории сильно коррелированных электронных систем. Оказалось, что эти соединения обладают целым рядом необычных свойств, обусловленных сложным взаимодействием электронных, спиновых и решеточных степеней свободы, для изучения которых потребовалось привлечение разнообразных экспериментальных методик. Ввиду сложного характера этих взаимодействий разработка теории оксидных сверхпроводников встречается с рядом трудностей. Несмотря на использование всего арсенала современных методов в теории многочастичных систем и исследование многочисленных микроскопических моделей, однозначная теоретическая интерпретация ряда физических явлений, а также механизма образования сверхпроводящего состояния до сих пор не найдены. Одним из основных механизмов, предложенных для объяснения сверхпроводящего спаривания в купратах, является обмен спиновыми возбуждениями.

Эксперименты по неупругому рассеянию нейтронов показали наличие динамических антиферромагнитных корреляций во всем диапазоне металлических состояний купратов. В частности, эксперимент показывает наличие явления "спиновой псевдощели" в слабо легированных купратах. При низких температурах в купратах наблюдается явно выраженный пик в энергетической зависимости спиновой восприимчивости, который обычно связывают с переходом в сверхпроводящее состояние, хотя в некоторых случаях он наблюдается и в нормальной фазе. Этот пик, известный как резонансная мода, представляет существенный интерес для теории.

Одной из базисных моделей, предложенных для описания высокотемпературных сверхпроводников, является t - J модель для плоскости CuO_2 сверхпроводящих купратов. Эта модель является эффективной моделью для описания низко-энергетической части спектра возбуждений. Она может быть получена из модели Хаббарда в пределе большого кулоновского взаимодействия при исключении дважды занятых электронных состояний с высокой энергией. В результате t - J модель можно записать в виде однопозонной модели с помощью проекционных операторов Хаббарда, которые подчиняются более сложным коммутационным соотношениям по сравнению с ферми- и бозе-операторами. Это обстоятельство затрудняет использование стандартной диаграммной техники при изучении t - J модели. В настоящей работе изучается спиновая динамика в t - J модели с помощью метода функции релаксации в терминах операторов Хаббарда.

Цель работы.

1) Исследование магнитных возбуждений в t - J модели с помощью метода функции релаксации Кубо-Мори в приближении взаимодействующих мод в четвертом порядке по параметру перескока t и обменному взаимодействию J .

2) Исследование зависимости статической спиновой восприимчивости и антиферромагнитной корреляционной длины от концентрации дырок, температуры и величины отношения J/t .

3) Исследование затухания спиновых возбуждений и локальной спиновой восприимчивости в нормальной фазе.

4) Исследование спиновой динамики и резонансной моды в сверхпроводящей фазе.

Научная новизна и практическая значимость.

С помощью метода функции релаксации в терминах операторов Хаббарда сформулирована микроскопическая теория спиновой динамики в t - J

модели, применимая в широком диапазоне параметров. Статическая спиновая восприимчивость, спектр спиновых возбуждений, а также массовый оператор были получены с учетом вклада от движения дырок и обменного взаимодействия. Это позволило в рамках одной теории рассмотреть как случай нулевой концентрации дырок, описываемый моделью Гейзенберга, так и область значительной концентрации дырок, которую обычно описывают в рамках модели коллективизированных электронов. Была вычислена зависимость статической восприимчивости и антиферромагнитной корреляционной длины от температуры и концентрации дырок, проанализирован переход из антиферромагнитной фазы в парамагнитную. Было выяснено, что вклад от движения дырок в спектр $\omega_{\mathbf{q}}$ является существенным даже в области $\delta \lesssim 0.1$ и приводит к возникновению быстро растущей с концентрацией дырок спиновой щели $\omega_{\mathbf{Q}}$ на антиферромагнитном волновом векторе $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$. Также показано, что основной вклад в затухание спиновых возбуждений при ненулевом легировании обусловлен движением дырок.

Вычисление динамической спиновой восприимчивости при низкой температуре в сверхпроводящей фазе дало результат, значительно отличающийся от результатов, полученных в приближении простой электрон-дырочной петли, когда затухание существенным образом зависит от формы поверхности Ферми и равно нулю при достаточно низкой энергии и концентрации дырок. При концентрации дырок больше критической, которая определяется видом электронной дисперсии, затухание резко возрастает и становится на порядок больше, чем затухание, вычисленное с полным массовым оператором, учитывающим, помимо электрон-дырочного вклада, еще и спиновые возбуждения. Рассмотрение спектральной функции, вычисленной с полным массовым оператором показывает, что резонансная мода существует как в сверхпроводящей, так и в нормальной фазе и нали-

чие сверхпроводящей щели в электронном спектре не является необходимым условием существования резонансной моды, а только дополнительно увеличивает ее интенсивность. В нормальной фазе основную роль в возникновении резонансной моды играет щель в спектре спиновых возбуждений.

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

1. Развита микроскопическая теория спиновых возбуждений в сильно коррелированных системах, которая последовательно учитывает как обменное взаимодействие, так и кинетический вклад в рамках t - J модели.

2. Проведен расчет статических спиновых свойств модели, которые хорошо согласуются с результатами точной диагонализации для конечных кластеров и экспериментальными исследованиями в высокотемпературных купратных сверхпроводниках.

3. Объяснен переход от хорошо определенных спиновых волн в пределе модели Гейзенберга к сильно затухающим спиновым возбуждениям при малом легировании в согласии с экспериментом.

4. Показано, что резонансная мода при низких температурах в купратах обусловлена сильным подавлением затухания спиновых возбуждений за счет наличия щели в спиновом спектре на антиферромагнитном волновом векторе наряду со сверхпроводящей щелью в спектре квазичастиц.

Апробация работы.

Результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

1. Третья международная конференция "Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости" (13-17 октября 2008 года г.Звенигород)

2. "Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления" (18 июня 2009 года г.Троицк, ИФВД РАН)

3. The 3-rd Conference "Statistical Physics: Modern Trends and Applications" (23-25 June 2009, Lviv, Ukraine)

4. The International Bogolyubov Conference "Problems of Theoretical and Mathematical Physics" (august 21-27 2009 Moscow - Dubna)

а также на семинарах ЛТФ ОИЯИ.

Публикации.

Материалы диссертации опубликованы в 3 печатных работах [1, 2, 3], направленном в журнал препринте [4] и 2 тезисах докладов на международных конференциях [5, 6].

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и приложения. Общий объем диссертации 100 страниц, включая 27 рисунков и список литературы из 81 наименования.

Автор выражает благодарность научному руководителю профессору Н. М. Плакиде и профессору Д. Иле (Лейпцигский университет) за многочисленные консультации.

Основное содержание работы

Во введении обоснована актуальность диссертации, сформулирована цель исследований и научная новизна полученных результатов, представлены положения, выносимые на защиту. Дан краткий обзор основных экспериментальных результатов по спиновой динамике в купратных сверхпроводниках, а также основных теоретических моделей, применяемых для объяснения этих экспериментов.

В первой главе "Динамическая спиновая восприимчивость: формализм функции релаксации" формулируется микроскопическая теория спиновой динамики в t - J модели с использованием метода функции релаксации Кубо-Мори. Для получения точного уравнения для динамической

восприимчивости применяется техника операторов Хаббарда. Рассматривается t-J модель с гамильтонианом, записанным в терминах операторов Хаббарда:

$$H_{t-J} = - \sum_{i \neq j, \sigma} t_{ij} X_i^{\sigma 0} X_j^{0\sigma} - \mu \sum_{i\sigma} X_i^{\sigma\sigma} + \frac{1}{4} \sum_{i \neq j, \sigma} J_{ij} (X_i^{\sigma\bar{\sigma}} X_j^{\bar{\sigma}\sigma} - X_i^{\sigma\sigma} X_j^{\bar{\sigma}\bar{\sigma}}). \quad (1)$$

Здесь введены интегралы перескока $t_{ij} = t$, и обменное взаимодействие $J_{ij} = J$ для ближайших соседей на двумерной квадратной решетке. Эти параметры модели можно считать независимыми. Химический потенциал μ определяется из уравнения для средней плотности заполнения

$$n = \langle n_i \rangle = \sum_{\sigma} \langle X_i^{\sigma\sigma} \rangle. \quad (2)$$

Операторы Хаббарда определяются в виде матрицы $X_i^{\alpha\beta} = |i, \alpha\rangle\langle i, \beta|$ для трех возможных состояний на узле решетки i : $|i, \alpha\rangle = |i, 0\rangle$ для пустого узла и $|i, \sigma\rangle$ для однократно заполненного узла со спином $\sigma/2$ ($\sigma = \pm 1$, $\bar{\sigma} = -\sigma$). Операторы спина и плотности выражаются через операторы Хаббарда как

$$S_i^{\sigma} = X_i^{\sigma\bar{\sigma}}, \quad S_i^z = \frac{1}{2} \sum_{\sigma} \sigma X_i^{\sigma\sigma}, \quad n_i = \sum_{\sigma} X_i^{\sigma\sigma}. \quad (3)$$

Динамическая восприимчивость для спиновых операторов $S_i^{\pm} = S_i^x \pm iS_i^y$ определяется запаздывающей временной коммутаторной функцией Грина

$$\chi(\mathbf{q}, \omega) = -\langle\langle S_{\mathbf{q}}^+ | S_{-\mathbf{q}}^- \rangle\rangle_{\omega} = - \sum_{\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j} \exp\{-i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)\} \langle\langle S_i^+ | S_j^- \rangle\rangle_{\omega}, \quad (4)$$

$$\langle\langle A|B \rangle\rangle_{\omega} = -i \int_0^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle[A(t), B]\rangle, \quad (5)$$

где $\text{Im } \omega > 0$, $A(t) = \exp(iHt)A \exp(-iHt)$, и $\langle AB \rangle$ обозначает статистическое среднее от операторов AB .

Для вычисления динамической спиновой восприимчивости используется метод проектирования Мори в уравнениях движения для функции

релаксации. Проектирование производится для производных второго порядка по времени от спиновых операторов, в результате получается формально точное представление для спиновой восприимчивости:

$$\chi(\mathbf{q}, \omega) = -\frac{m(\mathbf{q})}{\omega^2 - \omega_{\mathbf{q}}^2 - \omega \Sigma(\mathbf{q}, \omega)}. \quad (6)$$

Когерентное распространение спиновых возбуждений описывается спиновой частотой $\omega_{\mathbf{q}}$, в то время как массовый оператор $\Sigma(\mathbf{q}, \omega)$ определяет некогерентную часть спектра, обусловленную неупругими процессами рассеяния. Спиновая частота $\omega_{\mathbf{q}}^2 = m(\mathbf{q})/\chi_{\mathbf{q}}$ выражается через статическую спиновую восприимчивость $\chi_{\mathbf{q}}$ и статическую корреляционную функцию $m(\mathbf{q}) = \langle [i\dot{S}_{\mathbf{q}}^+, S_{-\mathbf{q}}^-] \rangle$. Массовый оператор определяется собственной (*proper*) частью функции Грина для вторых производных по времени от спиновых операторов, которая не содержит функций Грина, описывающих свободное распространение частиц:

$$\omega \Sigma(\mathbf{q}, \omega) = \frac{1}{m(\mathbf{q})} \langle \langle (-\ddot{S}_{\mathbf{q}}^+) | (-\ddot{S}_{-\mathbf{q}}^-) \rangle \rangle_{\omega}^{(proper)}. \quad (7)$$

При этом спектр спиновых возбуждений описывается спектральной функцией – мнимой частью спиновой восприимчивости (6):

$$\text{Im}\chi(\mathbf{q}, \omega + i\varepsilon) = \chi''(\mathbf{q}, \omega) = m(\mathbf{q}) \frac{-\omega \Sigma''(\mathbf{q}, \omega)}{[\omega^2 - \omega_{\mathbf{q}}^2 - \omega \Sigma'(\mathbf{q}, \omega)]^2 + [\omega \Sigma''(\mathbf{q}, \omega)]^2}, \quad (8)$$

где $\Sigma(\mathbf{q}, \omega + i\varepsilon) = \text{Re}\Sigma(\mathbf{q}, \omega) + i\text{Im}\Sigma(\mathbf{q}, \omega) \equiv \Sigma'(\mathbf{q}, \omega) + i\Sigma''(\mathbf{q}, \omega)$.

Статическая спиновая восприимчивость и спиновая частота вычисляются с помощью обобщенного приближения среднего поля. Для спиновой частоты $\omega_{\mathbf{q}}$ и функции $m(\mathbf{q})$ получены уравнения:

$$\begin{aligned} \omega_{\mathbf{q}}^2 &= 8t^2\lambda_1(1 - \gamma_{\mathbf{q}})(1 - n - F_{2,0} - 2F_{1,1}) \\ &+ 4J^2(1 - \gamma_{\mathbf{q}})\left(\lambda_2\frac{n}{2} - \alpha_1 C_{1,0}(4\gamma_{\mathbf{q}} + 1)\right) \\ &+ \alpha_2(2C_{1,1} + C_{2,0}), \end{aligned} \quad (9)$$

где введены параметры $\lambda_1, \lambda_2, \alpha_1, \alpha_2$ для перенормировки вершин,

$$m(\mathbf{q}) = \langle [iS_{\mathbf{q}}^+, S_{-\mathbf{q}}^-] \rangle = 8t(1 - \gamma_{\mathbf{q}})F_{10} - 8J(1 - \gamma_{\mathbf{q}})C_{10}. \quad (10)$$

Здесь введены корреляционные функции

$$F_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} \cos \mathbf{qR}_{ij} F_{\mathbf{q}}, \quad F_{\mathbf{q}} = \langle X_{\mathbf{q}}^{\sigma 0} X_{-\mathbf{q}}^{0\sigma} \rangle, \quad (11)$$

$$C_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q} \neq \mathbf{Q}} \cos \mathbf{qR}_{ij} C_{\mathbf{q}} + C \cos \mathbf{QR}_{ij}, \quad C_{\mathbf{q}} = \langle S_{\mathbf{q}}^+ S_{-\mathbf{q}}^- \rangle, \quad (12)$$

где $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ – антиферромагнитный волновой вектор, C – параметр порядка, связанный с намагниченностью подрешеток $m^2 = 3/2C$, $\gamma_{\mathbf{q}} = (1/2)(\cos q_x + \cos q_y)$.

Антиферромагнитная корреляционная длина ξ вычисляется путем разложения спиновой восприимчивости в окрестности антиферромагнитного волнового вектора $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$:

$$\chi_{\mathbf{Q}+\mathbf{k}} = \frac{\chi_{\mathbf{Q}}}{1 + \xi^2 k^2}, \quad (13)$$

Для ξ^2 получено выражение $\xi^2 = 8J^2 \alpha_1 |C_{01}| / \omega_{\mathbf{Q}}^2$. Таким образом, в приближении взаимодействующих мод для статических корреляционных функций получены уравнения для спектра спиновых возбуждений, статической восприимчивости и корреляционной длины.

Массовый оператор вычисляется в приближении взаимодействующих мод с учетом вкладов от движения дырок и обменного взаимодействия. Вклад от обменного взаимодействия важен только в случае модели Гейзенберга, когда он является единственным, и при очень малом легировании. В сверхпроводящем состоянии, которое существует только при достаточно высоком легировании, вклад от обменного взаимодействия мал и им можно пренебречь. Для вычисления корреляционных функций, входящих в массовый оператор использовалось приближение среднего поля. Для мнимой

части массового оператора в сверхпроводящей фазе было получено уравнение:

$$\begin{aligned} \Sigma_t''(\mathbf{q}, \omega) &= \frac{\pi(2t)^4 (1 - n/2)^2}{\omega m(\mathbf{q}) N^2} \sum_{\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2} \sum_{\omega_1 = \pm E_{\mathbf{q}_1}} \sum_{\omega_2 = \pm \omega_{\mathbf{q}_2}} \sum_{\omega_3 = \pm E_{\mathbf{q}_3}} \\ & m(\mathbf{q}_2) \frac{N(\omega_2)n(-\omega_1)n(\omega_3) + N(-\omega_2)n(\omega_1)n(-\omega_3)}{8\omega_1\omega_2\omega_3} \\ & [(\Lambda_{\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3}^2 + \Lambda_{\mathbf{q}_3, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_1}^2)(\omega_1 + \varepsilon_{\mathbf{q}_1})(\omega_3 + \varepsilon_{\mathbf{q}_3}) \\ & - 2\Lambda_{\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3}\Lambda_{\mathbf{q}_3, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_1}\Delta_{\mathbf{q}_1\sigma}\Delta_{\mathbf{q}_3\sigma}] \delta(\omega + \omega_1 - \omega_2 - \omega_3), \end{aligned} \quad (14)$$

где вершина имеет вид:

$$\Lambda_{\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2\mathbf{q}_3} = 4(\gamma_{\mathbf{q}_3+\mathbf{q}_2} - \gamma_{\mathbf{q}_1})\gamma_{\mathbf{q}_3} + \gamma_{\mathbf{q}_2} - \gamma_{\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_3}. \quad (15)$$

Спектр квазичастиц в сверхпроводящей фазе дается обычной формулой $E_{\mathbf{q}} = \sqrt{\varepsilon_{\mathbf{q}}^2 + \Delta_{\mathbf{q}}^2}$ со сверхпроводящей щелью $\Delta_{\mathbf{q}}$ и $\varepsilon_{\mathbf{q}} = -4(1 - n/2)t\gamma_{\mathbf{q}} - \mu$.

Результаты первой главы опубликованы в работах [1, 2].

Во второй главе "Спиновые возбуждения в нормальной фазе" общая теория, развитая в первой главе, используется для исследования статических и динамических магнитных свойств нормальной фазы. В первой части рассматриваются статические магнитные свойства, такие как дальний антиферромагнитный порядок, возникающий при нулевой температуре при концентрации дырок ниже критической, зависимость корреляционных функций и корреляционной длины от температуры и легирования. На рисунке 1(а) приведена зависимость спиновых корреляционных функций от концентрации дырок при $T = 0$ и $J/t = 0.4$. Она хорошо согласуется с результатами точной дигонализации для конечного (4×4) кластера, полученными в работе [7]. Различный знак функций $C_{n,m}$ показывает наличие ближнего антиферромагнитного порядка, постепенно уменьшающегося с увеличением концентрации дырок и уменьшением отношения J/t .

В пределе модели Гейзенберга $\delta = 0$ была получена намагниченность подрешеток $m(0) = 0.303$, что хорошо согласуется со значением

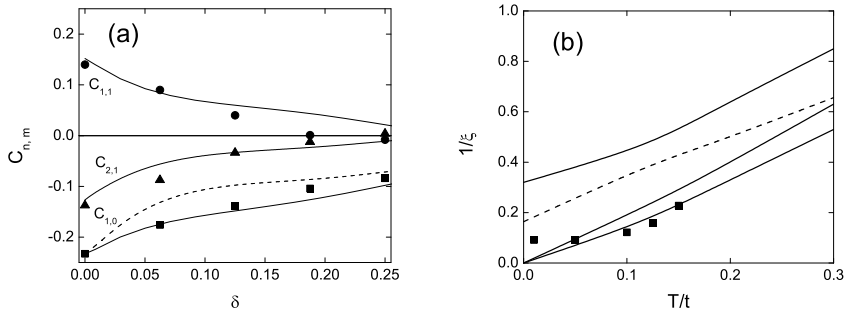


Рисунок 1. (а) Зависимость спиновых корреляционных функций от концентрации дырок при $T = 0$ и $J/t = 0.4$ (сплошная линия), Функция $C_{1,0}$ при $J/t = 0.2$ изображена пунктиром. Результаты точной диагонализации [7] даны символами. (б) Обратная антиферромагнитная корреляционная длина в зависимости от температуры T при $J/t = 0.4$ (сплошные линии) для концентрации дырок $\delta = 0, 0.04, 0.1$, снизу вверх, и при $J/t = 0.2$ (пунктир) для $\delta = 0.04$. Результаты экспериментов по нейтронному рассеянию на $\text{La}_{2-\delta}\text{Sr}_\delta\text{CuO}_4$ с $\delta = 0.04$ даны точками [8].

$m(0) = 0.3074$, полученным с помощью квантового метода Монте-Карло в работе [9]. При критической концентрации дырок $\delta_c(J/t)$ происходит переход из антиферромагнитной упорядоченной фазы в парамагнитную фазу с ближним порядком. В работе получена критическая концентрация дырок $\delta_c = 0.05, 0.038, 0.025$ при $J/t = 0.4, 0.3, 0.2$, соответственно. Пропорциональность $\delta_c \propto J/t$ была также получена в работе [10] с несколько большими значениями δ_c .

На рисунке 1(b) показана обратная корреляционная длина $\xi^{-1}(T, \delta, J/t)$. При данном значении J/t и $\delta < \delta_c$ в пределе $T \rightarrow 0$ возникает антиферромагнитный дальний порядок, связанный с исчезновением антиферромагнитной щели в спиновом спектре $\omega_{\mathbf{Q}} \rightarrow 0$ и с расходимостью ξ . При нулевой концентрации дырок $\xi^{-1}(T)$ экспоненциально уменьшается при $T \rightarrow 0$. При $\delta > \delta_c$ основное состояние не является антиферромагнитно упорядоченным, соответственно $\omega_{\mathbf{Q}} > 0$ и

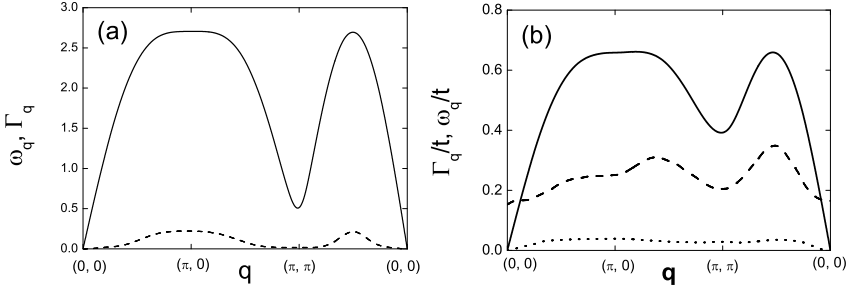


Рисунок 2. (а) Спектр спиновых волн $\omega_{\mathbf{q}}$ (сплошные линии) и их затухание $\Gamma_{\mathbf{q}}$ (пунктир) в пределе Гейзенберга, $\delta = 0$, при $T = 0.35J$. (б) Спектр спиновых возбуждений $\omega_{\mathbf{q}}$ (сплошная линия) и отдельные вклады в их затухание $\Gamma_{J,\mathbf{q}}$ (точки) и $\Gamma_{t,\mathbf{q}}$ (пунктир) при $T = 0.15t$ и $\delta = 0.1$.

корреляционная длина имеет конечный предел при $T \rightarrow 0$. Чтобы сравнить температурную зависимость $\xi^{-1}(T, \delta)$ с экспериментами по рассеянию нейтронов на LSCO при $T \leq 600$ К [8], положим $a = 3.79$ Å и $J = 130$ meV и рассмотрим концентрацию дырок $\delta = 0.04$. Как видно на рисунке 1(б), получено неплохое согласие с экспериментом.

Во второй части Главы II рассматривается спиновая динамика. При этом анализ спектра спиновых возбуждений и их затухания проводится в широкой области температур и легирования.

Рассмотрим предел нулевой концентрации дырок $\delta = 0$, в котором t - J модель эквивалентна модели Гейзенберга. На рисунке 2(а) показан спектр спиновых возбуждений $\omega_{\mathbf{q}}$ и затухание $\Gamma_{\mathbf{q}} = -(1/2)\text{Im}\Sigma(\mathbf{q}, \omega_{\mathbf{q}})$. В области спиновых волн, при $q\xi \gg 1$, имеются хорошо выраженные квазичастицы с $\Gamma_{\mathbf{q}} \ll \omega_{\mathbf{q}}$. Хорошо выраженные спиновые возбуждения в двумерной модели Гейзенберга были получены многими авторами (см. обзор [11]).

При ненулевой концентрации дырок вклад в массовый оператор от спин-фермионного рассеяния $\Sigma''_t(\mathbf{q}, \omega)$ быстро увеличивается с ростом температуры и концентрации дырок и уже при небольшой концентрации намного превосходит вклад от спин-спинового рассеяния $\Sigma''_J(\mathbf{q}, \omega)$, как пока-

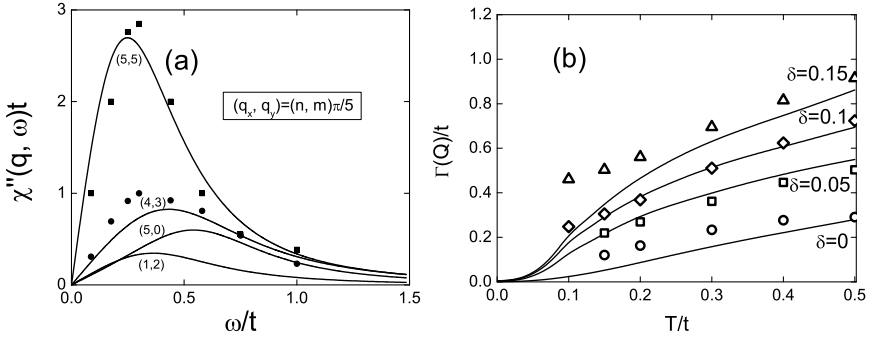


Рисунок 3. (а) Спектральная функция $\chi''(\mathbf{q}, \omega)$ для различных волновых векторов при $T = 0.15t$ и $\delta = 0.1$. Результаты точной диагонализации [13] показаны символами. (б) Затухание в низкочастотном пределе $\Gamma(\mathbf{Q}) = -(1/2)\Sigma''(\mathbf{Q}, \omega = 0)$ как функция температуры и концентрации дырок. Результаты точной диагонализации [13] показаны символами.

зано на рисунке 2(b).

С увеличением концентрации дырок спиновые волны превращаются в сильно затухающие спиновые возбуждения (антиферромагнитные парамагноны), описываемые широким спектром. На рисунке 3(a) показана спектральная функция при $\delta = 0.1$ и $T = 0.15t$, которая достаточно хорошо согласуется с результатами точной диагонализации из работы [13]. На рисунке 3(b) приведена температурная зависимость низкочастотного затухания $\Gamma(\mathbf{Q}) = -(1/2)\Sigma''(\mathbf{Q}, \omega = 0)$ при различных концентрациях дырок. В области высоких температур обнаружено достаточно хорошее согласие с точной диагонализацией для конечного кластера [13]. В области низких температур наблюдается существенное различие, которое можно объяснить эффектами конечного размера системы, которые наиболее существенны при низкой температуре.

Результаты второй главы опубликованы в работе [3].

В третьей главе "Спиновые возбуждения в сверхпроводящей фазе" общая теория, развитая в первой главе, используется для объяснения резонансной моды в сверхпроводящей фазе.

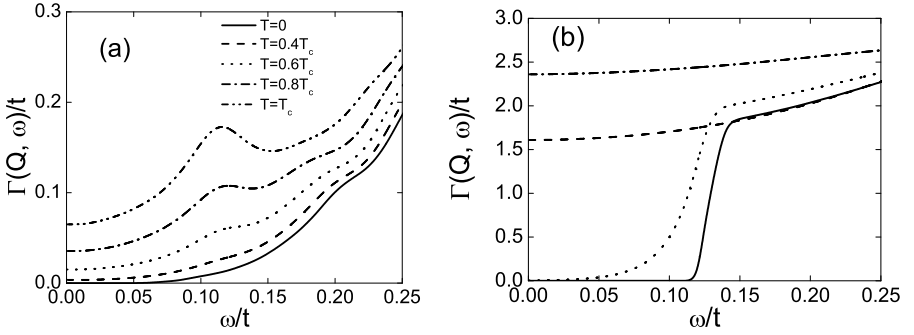


Рисунок 4. (а) Затухание спиновых возбуждений $\Gamma(\mathbf{Q}, \omega)$ при $\delta = 0.2$ и $T \leq T_c = 0.025t$ в случае d -волнового спаривания, вычисленное с полным массовым оператором. (б) затухание спиновых возбуждений $\Gamma(\mathbf{Q}, \omega)$, вычисленные с массовым оператором в приближении электрон-дырочной петли при $\delta = 0.2$ в случае d -волнового спаривания ($\Delta_0 \approx 0.1t$) при $T = 0$ (сплошная линия) и $T = 0.4T_c$ (точки) и в нормальной фазе при $T = 0$ (пунктир) и $T = T_c$ (штрих-пунктир).

Рассмотрим температурную зависимость затухания спиновых возбуждений на антиферромагнитном волновом векторе $\Gamma(\mathbf{Q}, \omega) = -(1/2)\Sigma_t''(\mathbf{Q}, \omega)$. На рисунке 4(а) показано затухание при концентрации дырок $\delta = 0.2$ при различных температурах в сверхпроводящей фазе с d -волновой щелью $\Delta_q^{(d)} = (\Delta_0(T)/2)(\cos q_x - \cos q_y)$ с зависящей от температуры амплитудой $\Delta_0(T)$.

Существенно отличающееся поведение затухания было получено при вычислении массового оператора в приближении электрон-дырочной петли (рисунок 4(б)), в котором спиновая корреляционная функция, входящая в массовый оператор берется в статическом приближении. Похожие результаты были получены другими авторами с использованием аналогичного приближения (см., например, работу [12]). Различие может быть объяснено наличием дополнительного спинового возбуждения с конечной энергией $\omega_{\mathbf{Q}}$ в распадном процессе в случае полного массового оператора, которое играет роль, аналогичную сверхпроводящей щели в возбуждении электрон-

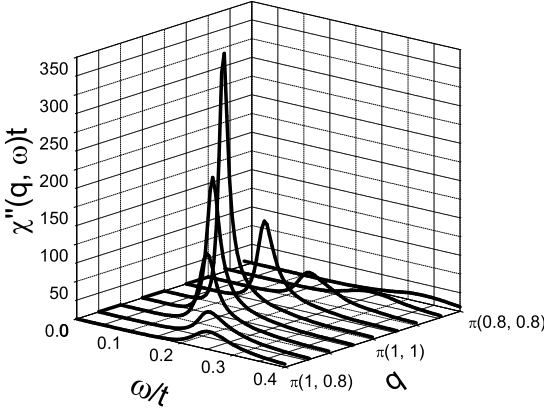


Рисунок 5. Спектральная функция $\chi''(\mathbf{q}, \omega)$ в окрестности волнового вектора $\mathbf{Q} = \pi(1, 1)$ при $T = 0$ и $\delta = 0.2$.

дырочных пар. Это приводит к подавлению затухания при низких температурах ($T \ll \omega_{\mathbf{Q}}$) и появлению резонансной моды даже при температурах выше T_c , что согласуется с экспериментальными наблюдениями.

Дисперсия спектральной функции при $\delta = 0.2$ показана на рисунке (5). Наблюдается быстрое подавление интенсивности спектральной функции вдали от антиферромагнитного волнового вектора $\mathbf{Q} = \pi(1, 1)$ даже при $T = 0$, что объясняет резонансное поведение спектральной функции при низкой температуре. Это подавление вызвано быстрым ростом затухания при удалении от волнового вектора \mathbf{Q} .

На рисунке 6(a) теоретические расчеты для спектральной функции сравниваются с данными эксперимента по нейтронному рассеянию на почти оптимально легированном монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.92}$ [14] при $T = 5\text{K}$ и $T = 100\text{K}$. В этом образце $T_c = 91\text{K}$ и энергия резонансной моды $E_r \simeq 40\text{meV} \simeq 5k_B T_c \simeq 2\Delta_0$. На рисунке 6(b) приведено сравнение с экспериментом на монокристалле низко легированного орто-II $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ с $E_r = 33\text{meV}$ при концентрации дырок $\delta = 0.09$ и $T_c = 59\text{K}$ при $T = 8\text{K}$ и $T = 85\text{K}$ (см. рисунок 14 в работе [15]). Заметим, что в этом экспе-

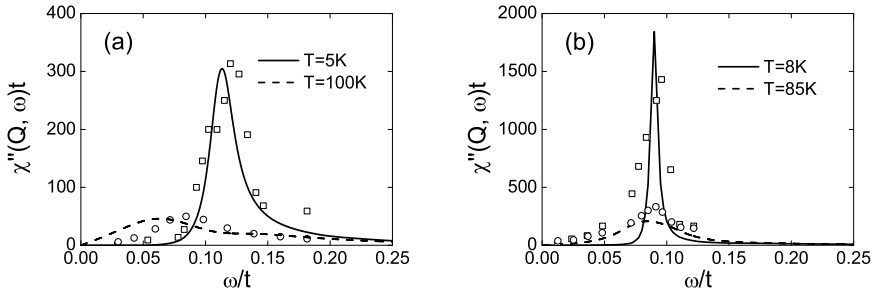


Рисунок 6. (а) Спектральная функция $\chi''(\mathbf{Q}, \omega)$ при концентрации дырок $\delta = 0.2$ и экспериментальные данные для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.92}$ [14] при $T = 5\text{K}$ (квадраты) и $T = 100\text{K}$ (круги). (б) Спектральная функция $\chi''(\mathbf{Q}, \omega)$ при концентрации дырок $\delta = 0.09$ и экспериментальные данные для монокристалла орто-II фазы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ [15], рисунок 14, при $T = 8\text{K}$ (квадраты) и $T = 85\text{K}$ (круги).

рименте $2\Delta_0 \sim 5k_B T_c \simeq 25\text{ meV} < E_T$. Полученное нами хорошее согласие теоретических расчетов с экспериментом показывает, что использованный в работе метод уравнений движения для функции релаксации адекватно описывает спиновую динамику купратов в широком диапазоне легирования и температуры.

Результаты третьей главы опубликованы в работе [4].

В Заключение кратко сформулированы основные результаты диссертации.

Список литературы

- [1] А. А. Владимиров, Д. Иле, Н. М. Плакида, Динамическая спиновая восприимчивость в t - J модели: метод функции памяти, Теор. Мат. Физ. **145**, 240-255 (2005).
- [2] А. А. Владимиров, Д. Иле, Н. М. Плакида, Статическая спиновая восприимчивость в t - J модели, Теор. Мат. Физ. **152**, 538-550 (2007).
- [3] A.A. Vladimirov, D. Ihle, and N. M. Plakida, Dynamic spin susceptibility in the t - J model, Phys. Rev. B **80**, 104425 (pp. 1–12) (2009).
- [4] A.A. Vladimirov, D. Ihle, and N. M. Plakida, Dynamic spin susceptibility of superconducting cuprates: A microscopic theory of the magnetic resonance mode, направлено в Phys. Rev. B, препринт ОИЯИ, E17-2010-62, arXiv.org/cond-mat/arXiv:1006.1525.
- [5] N. Plakida, A.A. Vladimirov and D. Ihle, Dynamic spin susceptibility and superconductivity in cuprates, Book of Abstracts The 3-rd Conference "Statistical Physics: Modern Trends and Applications", Lviv, 48 (2009).
- [6] A.A. Vladimirov, D. Ihle, and N. M. Plakida, Dynamic spin susceptibility in the t - J model, Book of Abstracts The International Bogolyubov Conference "Problems of Theoretical and Mathematical Physics", Dubna, 263 (2009).
- [7] J. Bonča, P. Prelovšek, and I. Sega, Europhys. Lett. **10**, 87 (1989).
- [8] M.A. Kastner, R.J. Birgeneau, G. Shirane, and Y. Endoh, Rev. Mod. Phys **70**, 897 (1998).
- [9] U.-J. Wiese and H.-P. Ying, Z. Phys. B **93**, 147 (1994).
- [10] M. Vojta and K. Becker, Phys. Rev. B **54**, 15483 (1996).

- [11] E. Manousakis, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 1 (1991).
- [12] I. Sega, P. Prelovšek, and J. Bonča, *Phys. Rev. B* **68**, 054524 (2003).
- [13] P. Prelovšek, I. Sega, and J. Bonča, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 027002 (2004).
- [14] P. Bourges, in: *The Gap Symmetry and Fluctuations in High Temperature Superconductors*, edited by J. Bok, G. Deutscher, D. Pavuna, and S.A. Wolf (Plenum Press, 1998), p. 349.
- [15] C. Stock, W.J.L. Buyers, R. Liang, D. Peets, Z. Tun, D. Bonn, W.N. Hardy, and R.J. Birgeneau, *Phys. Rev. B* **69**, 014502 (2004).