

На правах рукописи



Шустин Максим Сергеевич

**ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛЯ
И ФОТОИНДУЦИРОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ НА
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СВОЙСТВА
МОЛЕКУЛЯРНЫХ МАГНЕТИКОВ**

Специальность 01.04.07 Физика конденсированного состояния

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Красноярск — 2017

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном научном учреждении «Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук» (ФИЦ КНЦ СО РАН) Обособленном подразделении «Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук» (ИФ СО РАН) и Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования Сибирский федеральный университет (СФУ)

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор **Вальков Валерий Владимирович**

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
заведующий теоретическим отделом
Института физики высоких давлений
им. Л. Ф. Верещагина РАН
Михеенков Андрей Витальевич

доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»
Петербургского института ядерной физики
им. Б. П. Константинова
Сыромятников Арсений Владиславович,

Ведущая организация: Федеральное государственное
автономное учреждение высшего
профессионального образования «Казанский
(Приволжский) федеральный университет»

Защита состоится «____» _____ 2017 г. в ____ часов ____ минут на заседании диссертационного совета Д 003.075.01 Федерального государственного бюджетного научного учреждения ФИЦ КНЦ СО РАН, ИФ СО РАН по адресу: 660036, г. Красноярск, Академгородок 50, строение 38.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФ СО РАН и на сайте <http://ksc.krasn.ru>.

Автореферат разослан «____» марта 2017 года.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук



Втюрин Александр Николаевич

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы.

Создание новых магнитных материалов, способных проявлять намагниченность в отсутствие внешнего магнитного поля является важной проблемой с точки зрения многих практических приложений. Большинство используемых в промышленности магнетиков представляют собой системы, в которых реализуется дальний 3D ферромагнитный или ферримагнитный порядок. Известно, что непрерывное уменьшение пространственных размеров таких систем до гранул или зерен микроскопических размеров приводит к уменьшению их магнитной анизотропии [1]. Когда последняя достигает значений сравнимых с тепловой энергией в системе, утрачивается способность использовать данные частицы в качестве элементной базы устройств памяти. Поэтому дальнейшая миниатюризация материалов, способных проявлять гистерезис намагниченности при наличии дальнего 3D магнитного порядка приближается к технологическому пределу (так называемый суперпарамагнитный предел).

В данном отношении, существенным прорывом в процессе создания перспективных материалов сверхплотной магнитной записи являлось открытие так называемых одноцепочных магнетиков (single chain magnet - SCM) [2], в которых описание динамики намагниченности, как выяснилось, должно осуществляться на молекулярном уровне. К настоящему моменту синтезировано несколько десятков материалов данного класса, демонстрирующих большое разнообразие их физических свойств [3]. Общей особенностью отмеченных соединений является присутствие в них органических лигандов, обуславливающих экранировку магнитных взаимодействий между отдельными цепочками и индуцирующих сильную одноионную анизотропию. В большинстве случаев такая анизотропия носит легкоосный характер. Указанные особенности приводят к тому, что магнитные возбуждения в SCM представляют собой упорядоченные домены микроскопического масштаба с резкой доменной стенкой, время релаксации которых порядка одного часа. Указанные особенности SCM обуславливают интерес к ним не только с фундаментальной точки зрения [4], но и рассматриваются в качестве перспективных материалов для создания элементной базы устройств памяти.

Важная информация о характере магнитных взаимодействий в одноцепочных магнетиках содержится в особенностях температурных зависимостей корреляционной длины $\zeta(T)$ и времени релаксации $\tau(T)$. При экспериментальных исследованиях SCM-соединений такие характеристики обычно извлекаются из измерений температурных зависимостей статической $\chi(T)$ и динамической $\chi(\omega, T)$ магнитной восприимчивости. Поэтому изучение магнитных свойств одноцепочных магнетиков должно осуществляться на основе исследований как статических, так и динамических характеристик [2].

Для описания статических магнитных свойств одноцепочечных магнетиков чаще всего используются обобщения модели Изинга, либо классическая модель Гейзенберга, в которой векторные операторы спиновых моментов \mathbf{S} заменяются классическими векторами. При изучении динамического поведения одноцепочечных магнетиков используются обобщения модели Глаубера [5, 6]. Последняя является кинетической версией модели Изинга, в которой случайный переворот спина моделируется посредством феноменологического введения взаимодействия изинговской цепочки с тепловым резервуаром. В отмеченных моделях пренебрегается квантовой природой спинов, а применимость такого приближения для описания физических свойств SCM аргументируется наличием в системе сильной одноосной анизотропии, а также относительно большими значениями спинов магнитноактивных ионов.

В последнее время особую актуальность приобрели исследования, связанные с изучением перспектив создания одноцепочечных магнетиков, демонстрирующих не только медленную динамику, но и наличие спиновых кроссоверов, а также фотоиндуцированных состояний [7]- [9]. При этом особый интерес вызывают SCM, магнитные свойства которых могут изменяться под действием внешнего облучения. Считается, что в данных соединениях состояния магнитной подсистемы могут изменяться посредством фотоиндуцированной модификации состояний электронной подсистемы. Ввиду того, что в данных соединениях характерные времена динамики магнитной подсистемы много больше характерных времен динамики электронной подсистемы, данная особенность позволяет рассматривать одноцепочечные магнетики не только как перспективные элементы для сверхплотной магнитной записи, но также как элементы для сверхбыстрых магнитных переключателей [10]. Увеличение числа возможных применений одноцепочечных магнетиков связано, в первую очередь, с прогрессом в области синтеза данных соединений. Существенно, что среди синтезированных SCM имеются соединения, в которых одноионная анизотропия носит легкоплоскостной характер. Важно, что в этом случае квантовые эффекты играют значительную роль. Такие соединения также проявляют медленную динамику намагниченности, которая, однако, уже не может быть описана в рамках модели Глаубера ввиду значительного развития квантовых флюктуаций [3]. Формулировка теоретических моделей для описания большинства таких соединений представляет собой отдельную задачу.

Цель диссертационной работы заключается в изучении влияния эффектов кристаллического поля и фотоиндуцированных состояний на низкотемпературные свойства одноцепочечных магнетиков. Для успешного достижения поставленной цели требуется решить **следующие задачи**:

1. развитие квантовой теории сильно анизотропных двух- и четырехподрешеточных цепочечных магнетиков и оценка роли квантовых флюктуаций в осо-

бенностях формирования основного состояния и низкотемпературных спектральных свойств одноцепочечных магнетиков с сильной одноионной анизотропией типа «легкая плоскость» [2, 3, 9, 11];

2. на основе развитой теории, описать модификацию температурной зависимости магнитной восприимчивости одноцепочечных магнетиков при оптическом облучении, при корректном учете процессов многократного возникновения и исчезновения фотоиндуцированных состояний;
3. провести анализ влияния эффектов межузельного отталкивания между магнитными центрами на предмет реализации квантовых фазовых переходов в подверженных облучению одноцепочечных магнетиках;
4. изучить низкотемпературные термодинамические свойства и магнитную структуру в одноцепочечных магнетиках в окрестности квантовых критических точек.

Решение перечисленных задач является **предметом представленной диссертации.**

На защиту выносятся следующие основные положения:

1. Сформулирована и точно решена модель, качественно описывающая эффекты совместного влияния сильной одноосной анизотропии, оптического облучения и межузельного отталкивания на свойства одноцепочечных магнетиков. Получены условия, при выполнении которых в системе реализуются квантовые фазовые переходы. При этом в их окрестности реализуется аномальный отклик системы на внешнее воздействие.
2. Методом диаграммной техники для операторов Хаббарда развита квантовая теория двух- и четырехподрешеточных 1D магнетиков с сильной одноионной анизотропией. Полученный спектр возбуждений и рассчитанные квантовые ренормировки четырехподрешеточного ферримагнетика с чередующимися взаимно ортогональными плоскостями легкого намагничивания показали, что его низкотемпературное поведение хорошо описывается обобщенной двухподрешеточной моделью Изинга.
3. Для обобщенной двухподрешеточной модели Изинга с ренормированными спинами методом трансфер-матрицы точно решена задача о термодинамическом поведении. Обобщение такого подхода на случай, когда в системе возникают дефекты как на технологическом уровне, так и во время облучения, позволило описать экспериментально наблюдаемое изменение магнитной восприимчивости при облучении.

Научная новизна диссертации определяется ниже следующими утверждениями.

1. С использованием техники трансфер-матрицы показано, что в ансамбле изинговских цепочек с равновесно распределенными немагнитными примесями и межузельным отталкиванием между магнитными центрами реализуются квантовые фазовые переходы в окрестности которых существенно модифицируется магнитная восприимчивость и магнитная структура системы.
2. Для органического четырехподрешеточного легкоплоскостного 1D магнетика *catena* – $[Fe^{II}(ClO_4)_2Fe^{III}(bpca)_2](ClO_4)$ (SCM-*catena*), с использованием диаграммной техники для операторов Хаббарда, рассчитаны квантовые ренормировки и спектр магнитных возбуждений, продемонстрирована возможность описания низкотемпературных свойств соединения в рамках обобщенной модели Изинга, для которой сильные спиновые флуктуации учтены в ренормированных параметрах.
3. На основе предложенной в диссертации обобщенной модели Изинга, методом трансфер-матрицы, рассчитана магнитная восприимчивость SCM-*catena*. Введение статистического ансамбля, учитывающего наличие цепочек разной длины, а также наличие ионов железа с разными спинами, позволило описать модификацию магнитной восприимчивости соединения при оптическом облучении.

Практическая значимость. Представленные в диссертации результаты имеют практическую ценность, поскольку исследуемые магнетики, способные изменять свое магнитное состояние под действием облучения, рассматриваются в качестве перспективных материалов для создания элементной базы устройств сверхплотной магнитной записи.

Достоверность научных положений характеризуется проведением исследований в рамках микроскопических моделей с использованием контролируемых приближений. В дополнение к этому проводилось сравнение полученных результатов с результатами других исследователей и известными предельными случаями.

Апробация работы. Полученные результаты докладывались соискателем на XXXIV и XXXVI Международных зимних школах физиков-теоретиков «Коуровка» (Екатеринбург, 2012 г., 2016 г.), 18-ой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых ВНКСФ-18 (Красноярск, 2012 г.), 4-ом Международном симпозиуме «Физика низкоразмерных систем» LDS-4 (Ростов-на-Дону, 2014 г.), Международной конференции «Спиновая физика, спиновая химия, спиновые технологии» SPCT-2015 (Санкт-Петербург, 2015 г.), Международном симпозиуме «Спиновые волны-2015» SW 2015 (Санкт-Петербург, 2015 г.).

г.), XXXVII Совещании по физике низких температур (Казань, 2015 г.), XVIII Международном междисциплинарном симпозиуме «Упорядочение в минералах и сплавах» ОМА-18 (Ростов-на-Дону, 2015 г.), Заседании секции «Магнетизм» научного совета РАН по физике конденсированных сред (Москва, 2015 г.), VI Евро-азиатском симпозиуме «Тенденции в области магнетизма» EASTMAG-2016 (Красноярск, 2016 г.), а также на конференциях молодых ученых КНЦ СО РАН (Красноярск, 2013-2016 гг.), научных семинарах и ученых советах ИФ СО РАН.

Диссертационные исследования выполнялись при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 13-02-00523, 14-02-31237-мол-а, 13-02-980013-р-сибирь-а, 16-02-00073), а также Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности, (гранты 15-42-04372-р-сибирь-а, 16-42-243056, 16-42-243057, 16-42-243069).

Личный вклад. Автор проводил работы с научной литературой по выбранной тематике, принимал активное участие в обсуждении и постановке задач, проводил аналитические и численные вычисления, занимался подготовкой статей и тезисов, докладывал и обсуждал результаты работы на научных конференциях.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 реферируемых и рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК: «Письма в ЖЭТФ», «ЖЭТФ», «Journal of Low Temperature Physics», «Известия РАН. Серия физическая».

Объём и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Полный объем диссертации 138 страниц текста с 46 рисунками. Список литературы содержит 114 источников.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обосновывается актуальность выбранного направления, формулируется цель, основная идея, предмет и объект диссертационных исследований, описывается структура диссертации, перечисляются основные положения, выносимые на защиту, характеризуется научная новизна полученных результатов, приведены сведения об апробации материалов диссертации, а также о публикациях автора по теме диссертации.

В первой главе приводится краткое изложение проведенных ранее исследований термодинамических свойств и магнитной динамики одноцепочечных магнетиков. Подробно описывается модель Глаубера, её основные особенности и обобщения для учета реальной магнитной структуры синтезированных SCM. Описываются экспериментальные данные о двух одноцепочечных магнетиках, способных изменять свои магнитные свойства при приложении оптического облучения.

Во второй главе исследуется влияние межузельного отталкивания между магнитными центрами на магнитную структуру и термодинамические свойства одноцепочечных магнетиков, при их оптическом облучении.

Количественное рассмотрение отмеченной проблемы проводится в рамках простой, но точно решаемой модели, гамильтониан которой имеет вид:

$$\widehat{\mathcal{H}} = J \sum_{f=1}^N S_f^z S_{f+1}^z + V \sum_{f=1}^N n_f n_{f+1} - h \sum_{f=1}^N S_f^z - \mu \sum_{f=1}^N n_f, \quad (1)$$

где J - параметр обменного взаимодействия изинговского типа между ближайшими магнитными центрами, V - параметр межузельного отталкивания между такими центрами, μ - неопределенный множитель Лагранжа, позволяющий контролировать концентрацию магнитных центров в цепочке, $h = \mu_B g H$ - внешнее магнитное поле в энергетических единицах, N - число узлов в цепочке. Операторы S_f^z и n_f есть оператор проекции псевдоспинового момента частицы на ось квантования z и оператор числа магнитных центров на узле f , соответственно. Вид этих операторов в базисе узельных состояний $|0\rangle, |\pm 1/2\rangle$ следующий:

$$S_f^z = \text{diag}(0, 1/2, -1/2); \quad n_f = \text{diag}(0, 1, 1), \quad (2)$$

где « $\text{diag}(\cdot)$ » есть диагональная матрица с элементами, указанными в строке.

С физической точки зрения межузельное отталкивание может реализовываться из-за повышения энергии системы за счет модификации ионного радиуса магнитных центров, обусловленного фотоиндуцированным переходом некоторых ионов из низкоспинового в высокоспиновое магнитное состояние [12]. В качестве вакансий могут выступать магнитные ионы в низкоспиновом ($S = 0$) состоянии, концентрация которых зависит от интенсивности облучения [7].

Принимая, что цепочка замкнута $S_f^z = S_{f+N}^z$, $n_f = n_{f+N}$ термодинамические средние могут быть рассчитаны методом трансфер-матрицы [13]:

$$\langle \hat{A}_f \rangle = \frac{1}{\Xi} \sum_{m=1}^3 A'_{mm} \lambda_m^N; \quad \Xi = \sum_{m=1}^3 \lambda_m^N, \quad (3)$$

где $\lambda_{1,2,3}$ и A' есть, соответственно, собственные значения трансфер-матрицы \hat{T} и матрица операторов (2) в базисе собственных векторов \hat{T} . В симметризованном виде \hat{T} имеет вид:

$$\hat{T} = \begin{pmatrix} 1 & e^{\frac{h/2+\mu}{2T}} & e^{\frac{-h/2+\mu}{2T}} \\ e^{\frac{h/2+\mu}{2T}} & e^{\frac{-J/4-V+h/2+\mu}{T}} & e^{\frac{J/4-V+\mu}{T}} \\ e^{\frac{-h/2+\mu}{2T}} & e^{\frac{J/4-V+\mu}{T}} & e^{\frac{-J/4-V-h/2+\mu}{T}} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Аналогично, могут быть вычислены корреляционные функции системы. При этом для анализа термодинамических средних при постоянной концентрации вакансий n_h решалось уравнение на множитель Лагранжа $\langle n_f \rangle(\mu) \equiv n_s = 1 - n_h$.

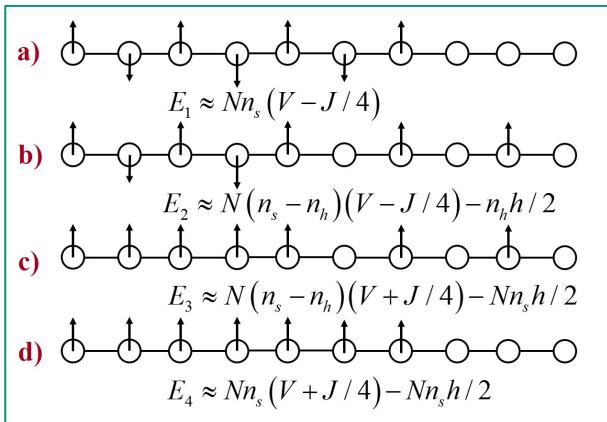


Рисунок 1 – Основные типы структурного и спинового упорядочений системы при менее чем половинном заполнении цепочек вакансиями. Считается, что магнитное поле направлено вдоль вертикальной оси.

модели приводит к реализации в системе квантовых фазовых переходов (КФП).

В настоящей работе наиболее подробно рассматривался случай половинного заполнения цепочек магнитными вакансиями $n_s = 0.5$. Квантовая критическая точка в этом случае определяется соотношением параметров $V_c = J/4 - h/2$. При $V < V_c$ реализуется состояние типа изображенного на рис. 1а) отвечающее микроскопическому разделению на фазы из антиферромагнитных спиновых цепочек и цепочек из магнитных вакансий. При $V > V_c$ система представляет собой набор

Как видно из выражения для гамильтониана модели (1), конкуренция между антиферромагнитным обменом, межузельным отталкиванием и зеемановской энергией системы приводит к возможности реализации различных типов магнитного и структурного упорядочения. Наглядно данные свойства модели представлены на рисунке 1, где для случая $h > 0$ и $n_s = 0.7$, схематически изображены четыре основных типа упорядочения системы при нулевой температуре. Реализация того или иного типа упорядочения будет определяться минимальным значением из приведенных на рис. 1 энергий E_i ($i = 1, 2, 3, 4$). Изменение параметров

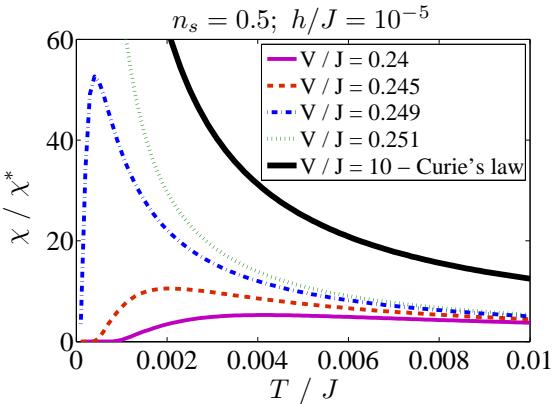


Рисунок 2 – Эволюция низкотемпературной зависимости магнитной восприимчивости в окрестности ККТ $V_c = J/4 - h/2$ при увеличении амплитуды отталкивания V .

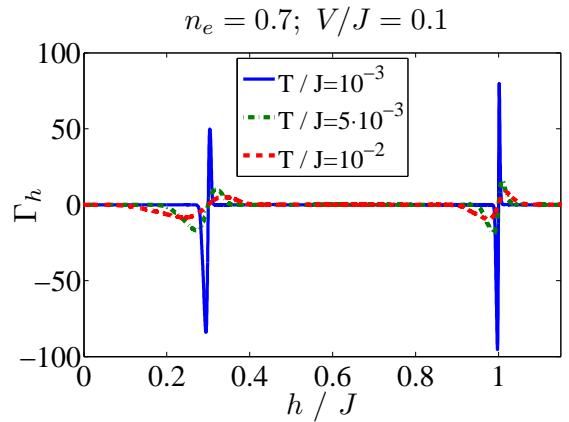


Рисунок 3 – Магнетокалорический эффект. Реализуется известная расходимость магнитного параметра Грюнайзена Γ_h в квантовых критических точках.

парамагнитных центров. Расчет корреляционных функций $\langle S_f^z S_{f+d}^z \rangle$ и $\langle n_f n_{f+d} \rangle$, а также анализ теплоемкости системы показали, что в окрестности ККТ ($V \rightarrow V_c$) магнитная структура характеризуется наличием ближних и отсутствием дальних магнитных корреляций при любой, сколь угодно низкой температуре.

Существенно, что при конечных температурах и в окрестности таких переходов реализуется аномальный отклик системы на внешние воздействия. В рассматриваемой модели наиболее сильное влияние КФП оказывает на низкотемпературную область зависимости магнитной восприимчивости системы $\chi(T)$. Связано это с качественно разным поведением зависимости $\chi(T)$ для систем, описываемых ансамблем парамагнитных центров и систем, описываемых ансамблем антиферромагнитно упорядоченных изинговских цепочек. Кроссовер между данными двумя зависимостями при прохождении ККТ V_c изображен на рис. 2, из которого видно, что малое изменение отношения V/J может приводить к многократному изменению характерного пика зависимости $\chi(T)$.

Другой характеристикой, существенно изменяющейся при прохождении ККТ является магнетокалорический эффект (МКЭ) [14]. Основным параметром, определяемым при исследовании МКЭ является магнитный параметр Грюнайзена $\Gamma_h = -(\partial S / \partial h)_T / C_h = -(\partial M / \partial T)_h / C_h$, который в соответствии с предсказаниями скейлинговой теории должен испытывать расходимость и смену знака при прохождении ККТ [14]. Такое поведение Γ_h от внешнего магнитного поля показано на рис. 3 для случая $n_s = 0.7$. Возрастание Γ_h в точках $h_{c1} = J/2 - 2V$ и $h_{c2} = J$ указывает на то, что одноцепочечные магнетики, в которых реализация отожженного типа беспорядка может достигаться посредством приложения внешнего излучения, также могут служить перспективными материалами в области криогенной промышленности.

Третья глава посвящена развитию квантовой теории двух- и четырехподрешеточных одноцепочечных магнетиков с сильной одноионной анизотропией. Развитый подход применяется для описания низкотемпературных спектральных свойств и квантовых ренормировок в одноцепочечном магнетике *catena* – $[Fe^{II}(ClO_4)_2 \{Fe^{III}(bpcu)_2\}] ClO_4$ (в дальнейшем SCM-*catena*) с чередующимися взаимно ортогональными плоскостями легкого намагничивания.

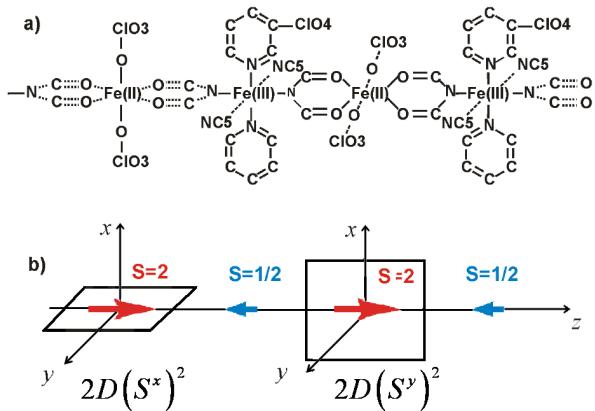


Рисунок 4 – а) Кристаллическая структура одноцепочечного магнетика SCM-*catena*; б)

Магнитная структура SCM-*catena*,

представляющая собой

четырехподрешеточный сильноанизотропный 1D магнетик с реализуемым при низких температурах ($T < 7K$) близким ферримагнитным порядком. Принята следующая последовательность обозначений подрешеток в элементарной ячейке:

$A - B - C - D$ [11].

ния низкотемпературных свойств SCM-*catena* в рамках обобщенной модели Изинга путем микроскопического расчета спектра магнонных возбуждений соединения и установления соответствия со спектром возбуждения легкоосного магнетика.

В виду нетривиальности задачи об описании сильно анизотропных магнитных систем с несколькими подрешетками, в начале главы подробно рассматривается двухподрешеточный гейзенберговский магнетик с одноионной анизотропией произвольной симметрии. Используется идеология атомного представления, позволяющая корректно описывать системы с произвольным неэквидистантным спектром одноионных состояний. Для описания спектральных и термодинамических свойств рассматриваемого двухподрешеточного магнетика используется диа-

Кристаллическая и магнитная структура SCM-*catena* приведена на рис. 4. Теоретическое описание исследуемой системы во многом осложнено особенностями магнитной структуры соединения: магнитные состояния высокоспиновых ионов формируются при участии сильной одноионной анизотропии типа «легкая плоскость», ориентация которой меняется при переходе от одного высокоспинового иона железа к другому (рис.4). В результате такой модуляции исследуемое соединение проявляет свойства, характерные для магнетиков с анизотропией типа «легкая ось» [11] или даже магнетиков с доминированием обменного взаимодействия изинговского типа. Однако, ввиду наличия сильной одноионной анизотропии, в соединении должны проявляться квантовые флюктуации [11, 15–17]. Главной целью данной главы являлось обоснование возможности описания

граммная техника для операторов Хаббарда (ДТХ). Основные принципы этой техники изложены в [18, 19], а ее применение для описания спектральных и динамических свойств анизотропных ферромагнетиков осуществлялось в работах [15–17]. Обобщение такого подхода, связанное с наличием в магнетике двух подрешеток проявились в том, что затравочные пропагаторы $D_{j\alpha}(\omega_n)$ и концевые множители $b_j(\alpha)$, изображаемые в технике ДТХ сплошной линией и малым полым кружком, соответственно, приобрели дополнительную зависимость от индекса подрешетки j . В рамках такого подхода было получено аналитическое выражение для спектра двухподрешеточного 1D магнетика с чередующимися, взаимноортогональными плоскостями легкого намагничивания и показано, что такой спектр возбуждений аналогичен спектру легкоосного 1D магнетика.

Квантовое рассмотрение соединения SCM-цепи проводилось в рамках модели Гейзенберга при учете неоднородного по узлам цепочки оператора одноионной анизотропии типа «легкая плоскость» [11]. Учитывалось, что при $T < 7 K$ в соединении реализуется экспериментально наблюдаемый ближний ферримагнитный порядок и принималось, что спонтанная намагниченность всех ионов ориентирована вдоль оси z . Вводя обычным образом самосогласованное поле, запишем гамильтониан системы в виде:

$$\hat{\mathcal{H}}_G = \sum_{f_1 \in A} \hat{\mathcal{H}}_{0,A}(f_1) + \sum_{f_2 \in B} \hat{\mathcal{H}}_{0,B}(f_2) + \sum_{f_3 \in C} \hat{\mathcal{H}}_{0,C}(f_3) + \sum_{f_4 \in D} \hat{\mathcal{H}}_{0,D}(f_4) + \hat{\mathcal{H}}_{int}, \quad (5)$$

где одноузельные операторы для четырех введенных подрешеток, имеют вид:

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}}_{0,A}(f_1) &= 2D(S_{f_1}^x)^2 - \bar{h}_1 S_{f_1}^z; & \hat{\mathcal{H}}_{0,B}(f_2) &= -\bar{h}_2 S_{f_2}^z; \\ \hat{\mathcal{H}}_{0,C}(f_3) &= 2D(S_{f_3}^y)^2 - \bar{h}_1 S_{f_3}^z; & \hat{\mathcal{H}}_{0,D}(f_4) &= -\bar{h}_2 S_{f_4}^z; \\ \bar{h}_1 &= g_1 H + 2J\sigma; & \bar{h}_2 &= g_2 H - 2JM. \end{aligned} \quad (6)$$

При записи (6) для магнитного упорядочения, показанного на рис.4, были введены обозначения $M = \langle S_{fA} \rangle = \langle S_{fC} \rangle$ и $\sigma = -\langle S_{fB} \rangle = -\langle S_{fD} \rangle$.

Первые четыре слагаемых гамильтониана (5) описывают одноионную анизотропию, а также зеемановскую энергию магнитных моментов подрешеток в эффективных магнитных полях \bar{h}_1 и \bar{h}_2 . Здесь \mathbf{S}_j есть векторные операторы спиновых моментов, относящиеся к узлам, принадлежащим подрешеткам $j = A, B, C, D$. Оператор взаимодействия $\hat{\mathcal{H}}_{int}$ в (5) описывает межузельные корреляции, индуцируемые обменным взаимодействием. Введение циркулярных спиновых операторов и трехкомпонентного вектора $\mathbf{u} = \{S^z; S^+; S^-\}$ позволяет записать корреляционное слагаемое в компактном виде:

$$\hat{\mathcal{H}}_{int} = \sum_{i=1}^{i=4} \sum_{\langle f_i f_{i+1} \rangle} (\Delta \mathbf{u}_{f_i}, \hat{V} \cdot \Delta \mathbf{u}_{f_{i+1}}), \quad \mathbf{u}_{f_5} \equiv \mathbf{u}_{f_1} \quad (7)$$

где $\Delta \mathbf{u} = \mathbf{u} - \langle \mathbf{u} \rangle$. Угловые скобки под знаками суммы означают, что суммирование ведется по ближайшим ионам из подрешеток. \widehat{V} есть трехрядная матрица с компонентами $V(f_i, f_{i+1}) = J(f_i, f_{i+1}) [1, 0, 0; 0, 0, 1/2; 0, 1/2, 0]$. Величины J и D характеризуют интенсивности обменного взаимодействия между ближайшими соседями и одноионную анизотропию, соответственно. На основе экспериментов по температурной зависимости намагниченности SCM-catena были проведены оценки: $J = 20 K$, $D = 7 K$ [11].

Обобщая упомянутый выше подход ДТХ на случай наличия четырех подрешеток, введем операторы Хаббарда $X_{fj}^{pq} = |\psi_{fj}^p\rangle\langle\psi_{fj}^q|$, построенные на собственных состояниях $\widehat{\mathcal{H}}_{0j}(f)$. Тогда гамильтониан SCM-catena принимает вид:

$$\widehat{\mathcal{H}}_G = \sum_{j=1}^{i=4} \sum_{f,n} E_{jn} X_{fi}^{nn} + \sum_{j=1}^4 \sum_{\langle f_j f_{j+1} \rangle} \sum_{\lambda, \lambda'} \left(\mathbf{c}_j(\lambda), \widehat{V} \cdot \mathbf{c}_{j+1}(\lambda') \right) \Delta R_{fi}^\lambda \Delta R_{f,j+1}^{\lambda'}, \quad (8)$$

где

$$R_f^\lambda = \begin{cases} X_f^\alpha, & \lambda = \alpha; \\ X_f^{nn}, & \lambda = n; \end{cases} \quad \mathbf{c}_j(\lambda) = \begin{cases} [\gamma_{\parallel;j}(\alpha), \gamma_{\perp;j}(\alpha), \gamma_{\parallel;j}(-\alpha)], & \lambda = \alpha; \\ [\Gamma_{\parallel;j}(n), \Gamma_{\perp;j}(n), \Gamma_{\parallel;j}(n)], & \lambda = n. \end{cases}; \quad (9)$$

E_{jn} есть собственные значения $\widehat{\mathcal{H}}_{0j}$, а суммирование по α обозначает суммирование по корневым векторам $\alpha = \alpha(p, q)$ [15], определяемым из системы тождеств: $X^{pq} \equiv X^{\alpha(p,q)} \equiv X^\alpha$.

Задача о нахождении спектра элементарных возбуждений системы сводилась к вычислению фурье-образа мацубаровских функций Грина $D_{i\alpha;j\beta}(f\tau; g\tau') = -\langle T_\tau \tilde{X}_{fi}^\alpha(\tau) \tilde{X}_{gj}^{-\beta}(\tau') \rangle$ в беспетлевом приближении. Тогда спектр возбуждений SCM-catena, определенный в пределах первой зоны Бриллюэна четырехподрешеточного 1D магнетика, определяется из решения уравнения $\Delta_\perp(q, \omega) = 0$, где

$$\begin{aligned} \Delta_\perp(q, \omega) &= \tilde{\Delta}_\perp(q, \omega) \tilde{\Delta}_\perp\left(q + \frac{\pi}{2}, \omega\right) + \frac{J}{2} z_B(\omega) z_B(-\omega) w^2(\omega) (1 + \cos(4q)); \\ \tilde{\Delta}_\perp(q, \omega) &= \left[1 - \left(\frac{J_q}{2} \right)^2 z_A(i\omega) z_B(i\omega) \right] \left[1 - \left(\frac{J_q}{2} \right)^2 z_A(-\omega) z_B(-\omega) \right] + \\ &+ \left(\frac{J_q}{2} \right)^4 z_B(\omega) z_B(-\omega) w^2(\omega), \end{aligned} \quad (10)$$

и были использованы обозначения $J_q = 2J \cos(q)$, $z_{A,B}(\omega) = (L^{AA(BB)})_{22}$, $w(\omega) = (L^{AA})_{23}$, $(\hat{L}^{jj})_{nm} = \sum_\alpha D_{j\alpha} b_{j\alpha} (c_j(-\alpha))_n (c_j(\alpha))_m$.

Для исследования квантовых ренормировок к намагниченности осуществлялся выход за рамки приближения среднего поля с использованием формул:

$$\langle S_{A,C}^z \rangle_{s-w} = \sum_{p=1}^5 N_p \langle \psi_p | S_{A,C}^z | \psi_p \rangle; \quad N_{jp} = -\frac{T}{N} \sum_{q, \omega_n} e^{i\delta\omega_n} D_{j\alpha;j\alpha}(q, \omega_n), \quad \delta \rightarrow 0. \quad (11)$$

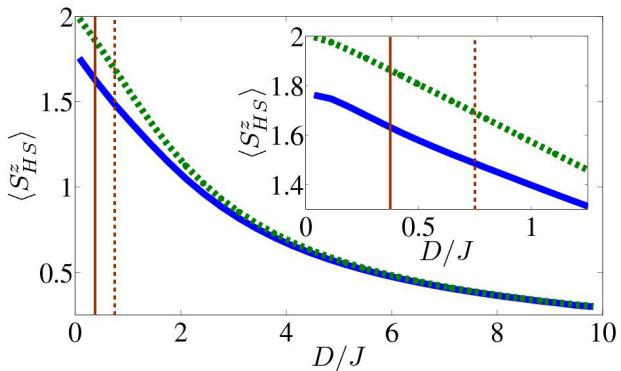


Рисунок 5 – Зависимость среднего значения магнитного момента высокоспиновых ионов от величины анизотропии в низкотемпературном пределе $T \ll J$.

$\langle S_{A,C}^z \rangle \approx 3/2$ при $D/J = 6/8$. При этом, в обоих случаях, более половины вклада в относительное изменение намагниченности HS ионов реализуется за счет спин-волновых флюктуаций. Наличие данных флюктуаций необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных данных как по равновесным свойствам соединения, так и по особенностям его магнитной динамики. Дисперсионные зависимости трех квазичастичных ветвей, построенных на интервале $0 \leq q \leq \pi/2$ при $T \ll J$ и соотношении параметров обмена и анизотропии для данного соединения $D/J = 3/8$, и $D/J = 6/8$ приведены сплошными линиями на рис. 6 и пунктирными линиями на рис. 7, соответственно. Также на рис. 6 пунктирными линиями приведены квазиимпульсные зависимости ветвей спектра для эффективной модели ферримагнитной двухподрешеточной цепочки Гейзенберга с одноионной анизотропией типа «легкая ось» интенсивности $D_{eff} \equiv -J/8$.

Из сравнения приведенных на рис. 6 зависимостей видно, что при низких температурах спектр возбуждений SCM-catena действительно соответствует спектру 1D феримагнетика с эффективной осью легкого намагничивания, направленной вдоль оси цепочки. Более того, из рис. 7 видно, что спектр возбуждений SCM-catena характеризуется наличием щели величиной $\Delta \sim J$ и небольшой, относительно Δ , дисперсией основных ветвей возбуждений. Это означает, что на качественном уровне энергетическая структура одномерного четырехподрешеточного феримагнетика SCM-catena воспроизводится одночастичным спектром возбуждений феримагнитной изинговской цепочки, для которой также $\Delta \sim J$, а дисперсия ветвей полностью отсутствует. Этот вывод позволяет перейти к исследованию термодинамических свойств SCM-catena во всем температурном интервале на основе точного вычисления статистической суммы для эффективной обобщенной 1D модели Изинга с ренормированными параметрами HS Fe^{II} ионов $\tilde{S} = 3/2$.

Зависимости $\langle S_{A,C}^z \rangle$ для HS ионов железа от величины анизотропии, рассчитанные в спин-волновом приближении (формула (11)) и приближении анизотропного среднего поля ($\langle S_{A,C}^z \rangle_{mf} = \langle \psi_1 | S_{A,C}^z | \psi_1 \rangle$) приведены на рис. 5 сплошными и пунктирными линиями, соответственно. Сплошными и пунктирными вертикальными линиями отмечены значения анизотропии $D/J = 3/8$ и $D/J = 6/8$. Видно, что средняя проекция спинового момента на ось квантования принимает значение $\langle S_{A,C}^z \rangle \approx 1.63$ при $D/J = 3/8$ и

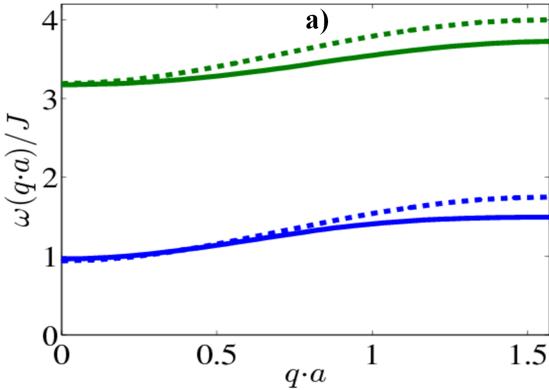


Рисунок 6 – Низкотемпературный спектр элементарных возбуждений четырехподрешеточного ферримагнетика SCM-catena при $D/J = 3/8$ (сплошные линии) и двухподрешеточного легкоплоскостного ферримагнетика с эффективной анизотропией $D/J = -1/8$ (пунктирные линии).

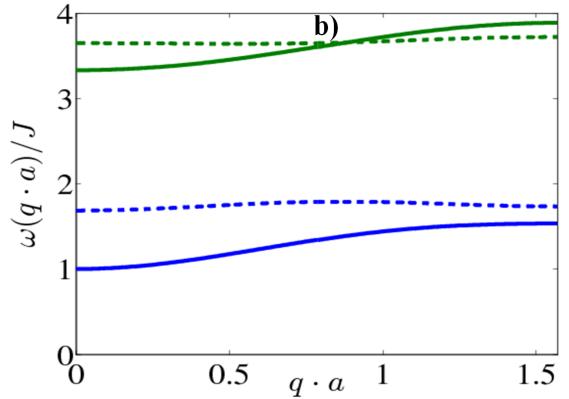


Рисунок 7 – Низкотемпературный спектр элементарных возбуждений четырехподрешеточного ферримагнетика SCM-catena при $D/J = 3/8$ (сплошные линии) и $D/J = 6/8$ (пунктирные линии).

В четвертой главе развивается подход, позволяющий описывать влияние длительного оптического облучения на магнитные свойства SCM при учете их реальной магнитной структуры. Примером одноцепочечного магнетика, способного изменять свои магнитные свойства при облучении, может служить соединение SCM-catena, чьи низкотемпературные спектральные свойства подробно обсуждались в третьей главе. Поэтому при описании магнитных свойств SCM-catena при облучении, были существенно использованы результаты главы 3, в которой была установлена близость низкотемпературных спектральных свойств SCM-catena и изинговского магнетика, а сильные спиновые флуктуации были учтены в ренормированных параметрах модели Изинга.

Экспериментальные исследования SCM-catena продемонстрировали сильное изменение его магнитной восприимчивости $\chi(T)$ под действием внешнего облучения [9]. Интерпретация этого эффекта основывалась на предположении о фотоиндуцированном изменении магнитного состояния системы, вызванного переносом заряда от одного иона металла к другому (metal-to-metal charge transfer - *MMCT*). Считалось, что каждый квант поглощенного системой излучения индуцирует переход электрона из электронной оболочки высокоспинового состояния (*HS*) иона Fe^{II} ($S = 2$) в электронную оболочку иона железа Fe^{III} , находящегося в низкоспиновом (*LS*) состоянии с $S = 1/2$. Первый ион железа оказывался в состоянии с $S = 5/2$, а второй ион - в состоянии с $S = 0$ (рис. 8).

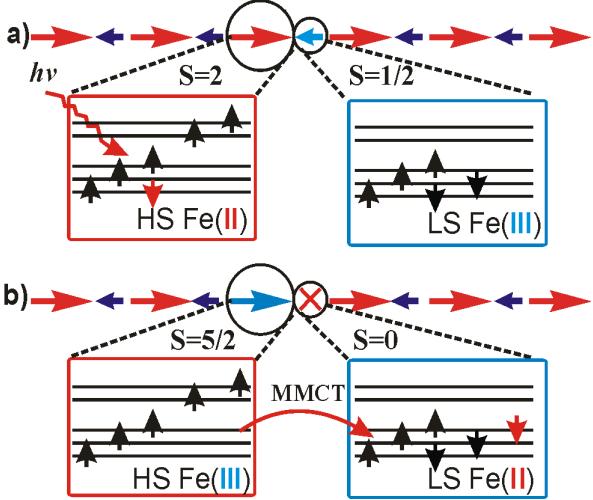


Рисунок 8 – Схематическое изображение фотоиндуцируемого ММСТ (metal-to-metal charge transfer) процесса в SCM-цепочке [9].

ниях светового воздействия на одноцепочечные магнетики облучение продолжалось в течение нескольких часов [7,8]. За это время фотоиндуцируемые $HS\ Fe^{III}$ и $LS\ Fe^{II}$ состояния ионов железа многократно возникают и рекомбинируют. Поэтому, в среднем, каждый ион железа участвует в $MMCT$ процессах и, оставаясь на своем месте, изменяет свое состояние вследствие прихода и ухода электронов. Это особенность может быть отражена путем введения специального статистического ансамбля, в котором его представителями являются спиновые цепочки. В узлах цепочек могут находиться ионы железа в любом из введенных выше четырех спиновых состояний. Введение статистического ансамбля подразумевает установление материального контакта с термостатом, допускающим обмен ионами железа, и, тем самым, моделирующим изменение относительной концентрации пар ионов в различных спиновых состояниях. Также учитывалось, что квантовые флюктуации приводят к сокращению спинового момента $S^z\ HS\ Fe^{III}$ ($S = 5/2$) до эффективного значения $\tilde{S}_2 \approx 2$.

Принимая во внимание сказанное, получаем модель, которая в атомном представлении отражается гамильтонианом следующего вида

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{f=1}^N \left\{ \hat{\mathcal{H}}(f, f+1) + \hat{\mathcal{H}}(f+1, f) \right\} + \sum_{f=1}^N \left\{ \mu_B H \hat{\mathcal{O}}_f + \lambda_1 h_f + \lambda_2 Y_f \right\}, \quad (12)$$

где двухузельные операторы являются суммой двух слагаемых:

$$\hat{\mathcal{H}}(f, f+1) = \hat{\mathcal{H}}_J(f, f+1) + \hat{\mathcal{H}}_V(f, f+1). \quad (13)$$

Операторы $\hat{\mathcal{H}}_J(f, f+1)$ описывают обменное взаимодействие изинговского типа

Присутствие таких фотоиндуцированных состояний ионов железа моделировалось введением в цепочку магнитных примесей, концентрация которых зависит от интенсивности облучения. Дополнительно к этому учитывалось наличие примесей и дефектов естественного происхождения. Принималось, что примеси и дефекты естественного происхождения реализуют «замороженный» тип беспорядка [2], а их распределение по цепочке подчиняется статистике Пуассона.

Для дальнейшего существенно, что при экспериментальных исследова-

между ближайшими магнитоактивными ионами железа

$$\hat{\mathcal{H}}_J(f, g) = J_1 \sum_{mM} m M X_f^{mm} Y_g^{MM} + J_2 \sum_{mL} m L X_f^{mm} Z_g^{LL}. \quad (14)$$

При этом операторы X_f^{mm} (Y_g^{MM}) являются хаббардовскими операторами [18] проектирования на вектора гильбертова пространства, соответствующими состояниям ионов железа со спином (псевдоспином) $S = 1/2$ ($\tilde{S} = 3/2$) и проекцией спина (псевдоспина) на ось квантования m (M). Проекционный оператор Z_f^{LL} соответствует состоянию иона железа в узле f с $\tilde{S}_2 = 2$ и проекцией псевдоспина на ось квантования L . Оператор h_f является хаббардовским оператором проектирования на вектор гильбертова пространства $|f, 0\rangle$, соответствующего нахождению иона железа на узле f в состоянии со спином $S = 0$. При этом, состояния описываемые операторами Z_f^{LL} и h_f появляются в результате оптического облучения.

Двухузельные операторы $\hat{\mathcal{H}}_V$ введены для учета корреляции во взаимном расположении ионов железа различного типа (см. рис. 8), и позволяют воспроизвести необходимую последовательность спиновых состояний ионов железа, которая соответствует магнитной структуре SCM-catena. Эти операторы описывают отталкивательное взаимодействие внутри пар высокоспиновых (низкоспиновых) ионов железа, находящихся на ближайших узлах цепочки. В атомном представлении выражение для $\hat{\mathcal{H}}_V$ имеет вид:

$$\hat{\mathcal{H}}_V(f, g) = V (h_f h_g + X_f X_g + Y_f Y_g + Z_f Z_g + h_f X_g + Y_f Z_g), \quad (15)$$

где операторы $X_f = \sum_m X_f^{mm}$, $Y_f = \sum_M Y_f^{MM}$, $Z_f = \sum_L Z_f^{LL}$ являются операторами проектирования на подпространства с фиксированными значениями спина или псевдоспина. Параметр V характеризует амплитуду отталкивательного взаимодействия и в конечных вычислениях полагается бесконечно большим.

Первое слагаемое среди одноузельных операторов в (12) отражает зеемановский вклад и в принятых обозначениях

$$\hat{\mathcal{O}}_f = g_1 \sum_m m X_f^{mm} + g_2 \sum_M M Y_f^{MM} + g_3 \sum_L L Z_f^{LL}, \quad (16)$$

где g_1 , g_2 , g_3 - есть g -факторы для каждого из трех состояний иона железа.

Появление двух последних одноузельных операторных слагаемых в (12) связано с тем ограничением, что при облучении происходит одновременный переход пары ионов железа в новые состояния. Математически этот факт отражается тем, что на каждом этапе вычислений должны выполняться уравнения $\langle X_f \rangle = \langle Y_f \rangle$, $\langle h_f \rangle = \langle Z_f \rangle$. Для учета этих условий вводятся два неопределенных множителя Лагранжа λ_1 и λ_2 .

Вычисление термодинамических средних и корреляционных функций для введенного ансамбля цепочек осуществлялось методом трансфер-матрицы [13].

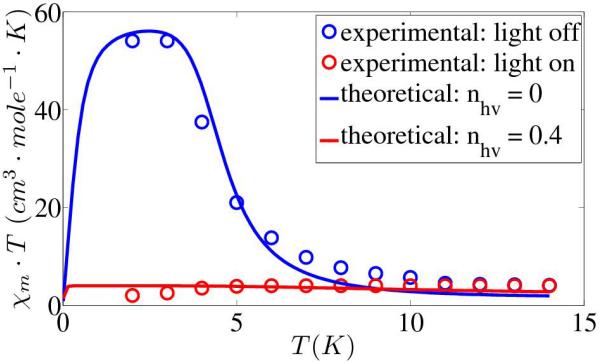


Рисунок 9 – Модификация температурной зависимости магнитной восприимчивости SCM-catena при облучении [9].

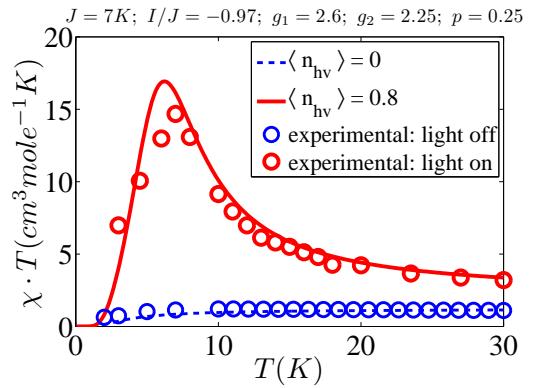


Рисунок 10 – Модификация температурной зависимости магнитной восприимчивости соединения SCM-zigzag при облучении [7].

При анализе влияния облучения на магнитные свойства SCM-catena концентрация фотонов $n_{h\nu}$, индуцирующих ММСТ процессы, отождествлялась со средними $n_{h\nu} = \langle h_f \rangle = \langle Z_f \rangle$. Изменение интенсивности облучения моделировалось посредством изменения $n_{h\nu}$, при этом принималось, что без облучения $n_{h\nu} = 0$.

В результате была описана экспериментально наблюдаемая сильная модификация температурной зависимости магнитной восприимчивости $\chi_m(T)$ SCM-catena при облучении. Такая модификация приведена на рис. 9, при этом кружкам отвечают экспериментальные данные, а сплошным линиям - результаты теоретических расчетов. Параметры модели (12) подбирались из условия наилучшего согласия результата расчетов и экспериментальных данных. Они хорошо коррелируют с известными данными об SCM-catena и приведены в диссертации. Также в диссертации на основе расчета корреляционных функций исследованы особенности модификации магнитной структуры SCM-catena при облучении.

Существенно, что развитый подход, позволяющий учитывать наличие многократно возникающих и исчезающих фотоиндуцированных магнитных центров в SCM-catena, может быть применен для описания модификации низкотемпературных свойств и других SCM при их оптическом облучении. Так, во второй части главы описывается экспериментально наблюдаемая модификация $\chi_m(T)$ для легкоосного одноцепочечного магнетика $\{[Fe^{III}(Tp^*)(CN)_3]_2Fe^{II}(bpmh)\} \cdot 2H_2O$ (SCM-zigzag, см. рис. 10) с чередующимися высокоспиновыми и низкоспиновыми состояниями ионов железа, формирующими топологию двойного зигзага [7]. При этом, учитывалась реальная магнитная структура соединения. Показано, что совместная реализация фотоиндуцированных магнитных центров и немагнитного межузельного отталкивания между такими центрами приводит к реализации в системе квантовых фазовых переходов, в малой окрестности которых реализуется состояние с наличием близких, но с отсутствием дальних магнитных корреляций при сколь угодно низких температурах.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. В рамках точно решаемой модели ансамбля изинговских цепочек с немагнитными вакансиями показано, что совместное влияние длительного оптического облучения и межузельного отталкивания между магнитными центрами может приводить к реализации в одноцепочечных магнетиках квантовых фазовых переходов по параметру межузельного отталкивания, близость к критическим точкам которых существенно сказывается на их магнитной структуре и температурной зависимости магнитной восприимчивости.
2. Проведено развитие квантовой теории гейзенберговских магнетиков с сильной одноионной анизотропией произвольной симметрии с двумя и четырьмя подрешетками. В рамках развитого подхода рассчитаны низкотемпературные магнитные свойства органического 1D магнетика *catena* – $[Fe^{II}(ClO_4)_2Fe^{III}(bpcu)_2](ClO_4)$ (SCM-*catena*) с четырьмя подрешетками и чередующимися взаимно ортогональными плоскостями легкого намагничивания. Показано, что изменение направления плоскостей легкого намагничивания приводит, с одной стороны, к низкотемпературному спектру возбуждений, аналогичному спектру возбуждений модели Изинга, и с другой стороны, к развитию сильных спиновых флюктуаций, что коррелирует с экспериментальными данными о соединении.
3. В рамках эффективной обобщенной модели Изинга, описана модификация температурной зависимости магнитной восприимчивости SCM-*catena* при облучении. Ключевым при таком описании являлось введение дополнительного, специального статистического ансамбля изинговских цепочек, на каждом узле которых могут находиться ионы железа как в исходных, так и в фотоиндуцированных спиновых состояниях. При этом, предложенный подход учета фотоиндуцированных состояний оказался эффективным для описания экспериментально наблюдаемой модификации температурной зависимости магнитной восприимчивости под действием облучения и в других одноцепочечных магнетиках [7].

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. В. В. Вальков, М. С. Шустин Модификация температурной зависимости магнитной восприимчивости 1D-магнетика под действием облучения // Письма в ЖЭТФ – 2014. – Т. 100. – С. 510–517.
2. В. В. Вальков, М. С. Шустин Низкотемпературные спектральные свойства 1D-магнетика с чередующимися взаимно ортогональными плоскостями лег-

кого намагничивания // Известия РАН. Серия физическая — 2015. — Т. 79. — С. 817—819.

3. В. В. Вальков, М. С. Шустин Квантовые ренормировки в анизотропных многогодрешеточных магнетиках и модификация магнитной восприимчивости при облучении // ЖЭТФ — 2015. — Т. 148. — С. 985—1004.
4. V. V. Val'kov, M. S. Shustin Quantum theory of strongly anisotropic two- and four-sublattice single-chain magnets // J Low. Temp. Phys. — 2016. — V. 185. — P. 564—570.
5. В. В. Вальков, М. С. Шустин Влияние эффектов межузельного отталкивания на корреляционные функции и термодинамику изинговской цепочки с отожженным магнитным беспорядком // Известия РАН. Серия физическая — 2016. — Т. 80. — С. 1504—1506.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Skumryev V., Stoyanov S., Zhang Y., Hadjipanayis G., Givord D., Nogues J. Beating the superparamagnetic limit with exchange bias // Nature — 2003. — V.423. — P.850—853.
- [2] Coulon C., Miyasaka H., Cl'erac R. Single-chain magnets: theoretical approach and experimental systems. // Struct. Bonding. — 2006. — V.122. — P.163—206.
- [3] Zhang W.-X., Ishikawa R., Breedlove B., Yamashita M. Single-chain magnets: beyond the Glauber model. // RSC Advances. — 2013. — V.3. — P.3772—3798.
- [4] Billoni O.V. , Pianet V., Percia D., Vindigni A. Static and dynamic properties of single-chain magnets with sharp and broad domain walls. // Phys. Rev. B. — 2011. — V.84. — P.064415.
- [5] Glauber R.J. Time-dependent statistics of the Ising model. // J. Math. Phys. — 1963. — V.4. — P.294—307.
- [6] Кудасов Ю.Б., Коршунов А.С. Фрустрированные решетки изинговских цепочек. // УФН. — 2012. — Т.182. — С.1249—1273.
- [7] Liu T., Zheng H., Kang S., Shiota Y., Haiami S., Mito M., Sato O., Yoshizawa K., Kanegawa S., Duan C. A light-induced spin crossover actuated single-chain magnet. // Nat. Commun. — 2013. — V.4. — P.2826.
- [8] Liu T., Zhang Y.-J., Kanegawa S., Sato O. Photoinduced metal-to-metal charge transfer toward single-chain magnet. // J. Am. Chem. Soc. — 2010. — V.132. — P.8250—8251.

- [9] Yamashita M., Kajiwara T., Kaneko Yu., Nakano M., Takaishi Sh., Ito T., Nojiri H., Kojima N., Mito M. A Novel System of Single-Chain Quantum Magnet: Twisted XY Easy-Plane Anisotropy Model and Photo-Induced Switching between Quantum Magnet and Paramagnet. // Presentation at Sixth International Symposium on Crystalline Organic Metals, Superconductors, and Ferromagnets. — 2005.
- [10] Heintze E., El Hallak F., Claud C., Rettori A., Pini M. G., Totti F., Dressel M., Bogani L. Dynamic control of magnetic nanowires by light-induced domain-wall kickoffs // Nat. Mat. Lett. — 2013. — V.12 — P.202—206.
- [11] Kajiwara T., Tanaka H., Yamashita M. Single-chain magnets constructed with a twisting arrangement of the easy-plane of iron(II) ions. // Pure Appl. Chem. — 2008. — V.80. — P.2297—2308.
- [12] Enachescu C., Linares J., Varret F. Comparison of static and light-induced thermal hystereses of a spin-crossover solid, in a mean-field approach // J. Phys. Comd. Matt. — 2001. — Vol.13. — P.2481—2495.
- [13] Sahoo S., Sutter J.-P., Ramasesha S. Study of low temperature magnetic properties of a single chain magnet with alternate isotropic and non-collinear anisotropic units. // J. Stat. Phys. — 2012. — V.147. — P.181—193.
- [14] Garst M., Rosch A. Sign change of the Gruneisen parameter and magnetocaloric effect near quantum critical points // Phys. Rev. B. — 2005. — Vol.72. — P.205129.
- [15] Зайцев Р.О. Обобщенная диаграммная техника и спиновые волны в анизотропном антиферромагнетике. // ЖЭТФ. — 1975. — Т.68. — С.207—215.
- [16] Вальков В.В., Валькова Т.А., Овчинников С.Г. Квантовая спин-волновая теория ферромагнетиков с произвольным видом одноионной анизотропии. // ЖЭТФ. — 1985. — Т.88. — С.550—561.
- [17] Бутрим В.И., Иванов Б.А., Фридман Ю.А. Намагниченность двухподрешеточного ферримагнетика с одноионной анизотропией для одной из подрешеток // ФНТ. — 2012. — V.38. — P.507—512.
- [18] Зайцев Р.О. Диаграммные методы в теории сверхпроводимости и ферромагнетизма —М.: Едиториал УРСС. — 2004.—173с.
- [19] Вальков В.В., Овчинников С.Г. Квазичастицы в сильно коррелированных системах —Новосибирск.: Изд-во СО РАН. — 2001.—277с.

Подписано в печать 13.02.2017 г.

Формат 60 × 84/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 80 экз. Заказ № 5

Отпечатано в типографии ИФ СО РАН

660036, Красноярск, Академгородок, ИФ СО РАН ФИЦ КНЦ СО РАН