

На правах рукописи

Шкляев Андриан Анатольевич

**ВЛИЯНИЕ КВАНТОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ НА  
ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ 2D МАГНЕТИКОВ И  
РЕАЛИЗАЦИЮ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ФАЗЫ  
АНСАМБЛЯ СПИНОВЫХ ПОЛЯРОНОВ**

Специальность 01.04.07 — физика конденсированного состояния

**Автореферат**

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Красноярск — 2011

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук  
Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН

**Научный руководитель:** доктор физико-математических наук,  
профессор **Вальков В.В.**

**Официальные оппоненты:** доктор физико-математических наук,  
доцент **Михеенков А.В.**

доктор физико-математических наук,  
доцент **Булгаков Е.Н.**

**Ведущая организация:** Учреждение Российской академии наук  
Институт физики им. Х.И. Амирханова  
Дагестанского научного центра РАН

Защита состоится                    декабря 2011 г. в                    часов на заседании дис-  
сертационного совета Д 003.055.02 при Учреждении Российской академии  
наук Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН по  
адресу: 660036, г. Красноярск, Академгородок 50, стр. 38, ИФ СО РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФ СО РАН.

Автореферат разослан                    ноября 2011 года.

Ученый секретарь диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук

Втюрин А.Н.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** На сегодняшний день одним из главных направлений исследований в физике конденсированного состояния вещества является изучение систем с сильными электронными корреляциями. Импульсом для активного исследования сильно коррелированных систем послужило открытие в 1986 году высокотемпературной сверхпроводимости [1] в соединении  $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ .

Купратные сверхпроводники обладают важным свойством — они имеют анизотропную структуру, состоящую из  $\text{CuO}_2$  плоскостей, разделённых различными для разных соединений промежуточными плоскостями. Связь между  $\text{CuO}_2$  плоскостями слаба и многие свойства купратов определяются именно этими квазидвумерными слоями. Сильные электронные корреляции в  $\text{CuO}_2$  плоскостях являются определяющими при формировании физических свойств таких материалов. В большинстве случаев эти материалы относятся к так называемым моттовским изоляторам. Их главная особенность заключается в том, что с точки зрения стандартной зонной теории они должны были быть металлами, тогда как в действительности такие материалы в отсутствие легирования являются диэлектриками. Физическую причину такого несоответствия впервые вскрыл Мотт [2], указав на существенную роль кулоновского одноузельного взаимодействия.

При теоретическом описании свойств указанных материалов целесообразно выделить квазидвумерную магнитную подсистему и подсистему подвижных носителей заряда. В отсутствие легирования подвижные заряды в купратах, как правило, отсутствуют. Для теоретического описания свойств магнитной подсистемы чаще всего применяют модель Гейзенберга, хотя в ряде случаев при описании некоторых свойств данная модель требует расширения [3]. Это может достигаться как введением магнитной анизотропии, так и учётом слагаемых более высоких степеней по спиновым операторам [4].

Теоретический аппарат, развитый при исследовании свойств купратных высокотемпературных сверхпроводников, нашёл применение в исследовании ряда других квазидвумерных систем. Так, в сверхрешётках  $\text{Fe}/\text{V}$  существует возможность плавно изменять обменный интеграл между слоями железа от ферромагнитного к антиферромагнитному в зависимости от количества водорода, адсорбированного в слоях ванадия [5]. Также представляют интерес неоднородные материалы, содержащие границу раздела слоёв с разными свойствами. Одной из таких структур является система  $\text{Co}/\text{Cu}$ , где слои кобальта чередуются со слоями меди, создавая структуру с границей раздела ферромагнетик-антиферромагнетик. Актуальным является вопрос

о роли квантовых флуктуаций в таких структурах.

Несмотря на долгую историю исследования квазидвумерных магнетиков их изучение до сих пор остается актуальным. Так, открытие ванадатов [6] вызвало новый интерес к моделям, описывающим двумерные магнетики [7]. В соединениях типа  $\text{Li}_2\text{VO}(\text{Si}, \text{Ge})\text{O}_4$ ,  $\text{VO}\text{MoO}_4$  и  $\text{BaCdVO}(\text{PO}_4)_2$  оксид ванадия также образует плоскости содержащие ионы  $\text{V}^{4+}$  со спином  $S = 1/2$ . Особенностью этих соединений является фрустрированный характер взаимодействия между ближайшими и следующими за ближайшими соседями. Поэтому в основном при описании ванадатов пользуются фрустрированной  $J_1$ - $J_2$  или  $J_1$ - $J_2$ - $J_3$  моделью Гейзенберга [8, 9]. Фрустрированный характер взаимодействия приводит к тому, что в гамильтониане оказываются важными слагаемые высших степеней по спиновым операторам. В этой связи представляется актуальным выйти за рамки модели Гейзенберга и рассмотреть влияние квантовых флуктуаций на устойчивость магнитного упорядочения при учёте четырёхспинового взаимодействия.

Одним из подходов для описания двумерных проводящих магнетиков является концепция спинового полярона. Основная идея данного подхода состоит в том, что элементарное возбуждение в проводящем магнетике может быть представлено как частица (электрон или дырка), окружённая облаком спиновых флуктуаций. Простейшей моделью для описания двумерного антиферромагнетика в рамках концепции спинового полярона является двумерная решётка Кондо. Известно, что для появления сверхпроводящего спаривания в модели решётки Кондо недостаточно учёта аномальных функций Грина только для дырок — оно возникает только при введении аномальных функций Грина для спин-поляронных операторов [10]. Изучение влияния квантовых флуктуаций на нормальную и сверхпроводящую фазы ансамбля спиновых поляронов является важной задачей для развития спин-поляронного подхода.

**Целью** данной работы является исследование роли квантовых флуктуаций в двумерных магнитных изоляторах и проводящих магнетиках.

Для достижения поставленной цели требовалось решить следующие **задачи**:

1. Описать спектральные и термодинамические свойства гейзенберговского двухслойного магнетика, один из слоёв которого состоит из конечного числа плоскостей с антиферромагнитным взаимодействием между ними, а второй состоит из конечного числа плоскостей с ферромагнитным межплоскостным взаимодействием;
2. Исследовать устойчивость фазы Нееля в двумерном антиферромагнети-

ке с четырёхспиновым взаимодействием и анизотропией взаимодействия типа лёгкая плоскость;

3. Исследовать влияние магнитных корреляций в решётке Кондо на сверхпроводящую фазу ансамбля спиновых поляронов;
4. Исследовать нормальную и сверхпроводящую фазы ансамбля спиновых поляронов на двумерной решётке Кондо в условиях, когда величина взаимодействия коллективизированных электронов с локализованными электронами соизмерима с величиной интеграла перескока.

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Результаты теоретического исследования спектра возбуждений и термодинамических характеристик неоднородной системы, состоящей из конечного числа плоскостей с антиферромагнитным и ферромагнитным типом обменной связи между плоскостями.
2. Утверждение о разрушении при  $T = 0$  фазы Нееля двумерного антиферромагнетика на квадратной решётке при включении сколь угодно слабой тетрагональной анизотропии четырёхспинового обменного взаимодействия.
3. Результаты теоретического анализа о влиянии ближнего магнитного порядка на спектр фермиевских возбуждений и область реализации сверхпроводящей фазы ансамбля спиновых поляронов в двумерной решётке Кондо.
4. Методика и расчёт спектральных свойств и фазовой диаграммы двумерной решётки Кондо в условиях промежуточной обменной связи между электронами проводимости и локализованными спиновыми моментами.

### **Научная новизна и практическая значимость:**

В приближении Тябликова изучена магнитная структура, содержащая конечное число антиферромагнитно или ферромагнитно связанных плоскостей. Соотношение между интегралами взаимодействия внутри и между плоскостями может быть любым. Рассмотрен случай двухслойной структуры, содержащей границу раздела ферромагнетик-антиферромагнетик с произвольным числом плоскостей в ферромагнитном и антиферромагнитном слоях. Данная модель призвана выявить роль квантовых флуктуаций в мультислойных структурах.

Для двумерного негейзенберговского квантового антиферромагнетика на квадратной решётке с четырёхспиновым взаимодействием обнаружено,

что в первом порядке по  $1/2S$  включение сколь угодно малого четырёхспинового взаимодействия приводит к разрушению фазы Нееля, устойчивой при учёте только Гейзенберговских слагаемых.

Впервые для двумерной решётки Кондо изучено влияние спиновых корреляционных функций на сверхпроводящую фазу ансамбля спиновых поляронов. При характерных значениях магнитных корреляторов обнаружено их существенное влияние на критическую температуру и область реализации сверхпроводящей фазы спиновых поляронов.

Впервые при описании сверхпроводящей фазы ансамбля спиновых поляронов на двумерной решётке Кондо произведён учёт триплетных одноузельных состояний наряду с синглетными одноузельными состояниями. Развитый подход применим к исследованию спектральных и термодинамических свойств купратных сверхпроводников при промежуточных значениях  $s - d$  обменного интеграла взаимодействия.

Практическая значимость определяется тем, что результаты диссертационной работы могут быть применены для анализа свойств мультислойных магнитных структур и квазидвумерных магнетиков. Также результаты применимы для интерпретации различных эффектов, наблюдаемых в экспериментах по высокотемпературным сверхпроводникам. Полученные в диссертации концентрационные зависимости температуры перехода в сверхпроводящее состояние находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

**Достоверность** полученных результатов определяется корректностью использования математического аппарата, контролируемостью применяемых приближений и их апробированностью при исследованиях других авторов, а так же правильностью предельных переходов к известным результатам.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на: XXXII Международной зимней школе физиков-теоретиков «Коуровка» (Россия, Новуральск, 2008), International Conference on Magnetism (Германия, Карлсруэ, 2009), Конференции молодых ученых ИФ СО РАН (Россия, Красноярск, 2009), XXXV Совецании по физике низких температур (НТ-35) (Россия, Черноголовка, 2009), на заседании секции «Магнетизм» Научного совета РАН по физике конденсированных сред (Россия, Москва, 2009), XXXIII Международной зимней школе физиков-теоретиков «Коуровка» (Россия, Новоуральск, 2010), Международном симпозиуме «Физика низкоразмерных систем» (Россия, Ростов-на-Дону, 2010), на научных семинарах и ученых советах Института физики им. Л.В. Киренского СО РАН.

Диссертационная работа была выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», Междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН № 53, РФФИ (проекты № 09-02-00127, № 07-02-00226)

**Личный вклад.** Автор принимал активное участие в обсуждении и постановке задач, проводил аналитические и численные вычисления, обсуждал полученные результаты, занимался подготовкой статей и тезисов, докладывал и обсуждал результаты работы на научных конференциях.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 9 печатных изданиях, из них 3 в рецензируемых журналах, 2 изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 6 — в тезисах докладов и трудах конференций.

**Объём и структура работы.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Полный объём диссертации 124 страницы текста с 24 рисунками. Список литературы содержит 87 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируется цель, описывается структура диссертации, перечисляются основные положения, выносимые на защиту, приведены сведения об апробации материалов диссертации.

В **первой главе** приводится краткий обзор теоретических моделей и методов, применяемых в диссертации для описания систем с сильными электронными корреляциями. Описывается модель Гейзенберга, обсуждается область её применения. Обсуждаются магнетики со сложными обменными взаимодействиями и случаи, когда требуется выйти за рамки модели Гейзенберга. Проводится обзор работ, связанных со спин-поляронной концепцией высокотемпературной сверхпроводимости.

Во **второй главе** на базе модели Гейзенберга исследуются спектральные и термодинамические свойства мультислойной структуры, содержащей границу ферромагнетик-антиферромагнетик.

В диссертации изучается модель, содержащая антиферромагнитный и ферромагнитный слой с взаимодействием между ними. Каждый из слоёв содержит конечное число плоскостей. Спины, принадлежащие одной плоскости упорядочены ферромагнитно как в ферромагнитном, так и антиферромагнитном слое. Антиферромагнитный слой связан с подложкой, что описывается введением в гамильтониан анизотропного слагаемого для первой плоскости.

Таким образом в системе обеспечивается дальний магнитный порядок. Гамильтониан такой структуры

$$\begin{aligned}
\mathcal{H} = & -\frac{1}{2}I_A \sum_{n=1}^{N_A} \sum_f \sum_{\Delta} \mathbf{S}_{n,f} \mathbf{S}_{n,f+\Delta} + J \sum_{n=1}^{N_A-1} \sum_f \mathbf{S}_{n,f} \mathbf{S}_{n+1,f} - \\
& - I_{FA} \sum_f \mathbf{S}_{N_A,f} \mathbf{S}_{N_A+1,f} - \frac{1}{2}I_F \sum_{n=N_A+1}^N \sum_f \sum_{\Delta} \mathbf{S}_{n,f} \mathbf{S}_{n,f+\Delta} - \\
& - I \sum_{n=N_A+1}^{N-1} \sum_f \mathbf{S}_{n,f} \mathbf{S}_{n+1,f} - \lambda S \sum_f S_{1,f}^z. \tag{1}
\end{aligned}$$

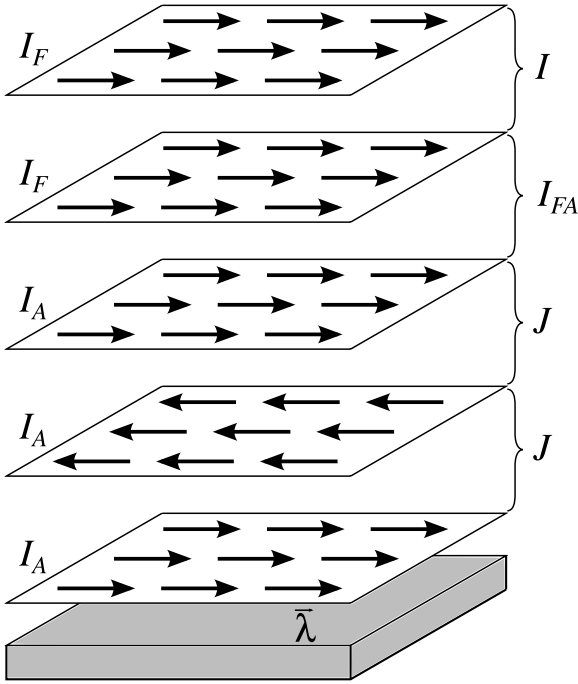


Рис. 1: Двухслойная структура антиферромагнетик-ферромагнетик, состоящая из слоя антиферромагнетика составленного из трёх плоскостей и слоя ферромагнетика из двух плоскостей

Индексы  $n$  нумеруют плоскости структуры, начиная от нижней плоскости антиферромагнетика. Суммирование по  $f$  соответствует суммированию по всем узлам плоскости. Первая и вторая суммы соответствуют взаимодействию внутри и между плоскостями антиферромагнитного слоя соответственно. Третье слагаемое отвечает за взаимодействие между антиферромагнитным и ферромагнитным слоем. Следующие два слагаемых описывают взаимодействия внутри и между плоскостями ферромагнитного слоя. Последнее слагаемое в гамильтониане описывает взаимодействие первой плоскости антиферромагнитного слоя с подложкой и обеспечивает дальний магнитный порядок в системе.

В каждой плоскости осуществляется переход в локальную систему спиновых координат. Методом западающих функций Грина, построенных на спиновых операторах в приближении Тябликова получена замкнутая система уравнений. Получено выражение для намагниченности заданной плоскости.

Пусть на достаточно «толстом» антиферромагнитном слое находится одна плоскость, связанная с антиферромагнетиком ферромагнитным интегралом взаимодействия. При значении интеграла взаимодействия  $I_{FA} = J$



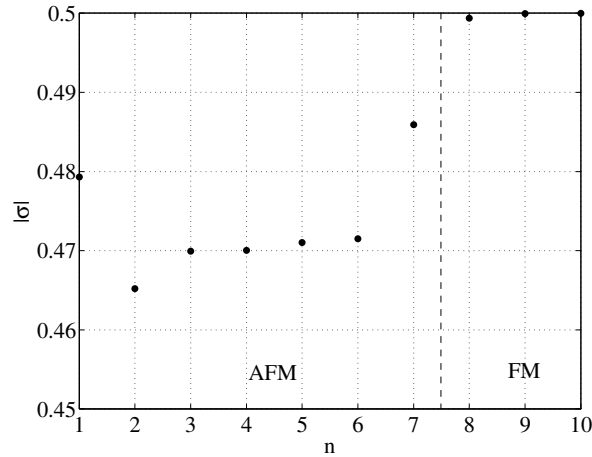


Рис. 2: Зависимость намагниченности плоскости от номера плоскости для структуры, содержащей антиферромагнитный слой из семи плоскостей и ферромагнитный слой, содержащий три плоскости при  $T = 0$ .  $J = I_A$ ,  $I_{FA} = I_A$ ,  $I_F = I_A$ ,  $\lambda = 0$

отклонение от максимально возможной намагниченности верхней плоскости намного меньше значений отклонения намагниченности плоскостей антиферромагнитного слоя. С увеличением числа ферромагнитных плоскостей видно, что глубина проникновения влияния границы антиферромагнетик - ферромагнетик мала и составляет порядка двух атомных расстояний (рис. 2). Аналогично антиферромагнетику, с ростом температуры быстрее других спадает намагниченность наиболее удалённых от «закреплённой» плоскостей. При этом роль квантовых флуктуаций становится незаметной и модуль намагниченности плоскостей антиферромагнетика и двухслойной структуры, состоящей из такого же общего числа плоскостей спадает по одному закону. В области температур, где уменьшение намагниченности за счёт температурных поправок больше уменьшения намагниченности, обусловленной квантовыми флуктуациями спиновых моментов при  $T = 0$ , эффектами квантовых флуктуаций можно пренебречь.

В **третьей главе** исследуется устойчивость неелевской фазы двумерного антиферромагнетика при учёте четырёхспинового обменного взаимодействия.

Если в гамильтониане учитываются инварианты четвёртого порядка по спиновым операторам, симметрия которых может быть ниже симметрии гейзенберговской части гамильтониана, то при формировании неелевской фазы имеет место спонтанное нарушение симметрии относительно дискретной группы, и щель в спектре возбуждений отлична от нуля. Тогда квантовые флуктуации будут приводить к перенормировке щели, определяемой в гармоническом приближении. При этом возникнет дополнительное условие, при-

водящее к смещению границы устойчивости неелевской фазы.

Гамильтониан негейзенберговского антиферромагнетика с взаимодействием тетрагональной симметрии

$$\begin{aligned}
\mathcal{H} = & \sum_{fg} \left\{ J_{fg}^{\perp} (S_f^x S_g^x + S_f^z S_g^z) + J_{fg}^{\parallel} S_f^y S_g^y \right\} - \\
& - \frac{1}{2} \sum_{ff'} \left\{ I_{ff'}^{\perp} (S_f^x S_{f'}^x + S_f^z S_{f'}^z) + I_{ff'}^{\parallel} S_f^y S_{f'}^y \right\} - \\
& - \frac{1}{2} \sum_{gg'} \left\{ I_{gg'}^{\perp} (S_g^x S_{g'}^x + S_g^z S_{g'}^z) + I_{gg'}^{\parallel} S_g^y S_{g'}^y \right\} + \mathcal{H}_{\text{ms}}. \quad (2)
\end{aligned}$$

Три первых слагаемых описывают гейзенберговское взаимодействие между ближайшими спинами из  $F$ - и  $G$ -подрешёток, а также взаимодействие со следующими за ближайшими спинами внутри подрешеток. Гамильтониан  $\mathcal{H}_{\text{ms}}$  соответствует негейзенберговскому четырехспиновому взаимодействию. При записи четырехспинового гамильтониана учитывается взаимодействие спинов, формирующих наименьший квадратный плакет. Негейзенберговское взаимодействие так же имеет анизотропию тетрагональной симметрии

$$\begin{aligned}
\mathcal{H}_{\text{ms}} = & \frac{1}{4S^2} \sum_{\langle fgf'g' \rangle} \left\{ K_1^{\perp} (S_f^x S_g^x S_{f'}^x S_{g'}^x + S_f^z S_g^z S_{f'}^z S_{g'}^z) + K_1^{\parallel} S_f^y S_g^y S_{f'}^y S_{g'}^y \right\} + \\
& + \frac{1}{4S^2} \sum_{\langle fgf'g' \rangle} \left\{ K_2^{\perp} (S_f^x S_{f'}^x S_g^z S_{g'}^z + S_f^z S_{f'}^z S_g^x S_{g'}^x) + \right. \\
& \left. + K_2^{\parallel} \left[ S_f^y S_{f'}^y (S_g^x S_{g'}^x + S_g^z S_{g'}^z) + (S_f^x S_{f'}^x + S_f^z S_{f'}^z) S_g^y S_{g'}^y \right] \right\} + \\
& + \frac{1}{S^2} \sum_{\langle fgf'g' \rangle} \left\{ K_3^{\perp} S_f^x S_g^x S_{f'}^z S_{g'}^z + K_3^{\parallel} (S_f^x S_g^x S_{f'}^y S_{g'}^y + S_f^z S_g^z S_{f'}^y S_{g'}^y) \right\}. \quad (3)
\end{aligned}$$

Для исследования спектра элементарных возбуждений применяется представление Холстейна-Примакова для спиновых операторов. При учёте слагаемых вплоть до четвёртой степени по операторам рождения и уничтожения, гамильтониан записывается в виде

$$\mathcal{H} = -4NS^2 \left( J^{\perp} + I^{\perp} - \frac{1}{2} K_1^{\perp} \right) + \mathcal{H}_{(2)} + \mathcal{H}_{(4)} + \dots \quad (4)$$

Слагаемые гамильтониана  $\mathcal{H}_{(2)}$  и  $\mathcal{H}_{(4)}$  соответственно описывают вторую и четвёртую степени по операторам Бозе. Высшие порядки в работе не рассматриваются. В нулевом порядке разложения по  $1/2S$  после преобразования

Фурье

$$\mathcal{H}_{(2)} = \sum_q \left\{ \varepsilon_q (a_q^+ a_q + b_q^+ b_q) + \xi_q (a_q^+ b_{-q}^+ + b_{-q} a_q) + \right. \\ \left. + \psi_q (a_q^+ b_q + b_q^+ a_q) + \frac{1}{2} \varphi_q (a_q^+ a_{-q}^+ + b_q^+ b_{-q}^+ + a_{-q} a_q + b_{-q} b_q) \right\}, \quad (5)$$

где коэффициенты зависят как от двухспинового, так и четырехспинового взаимодействий.

Гамильтониан (5) диагонализуется посредством преобразования Боголюбова. При этом спектр элементарных возбуждений магнонов имеет две ветви

$$E_{1q} = \sqrt{(\varepsilon_q - \psi_q)^2 - (\varphi_q - \xi_q)^2}, \quad E_{2q} = \sqrt{(\varepsilon_q + \psi_q)^2 - (\varphi_q + \xi_q)^2}. \quad (6)$$

Таким образом, в гармоническом приближении, устойчивость неелевской фазы негейзенберговского антиферромагнетика определяется положительной определенностью подкоренных выражений обеих ветвей спектра. При  $\mathbf{q} = 0$

$$E_1(0) = 4S \sqrt{\left(-K_1^\perp + K_2^\perp + 2K_3^\parallel\right) \left(2J + \Phi - K_1^\perp + K_2^\parallel - 2K_3^\perp\right)}, \\ E_2(0) = 4S \sqrt{\left(\Psi + \Phi - K_1^\perp + K_2^\parallel + 2K_3^\perp\right) \left(2J^\perp - K_1^\perp + K_2^\perp - 2K_3^\parallel\right)}. \quad (7)$$

Из выражения (7) видно, что при отсутствии четырехспинового взаимодействия ( $K_i^\perp = K_i^\parallel = 0$ ) спектр является бесщелевым, причем акустической ветви соответствует дисперсия  $E_1(q)$ . Включение четырехспинового анизотропного взаимодействия приводит к образованию щели в спектре элементарных возбуждений магнонов, что способствует магнитному порядку. Вместе с этим в гамильтониане появляются слагаемые, увеличивающие вклад квантовых флуктуаций, способствующих разрушению дальнего антиферромагнитного порядка.

Гамильтониан  $\mathcal{H}_{(4)}$  содержит слагаемые четвертой степени по Бозе-операторам. К данному Гамильтониану применяется преобразование Боголюбова, полученное для  $\mathcal{H}_{(2)}$ . Слагаемые, записанные в новых операторах приводятся к нормальной форме (операторы рождения стоят перед операторами уничтожения) с учётом коммутационных соотношений. В результате возникают поправки к энергии основного состояния и слагаемым второй степени по Бозе-операторам. С учётом этих поправок коэффициенты гамильтониана вида (5) представляются в виде  $\tilde{\varepsilon}_q = \varepsilon_q + \delta\varepsilon_q$ ,  $\tilde{\xi}_q = \xi_q + \delta\xi_q$ ,  $\tilde{\psi}_q = \psi_q + \delta\psi_q$ ,  $\tilde{\varphi}_q = \varphi_q + \delta\varphi_q$ .

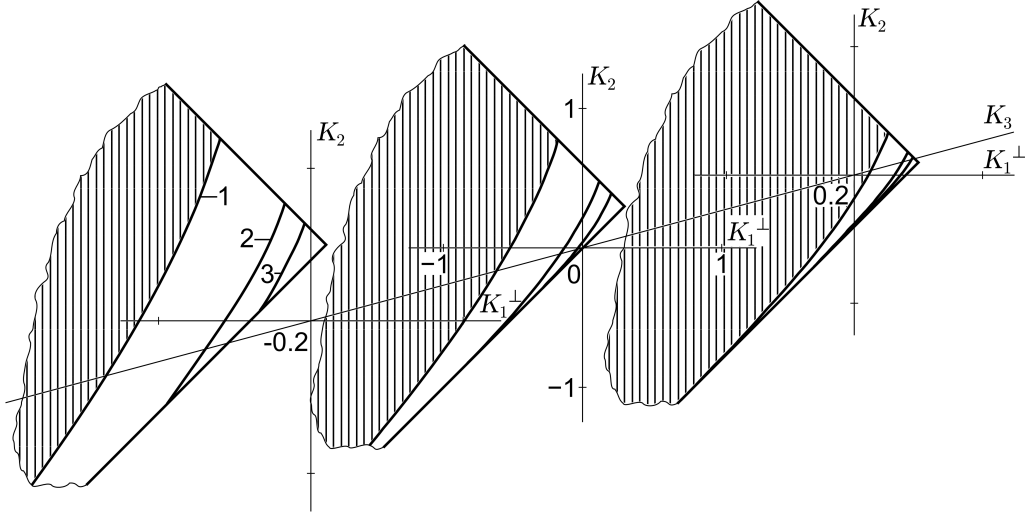


Рис. 3: Область устойчивости фазы Нееля анизотропного негейзенберговского антиферромагнетика в пространстве параметров  $K_1^\perp$ ,  $K_2$  и  $K_3$ . Все параметры выражены в единицах  $J^\perp$ .  $J^\parallel = 0.8$ ,  $I^\perp = -0.2$ ,  $I^\parallel = -0.1$ ,  $\Theta_2 = \Theta_3 = 0$

Таким образом, в первом порядке по  $1/2S$  спектр элементарных возбуждений имеет вид (6), только вместо коэффициентов  $\varepsilon_q$ ,  $\psi$ ,  $\xi_q$  и  $\varphi_q$  используются коэффициенты, включающие в себя поправки от  $\mathcal{H}_{(4)}$  ( $\tilde{\varepsilon}_q$ ,  $\tilde{\psi}$ ,  $\tilde{\xi}_q$  и  $\tilde{\varphi}_q$ ). Границы устойчивости фазы Нееля при учёте поправок от  $\mathcal{H}_{(4)}$  приобретают нелинейный вид и зависимость от спина.

На рис. 3 приведены сечения области устойчивости неелевской фазы в пространстве параметров четырехузельного обменного взаимодействия  $K_1^\perp$ ,  $K_2$  и  $K_3$  для трех значений параметра  $K_3$ . Все энергетические величины измерены в единицах  $J^\perp$ . Границы устойчивости неелевской фазы в пространстве параметров  $K_1^\perp$  и  $K_2$  в гармоническом приближении определяются двумя взаимно перпендикулярными прямыми. Область внутри угла, образуемого данными прямыми, соответствует неелевскому упорядочению. При этом область устойчивости не зависит от спина. Если же во внимание принимается следующий порядок разложения гамильтониана по  $1/2S$ , то одна из границ определяется нелинейной зависимостью между параметрами. В результате происходит существенная модификация границы устойчивости неелевской фазы в случае малой анизотропии. При этом граница устойчивости становится зависящей от спина  $S$ . Наиболее сильная модификация границы происходит при малых значениях спинового момента. На приведенном рисунке отмеченная граница устойчивости, рассчитанная для  $S = 1/2$ , 1 и  $3/2$ , изображена кривыми 1, 2 и 3 соответственно. Для  $S = 1/2$  область устойчивости фазы Нееля отмечена штриховкой. В случаях  $S = 1$  и  $3/2$  штриховку следовало бы продлить до линий 2 и 3 соответственно. Существенно, что квантовые флуктуации разрушают неелевскую фазу при на-

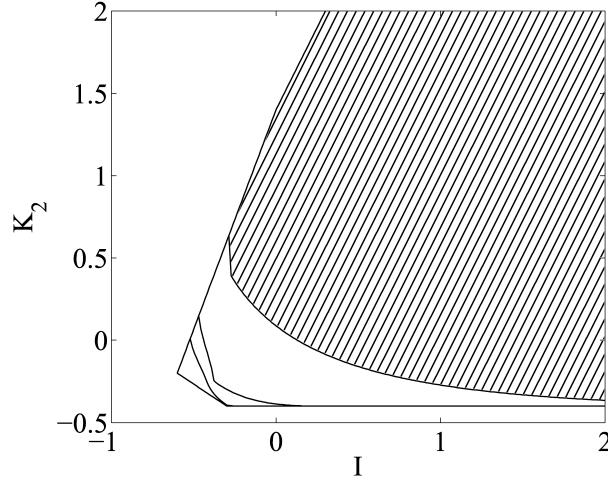


Рис. 4: Область устойчивости неелевской фазы негейзенберговского антиферромагнетика в пространстве параметров  $K_2$  и  $I$  с анизотропией взаимодействия типа лёгкая плоскость

личии сколь угодно малой анизотропии четырехспинового взаимодействия. Значение параметра  $K_1^{\parallel}$  не влияет на область устойчивости неелевской фазы как в гармоническом приближении, так и с учётом взаимодействия магнонов.

На рис. 4 показаны границы устойчивости фазы Нееля в пространстве параметров  $K_2$ ,  $I$  для антиферромагнетика с анизотропией взаимодействия типа лёгкая плоскость для параметров  $J^{\parallel} = 0.8J^{\perp}$ ,  $I^{\perp} = I^{\parallel}/2$ ,  $K_1^{\perp} = -0.4J^{\perp}$ ,  $K_3^{\perp} = K_3^{\parallel} = 0$ ,  $K_2^{\perp} = K_2^{\parallel}$ . Заштрихованные участки рисунка 4 соответствуют области устойчивости для  $S = 1/2$ . В случаях  $S = 1$  и  $3/2$  штриховку (как и на рисунке 3) следовало бы продлить до линий 2 и 3 соответственно. Этот рисунок также демонстрирует неустойчивость неелевской фазы слабо анизотропного негейзенберговского 2D-антиферромагнетика с четырехспиновым взаимодействием по отношению к учёту квантовых флуктуаций. Только при относительно большой величине анизотропии многоспинового обмена неелевская фаза не разрушается квантовыми флуктуациями. Наличие анизотропии взаимодействия тетрагональной симметрии приводит к излому границ устойчивости фазы Нееля.

**Четвёртая глава** посвящена исследованию влияния спиновых корреляционных функций на сверхпроводящую фазу спиновых поляронов в двумерной решётке Кондо.

В описываемой модели решетки Кондо спины локализованных ионов двумерной квадратной решетки связаны между собой гейзенберговским антиферромагнитным взаимодействием  $I$ . В указанном антиферромагнетике движутся дырочные носители заряда, которые связаны с ионами  $s - d$  обменным взаимодействием  $J$ . В зависимости от числа носителей на узле, он может находиться в состоянии без дырки, в состоянии с одной дыркой и в со-

стоянии с двумя дырками. В последнем случае учитывается хаббардовское отталкивание дырочных носителей. Гамильтониан решётки Кондо записывается в следующем виде

$$\mathcal{H} = J \sum_f \mathbf{S}_f \mathbf{s}_f + U \sum_f \hat{n}_{f\uparrow} \hat{n}_{f\downarrow} + \sum_{fg,\alpha} t_{fg} c_{f\alpha}^+ c_{g\alpha} + \frac{1}{2} \sum_{fg} I_{fg} \mathbf{S}_f \mathbf{S}_g. \quad (8)$$

Здесь  $c_{\uparrow}^+$  и  $c_{\downarrow}^+$  есть операторы рождения дырки с проекцией спина вверх и вниз соответственно. Первое слагаемое соответствует взаимодействию между спинами дырки  $\mathbf{s}_f$  и иона  $\mathbf{S}_f$ . В случае двух дырок на узле работает второе слагаемое, отвечающее хаббардовскому отталкиванию с энергией  $U$ . Третье и четвёртое слагаемые описывают кинетическую энергию дырок с интегралами перескока  $t$  и гейзенберговское антиферромагнитное взаимодействие узлов решётки соответственно.

При больших значениях обменного интеграла взаимодействия дырки и иона в системе реализуется спиновый полярон. Концепция спинового полярона позволяет учесть возможные одноузельные состояния, возникающие в системе ион-дырка. Без учёта перескоков и обменного взаимодействия между локализованными спинами собственные состояния одноузельного гамильтониана образуют восьмимерное пространство. В отсутствие дырки на узле ион может находиться в двух состояниях: в состоянии со спином вверх и спином вниз, которые будем обозначать в дираковской форме  $|\uparrow\rangle$  и  $|\downarrow\rangle$  соответственно. Если на ионе находится дырка, то за счёт магнитного взаимодействия возникают четыре возможных одноузельных состояния: синглет  $|S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (c_{\downarrow}^+ |\uparrow\rangle - c_{\uparrow}^+ |\downarrow\rangle)$  с нулевым полным спином и триплетные состояния  $|-1\rangle = c_{\downarrow}^+ |\downarrow\rangle$ ,  $|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (c_{\downarrow}^+ |\uparrow\rangle + c_{\uparrow}^+ |\downarrow\rangle)$ ,  $|1\rangle = c_{\uparrow}^+ |\uparrow\rangle$ . В случае двух дырок на узле, в зависимости от ориентации магнитного момента иона, система находится либо в состоянии с проекцией суммарного спина вверх  $|+\rangle = c_{\uparrow}^+ c_{\downarrow}^+ |\uparrow\rangle$ , либо в состоянии с проекцией суммарного спина вниз  $|-\rangle = c_{\uparrow}^+ c_{\downarrow}^+ |\downarrow\rangle$ . Записанные состояния  $|\uparrow\rangle$ ,  $|\downarrow\rangle$ ,  $|S\rangle$ ,  $|-1\rangle$ ,  $|0\rangle$ ,  $|1\rangle$ ,  $|+\rangle$ ,  $|-\rangle$  формируют полный базис одноузельных состояний.

Для выделения наиболее важных взаимодействий модель рассматривается в представлении операторов Хаббарда. Считается, что концентрация носителей мала, а хаббардовское отталкивание дырок на одном узле велико  $U \gg |t_i|$ . В этом случае состояния с двумя дырками на узле реализуются редко и их вклад мал. Поскольку триплетные состояния отделены от основного синглетного однодырочного состояния на величину интеграла  $s - d$  обменного взаимодействия  $J$ , при  $J \gg |t|$  вклад триплетных состояний также мал. Таким образом, основной вклад вносят синглетное однодырочное и бездырочные состояния.

Гамильтониан (8) по операторной форме теории возмущений проецировался на базис бездырочных и синглетных одноузельных состояний. В результате проецирования с квадратичной по параметрам малости  $t/J$ ,  $t/U$  и  $I/J$  точностью эффективный гамильтониан системы записывается в следующем виде [11]

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{eff}} = & \sum_f (\varepsilon_{sp} - \mu) X_f^{SS} + \frac{1}{2} \sum_{fm\sigma} t_{fm} X_f^{S\sigma} X_f^{\sigma S} + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{fm} I_{fm} \tilde{\mathbf{S}}_f \tilde{\mathbf{S}}_m + \frac{1}{2} \sum_{fm} V_{fm} X_f^{SS} X_m^{SS} + \mathcal{H}_{(3)}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $\sigma = \uparrow, \downarrow$  соответствует бездырочному состоянию с проекцией спина иона вверх или вниз. Первое слагаемое эффективного гамильтониана соответствует энергии невзаимодействующих спиновых поляронов. Их энергия с учетом ренормировки, обусловленной виртуальными забросами в верхние триплетные состояния

$$\varepsilon_{sp} = -\frac{3}{4}J - \frac{3}{4} \sum_m \left( \frac{t_{fm}t_{mf}}{J} + \frac{I_{fm}I_{mf}}{4J} \right). \quad (10)$$

Слагаемое, описывающее обменное взаимодействие между ионами решетки записывается на редуцированных спиновых операторах  $\tilde{S}_f^+ = X_f^{\uparrow\downarrow}$ ,  $\tilde{S}_f^z = \frac{1}{2} (X_f^{\uparrow\uparrow} - X_f^{\downarrow\downarrow})$ . Слагаемое при  $V_{fm}$  обусловлено виртуальными квантовыми переходами в триплетные и двухдырочные состояния. Слагаемое  $\mathcal{H}_{(3)}$  описывает трехцентровые взаимодействия.

Переходы между двумя нижними состояниями системы описываются операторами уничтожения спиновых поляронов  $a_{f\uparrow} = X_f^{\downarrow S}$ ,  $a_{f\downarrow} = X_f^{\uparrow S}$  и эрмитово сопряженными операторами рождения. Построенные на этих операторах нормальная  $\langle\langle a_{f\uparrow} | a_{g\uparrow}^+ \rangle\rangle$  и аномальная  $\langle\langle a_{f\downarrow}^+ | a_{g\uparrow}^+ \rangle\rangle$  функции Грина позволяют получить уравнения для сверхпроводящей фазы спиновых поляронов. При этом, применяя проекционную технику Цванцига-Мори, уравнения движения проецируются на базис операторов  $a_{f\uparrow}$  и  $a_{f\downarrow}^+$ . В ходе указанной процедуры возникают средние, включающие в себя корреляторы магнитной подсистемы, корреляторы плотность-плотность, а также кинетические корреляторы. Наибольшую важность по сравнению с другими имеют магнитные корреляторы, поскольку их абсолютные значения достаточно велики по отношению к остальным корреляторам.

Найденные средние определяют коэффициенты уравнений на функции Грина. В результате, для фурье-образов функций Грина получена система

уравнений

$$\begin{cases} (\omega - \omega(\mathbf{k})) \langle\langle a_{k\uparrow} | a_{k\uparrow}^+ \rangle\rangle - \Delta_k \langle\langle a_{-k\downarrow}^+ | a_{k\uparrow}^+ \rangle\rangle = \frac{1+n}{2}, \\ -\Delta_k^+ \langle\langle a_{k\uparrow} | a_{k\uparrow}^+ \rangle\rangle + (\omega + \omega(\mathbf{k})) \langle\langle a_{-k\downarrow}^+ | a_{k\uparrow}^+ \rangle\rangle = 0. \end{cases} \quad (11)$$

С учётом магнитных корреляторов  $C_j = \langle \mathbf{S}_f \mathbf{S}_{f+j} \rangle$  затравочный спектр представляется в виде

$$\omega(\mathbf{k}) = \varepsilon_{sp} + 4 \sum_{j=1}^3 \left( -\frac{1}{1+n} I_j C_j + V_j n \right) + \sum_{j=1}^3 t_j \left( \frac{1+n}{4} + \frac{1}{1+n} C_j \right) 4\gamma_j(\mathbf{k}). \quad (12)$$

Индекс  $j = 1, 2, 3$  соответствует ближайшим, следующим за ближайшими и третьим соседям соответственно, а  $\gamma_1(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}(\cos k_x + \cos k_y)$ ,  $\gamma_2(\mathbf{k}) = \cos k_x \cos k_y$ ,  $\gamma_3(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}(\cos 2k_x + \cos 2k_y)$  для квадратной решётки. В полученном законе дисперсии магнитные корреляторы входят в зависящее от квазиимпульса  $\mathbf{k}$  слагаемое как ренормировка интегралов перескоков  $t_j$ .

Учитывая только те слагаемые, которые существенны для  $d_{x^2-y^2}$  симметрии параметра порядка, уравнение для сверхпроводящего параметра порядка записывается в виде

$$\Delta_k = \frac{1}{N} \sum_q \left( \frac{3}{2} I_{k-q} - 2V_{k-q} \right) \frac{\Delta_q}{4E_q} \text{th} \left( \frac{E_q}{2T} \right). \quad (13)$$

Из (13) получено уравнение для температуры перехода в сверхпроводящее состояние для  $d_{x^2-y^2}$  симметрии параметра порядка. При этом решение искалось в двухпараметрическом виде, что позволило учесть перескоки в дальние координационные сферы.

На рис. 5 представлены фазовые диаграммы перехода в сверхпроводящее состояние для модели, учитывающей магнитные корреляции, и без их учёта. Параметры перескока  $t_j$  выбирались, так, чтобы минимум закона дисперсии лежал вблизи точки  $(\pi/2, \pi/2)$ . В качестве значений спин-спиновых корреляторов использовались типичные величины корреляторов, получаемые в модели гейзенберговского антиферромагнетика на квадратной решётке  $C_1 = -0.3$ ,  $C_2 = 0.16$ ,  $C_3 = 0.12$ . Для данного набора параметров учёт магнитных корреляций привёл к сужению области реализации сверхпроводящей фазы по концентрации и увеличению максимального значения температуры перехода. Видно, что спин-жидкостные корреляции оказывают значительное влияние на фазовую диаграмму системы.

В **пятой главе** исследуются нормальная и сверхпроводящая фазы ансамбля спиновых поляронов на двумерной решётке Кондо в условиях, когда



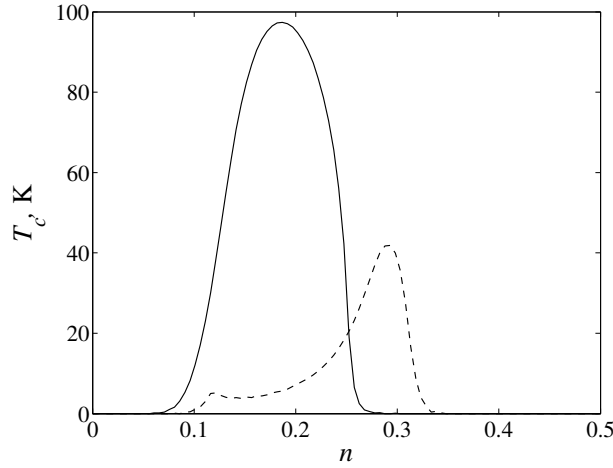


Рис. 5: Концентрационные фазовые диаграммы с учётом (сплошная линия) и без учёта (пунктир) магнитных корреляторов  $J = 3\text{эВ}$ ,  $U = 5\text{эВ}$ ,  $I = 0.2\text{эВ}$ ,  $t_1 = -0.6\text{эВ}$ ,  $t_2 = 0.8\text{эВ}$ ,  $t_3 = 0.53\text{эВ}$

величина взаимодействия коллективизированных электронов с локализованными электронами соизмерима с величиной интеграла перескока.

Считая концентрацию носителей заряда малой, а Хаббардовское отталкивание бесконечно большим, в базисе одноузельных состояний состояниями с двумя дырками на узле пренебрегаем. В случае, когда величина  $s - d$  обменного взаимодействия  $J$  соизмерима с интегралом перескока для описания системы необходимо учитывать переходы в триплетные состояния наравне с синглетным уровнем. С учётом триплетных состояний гамильтониан (8) в представлении операторов Хаббарда приобретает вид

$$\begin{aligned}
 H &= -\frac{3}{4}J \sum_f X_f^{SS} + \frac{1}{4}J \sum_f \left( X_f^{00} + X_f^{11} + X_f^{-1-1} \right) + \hat{T} + \hat{I}, \\
 \hat{T} &= \sum_{fg} t_{fg} \left( c_{f\uparrow}^+ c_{g\uparrow} + c_{f\downarrow}^+ c_{g\downarrow} \right), \quad \hat{I} = \frac{1}{2} \sum_{fg} I_{fg} (\mathbf{S}_f \mathbf{S}_g),
 \end{aligned} \tag{14}$$

где  $\hat{T}$  соответствует кинетической части гамильтониана межузельного взаимодействия, а  $\hat{I}$  описывает магнитную подсистему локализованных ионов.

Для исследования сверхпроводящей фазы ансамбля спиновых поляронов выделяется два типа поляронов и в качестве базисных используются следующие операторы  $a_{f\uparrow} = X_f^{\downarrow S}$ ,  $b_{f\uparrow} = X_f^{\downarrow 0} + \sqrt{2}X_f^{\uparrow 1}$ , уничтожающие фермиевские квазичастицы со спином вверх и  $a_{f\downarrow} = X_f^{\uparrow S}$ ,  $b_{f\downarrow} = X_f^{\uparrow 0} + \sqrt{2}X_f^{\downarrow -1}$ , уничтожающие квазичастицы со спином вниз. Операторы уничтожения дырки выражаются через новые операторы следующим образом  $c_{f\uparrow} = \frac{1}{\sqrt{2}}(b_{f\uparrow} - a_{f\uparrow})$ ,  $c_{f\downarrow} = \frac{1}{\sqrt{2}}(b_{f\downarrow} + a_{f\uparrow})$ . Операторы  $a_{f\uparrow}$  и  $a_{f\downarrow}$  соответствуют уничтожению дырки, образующей с локализованным спином синглетное состояние, тогда как операторы  $b_{f\uparrow}$  и  $b_{f\downarrow}$  описывают переходы из триплетных состояний.

Уравнения движения для функций Грина, построенных на базисных операторах расщеплялись методом проекционной техники Цванцига-Мори. В итоге, в приближении Хартри-Фока получена система уравнений для нормальных  $G_1(k) = \langle a_{k\uparrow} | a_{k\uparrow}^+ \rangle$ ,  $G_2(k) = \langle b_{k\uparrow} | a_{k\uparrow}^+ \rangle$  и аномальных  $F_1(k) = \langle a_{-k\downarrow}^+ | a_{k\uparrow}^+ \rangle$ ,  $F_2(k) = \langle b_{-k\downarrow}^+ | a_{k\uparrow}^+ \rangle$  функций Грина

$$\begin{cases} (\omega - \varepsilon_{1k}) G_1(k) + \frac{1}{4} t_k G_2(k) + \Delta_k F_1(k) - \frac{1}{3} \Delta_k F_2(k) = \frac{1}{2}, \\ \frac{3}{4} t_k G_1(k) + (\omega - \varepsilon_{2k}) G_2(k) + \Delta_k F_1(k) - \frac{1}{3} \Delta_k F_2(k) = 0, \\ \Delta_k G_1(k) + \frac{1}{3} \Delta_k G_2(k) + (\omega + \varepsilon_{1k}) F_1(k) - \frac{1}{4} t_k F_2(k) = 0, \\ -\Delta_k G_1(k) - \frac{1}{3} \Delta_k G_2(k) - \frac{3}{4} t_k F_1(k) + (\omega + \varepsilon_{2k}) F_2(k) = 0. \end{cases} \quad (15)$$

Затрабочные спектры синглетного и триплетного уровней соответственно имеют вид

$$\varepsilon_{1k} = -\frac{3}{4} J + \frac{1}{4} t_k, \quad \varepsilon_{2k} = \frac{1}{4} J + \frac{3}{4} t_k, \quad (16)$$

а сверхпроводящий параметр порядка  $\Delta_k$  определяется через аномальные средние

$$\Delta_k = \frac{1}{N} \sum_q I_{k-q} \left( -\frac{3}{2} \langle a_{-q\downarrow} a_{q\uparrow} \rangle - \langle a_{-q\downarrow} b_{q\uparrow} \rangle \right). \quad (17)$$

При записи аномальных средних, возникающих в ходе процедуры проецирования по Мори, учитывались средние, соответствующие спариваниям синглет-синглет и синглет-триплет. Триплет-триплетные средние при записи сверхпроводящего параметра порядка не учитывались, поскольку в состоянии термодинамического равновесия статистический вес таких спариваний будет содержать квадратичный по концентрации триплетных поляронов множитель. Поэтому в обычных условиях таким квадратичным вкладом можно пренебречь по сравнению с линейным по этой концентрации вкладом.

Спектр элементарных возбуждений ансамбля спиновых поляронов при учёте синглетных и триплетных состояний содержит две ветви, соответствующие синглетному  $\omega_{1k}$  и триплетному  $\omega_{2k}$  уровням

$$\omega_{1,2k} = -\frac{1}{4} J + \frac{1}{2} t_k \mp \frac{1}{2} \sqrt{J^2 + J t_k + t_k^2}. \quad (18)$$

На рис. 6 приведены фазовые диаграммы, построенные в различных подходах к учёту одноузельных состояний для следующих параметров  $J = 4\text{eV}$ ,  $t_1 = -0.6\text{eV}$ ,  $t_2 = 0.8\text{eV}$ ,  $t_3 = 0.5\text{eV}$ ,  $I = 0.2\text{eV}$ .

Проведённый анализ по влиянию триплетных состояний показал, что при относительном возрастании интеграла перескока роль этих состояний

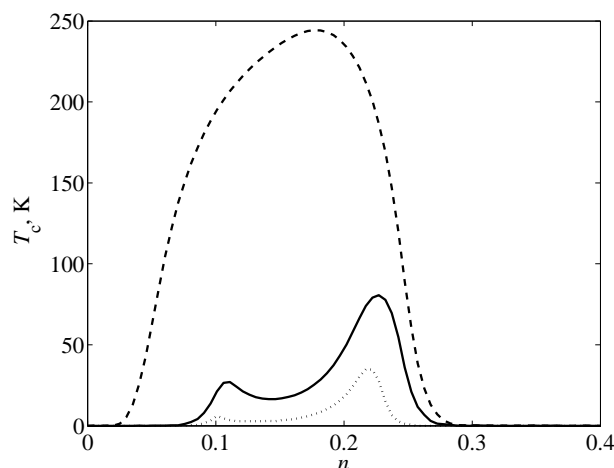


Рис. 6: Концентрационные зависимости критической температуры. Штриховая кривая построена при учете только синглетных поляронов (предел  $J = \infty$ ), сплошная - с учётом синглетных и триплетных поляронов, пунктирная кривая построена при учете вкладов от триплетных поляронов, полученных по теории возмущений

существенно возрастает. При этом вклад от синглет-триплетных спариваний спиновых поляронов в концентрационную зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние становится важным и приводит к отличию от результатов, полученных по теории возмущений. Следует подчеркнуть, что при таком подходе численные решения показывают увеличение критической температуры.

В **заключении** сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Решена задача о спектре возбуждений неоднородной системы, состоящей из конечного числа плоскостей с антиферромагнитным и ферромагнитным типом обменной связи между плоскостями. На основе численного решения получен спектр возбуждений системы для различного числа антиферромагнитных и ферромагнитных плоскостей. Вычислены температурные зависимости намагниченностей отдельных плоскостей как в ферромагнитном, так и в антиферромагнитном слоях. Проанализирована зависимость спектра и намагниченности от величины параметра закрепления для различного соотношения интегралов взаимодействия в антиферромагнетике и ферромагнетике, а также между ними.
2. В первом порядке по  $1/2S$  при учёте квантовых ренормировок опре-

делены области устойчивости неелевской фазы анизотропного легко-плоскостного негейзенберговского антиферромагнетика на квадратной решетке. Обменный гамильтониан записан с учётом четырёхузельного взаимодействия спинов, образующих элементарный плакет. В спиновом пространстве гамильтониан обладает дискретной симметрией. Вследствие этого в спектре возбуждений возникает энергетическая щель. Показано, что при малых значениях спина квантовые флуктуации существенно влияют на границу устойчивости неелевской фазы, делая её неустойчивой при включении слабой анизотропии. Установлено, что включение сколь угодно малого четырёхспинового взаимодействия может привести к разрушению фазы Нееля, устойчивую при учёте только гейзенберговского взаимодействия. Построены фазовые диаграммы, определяющие области существования фазы Нееля.

3. Для двумерной решётки Кондо изучено влияние магнитных корреляторов на сверхпроводящую фазу спиновых поляронов. Учёт переходов в триплетные и двухдырочные одноузельные состояния осуществлён при помощи операторной формы теории возмущений. Показано, что магнитные корреляции приводят к ренормировке спектра и, как следствие, существенному изменению фазовой диаграммы сверхпроводника. Полученные фазовые диаграммы находятся в согласии с экспериментальными данными по температурной зависимости перехода в сверхпроводящее состояние купратов с  $d$ -типом симметрии параметра порядка.
4. Для двумерной решётки Кондо рассмотрен спектр фермиевских возбуждений в условиях, когда интеграл перескока соизмерим с энергией  $s - d$ -обменного взаимодействия. В этом случае решение задачи о спектре поляронных возбуждений проведено при учёте верхних триплетных состояний. Это позволило проанализировать модификацию спектральных свойств при изменении соотношения между параметром перескока и параметром обменной связи.

## ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Вальков В.В., Шкляев А.А., Коровушкин М.М., Барабанов А.Ф. Влияние триплетных состояний на спектр коллективных спин-поляронных возбуждений в 2D-решетке Кондо // ФТТ. — 2011. — Т. 53. — С. 1895–1898.
2. Вальков В.В., Валькова Т.А., Шкляев А.А. Квантовые флуктуации в двумерном антиферромагнетике с четырехспиновым взаимодействием

- кубической симметрии // ФТТ. — 2011. — Т. 53. — С. 1957–1962.
3. Val'kov V.V., Shklyaev A.A., Varabanov A.F. The effect of spin correlations on a superconducting phase of the spin polarons in 2D Kondo lattice // Journal of Physics: Conference Series. — 2010. — V. 200. — P. 012217.
  4. Вальков В.В., Шкляев А.А. Квантовый спектр возбуждений конечнослойного ферромагнетика на закреплённой антиферромагнитной подложке // XXXII Международная зимняя школа физиков-теоретиков «Коуровка — 2008», Тезисы докладов. Екатеринбург. — 2008. — С. 154.
  5. Val'kov V.V., Shklyaev A.A., Varabanov A.F. The effect of spin correlations on a superconducting phase of the spin polarons in 2D Kondo lattice // International conference on magnetism (ICM 2009), Book of Abstracts, Karlsruhe, Germany, July 26–31. — 2009. — P. 118.
  6. Вальков В.В., Валькова Т.А., Шкляев А.А. Разрушение неелевской фазы квантовыми флуктуациями в магнетиках с четырехспиновыми анизотропными взаимодействиями на квадратной решетке // Тезисы докладов XXXV совещания по физике низких температур (НТ-35), Черноголовка, 29 сентября – 2 октября 2009 г.. — 2009. — С. 148.
  7. Вальков В.В., Шкляев А.А., Барабанов А.Ф. Влияние триплетных возбуждений на свойства нормальной и сверхпроводящей фазы спиновых поляронов на двумерной решетке Кондо // XXXIII Международная зимняя школа физиков-теоретиков «Коуровка», Тезисы докладов. Екатеринбург. — 2010. — С. 159.
  8. Вальков В.В., Шкляев А.А., Коровушкин М.М., Барабанов А.Ф. Влияние триплетных состояний на спектр коллективных спин-поляронных возбуждений в 2D решетке Кондо // Труды Международного междисциплинарного симпозиума LDS-2, г. Ростов-на-Дону пос. Лоо, Россия. — 2010. — С. 44–46.
  9. Вальков В.В., Валькова Т.А., Шкляев А.А. Квантовые флуктуации в двумерном антиферромагнетике с анизотропным взаимодействием кубической симметрии // Труды Международного междисциплинарного симпозиума LDS-2, г. Ростов-на-Дону пос. Лоо, Россия. — 2010. — С. 47–51.

## СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Berdnoz J.G., Muller K.A. Possible High  $T_c$  Superconductivity in the Ba–La–Cu–O System // Z. Phys. B — Condensed Matter. — 1986. — V. 64, P. 189–193.
- [2] Мотт Н.Ф. Переходы металл-изолятор. М.: Наука, 1979.
- [3] Каганов М.И., Чубуков А.В. Взаимодействующие магноны // УФН. — 1987. — Т. 153. — С. 537–578.
- [4] Нагаев Э.Л. Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. М.: Наука, 1988.
- [5] Khizriev K.S., Murtazaev A.K., Uzdin V.M. Magnetic and critical properties of models of magnetic superlattices // JMMM. — 2006. — V. 300. — P. e546–e549.
- [6] Melzi R., Carretta P., Lascialfari A., Mambrini M., Troyer M., Millet P., Mila F.  $\text{Li}_2\text{VO}(\text{Si}, \text{Ge})\text{O}_4$ , a Prototype of a Two-Dimensional Frustrated Quantum Heisenberg Antiferromagnet // Phys. Rev. Lett.. — 2000. — V. 85. — P. 1318–1321.
- [7] Tsirlin A.A., Rosner H. Extension of the spin-1/2 frustrated square lattice model: The case of layered vanadium phosphates // Phys. Rev. B. — 2009. — V. 79. — P. 214417-1–214417-13.
- [8] Михеенков А.В., Шварцберг А.В., Козлов Н.А., Барабанов А.Ф. Фазовая диаграмма фрустрированного  $J_1$ - $J_2$ - $J_3$  квантового двумерного антиферромагнетика в рамках сферически симметричных функций Грина // Письма в ЖЭТФ. — 2011. — V. 93. — P. 419–425.
- [9] Reuther J., Wolfle P., Darradi R., Brenig W., Arlego M., Richter J. Quantum phases of the planar antiferromagnetic  $J_1$  -  $J_2$  -  $J_3$  Heisenberg model // Phys. Rev. B. — 2011. — V. 83. — P. 064416-1–064416-8.
- [10] Барабанов А.Ф., Максимов Л.А., Михеенков А.В. О сверхпроводимости в подходе спинового полярона // Письма в ЖЭТФ. — 2001. — Т. 74. — С. 362–365.
- [11] Вальков В.В., Коровушкин М.М., Барабанов А.Ф. Эффективные взаимодействия и природа куперовской неустойчивости спиновых поляронов на 2D решетке Кондо // Письма в ЖЭТФ. — 2008. — Т. 88. — С. 426–430.

Подписано в печать 15.11.2011 г.  
Формат 60 × 84/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 80 экз. Заказ № 60  
Отпечатано в типографии Института физики СО РАН  
660036, Красноярск, Академгородок, ИФ СО РАН