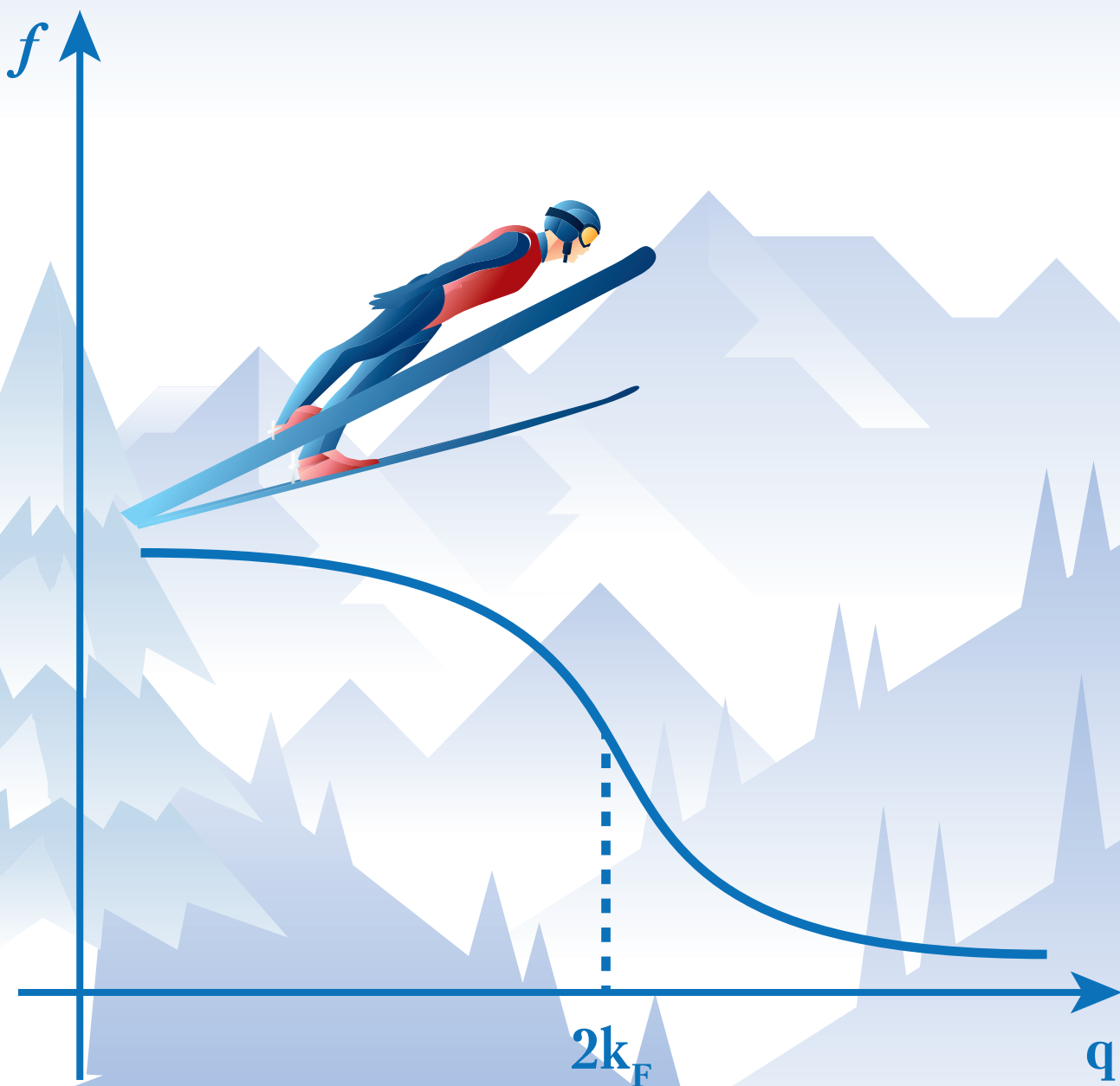


Международная зимняя школа физиков-теоретиков
«КОУРОВКА-XXXVII»

ПРОГРАММА ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ



Российская Академия Наук
Научный совет РАН по физике конденсированных сред
Уральское отделение РАН
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Международная зимняя школа физиков-теоретиков

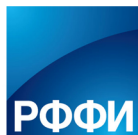
«КОУРОВКА-XXXVII»

ПРОГРАММА ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

«Гранатовая бухта», Верхняя Сысерть, 25 февраля– 3 марта 2018 г.

Екатеринбург
2018 г.

Финансовая поддержка



Российский Фонд Фундаментальных Исследований

Программный комитет

Председатель программного комитета

Садовский М.В. (*академик РАН, Институт электрофизики УрО РАН; Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург*)

- * Борисов А.Б. (*член-корр. РАН, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)
- * Воловик Г.Е. (*проф., Институт теоретической физики РАН им. Л.Д. Ландау; O.V. Lounasmaa Laboratory, Aalto University, Finland*)
- * Ирхин В.Ю. (*проф., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург*)
- * Киселев М.Н. (*проф., Международный центр теоретической физики, Триест, Италия*)
- * Некрасов И.А. (*член-корр., Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург*)
- * Хомский Д.И. (*проф., Koeln University, Koeln, Germany*)
- * Шавров В.Г. (*проф., Институт радиотехники, Москва, Россия*)

Организационный комитет

Председатель оргкомитета

Меньшенин В.В. (*д.ф.-м.н., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)

- * Чарикова Т.Б. (*д.ф.-м.н., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)
- * Кудряшова О.В. (*к.ф.-м.н., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)
- * Зарубин А.В. (*к.ф.-м.н., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)
- * Бахарев С.М. (*к.ф.-м.н., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)
- * Игошев П.А. (*к.ф.-м.н., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)
- * Агзамова П.А. (*к.ф.-м.н., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*)

Содержание

ПРОГРАММА	8
ЛЕКЦИИ	20
Topological Lifshitz transitions, <i>G.E. Volovik</i>	21
Interplay of spin and charge degrees of freedom in Fe-based superconductors and dichalcogenides, <i>D.V. Efremov</i>	22
Spintronics of antiferromagnets, <i>B.A. Ivanov</i>	23
Disordered Hubbard Model: DMFT+Sigma Approximation, <i>E.Z. Kuchinskii, M.V. Sadovskii</i>	24
Evidences for significant electron-phonon coupling in high Tc cuprates: Fermi blockade of the coupling with doping, <i>A.S. Mishchenko</i>	25
Electronic Structure of Iron-based Superconductors, <i>I.A. Nekrasov, M.V. Sadovskii</i>	26
Wandering among the Feynman diagrams: the end of fermionic-sign problem, <i>N. Prokofiev</i>	27
I. Orbital physics in transition metal compounds: new trends. II. FeO ₂ H – possible novel constituent of the Earth's lower mantle, <i>S.V. Streltsov, D.I. Khomskii</i>	28
Dynamical vertex approximation – an introduction, <i>K. Held</i>	29
Strong correlations of ultracold atoms in optical lattices, <i>W. Hofstetter</i>	30
Quantum gases, <i>G.V. Shlyapnikov</i>	31
КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ И МАГНЕТИЗМА	32
Coexistence of type-I and type-II Weyl fermions in Weyl semimetals under crossed electric and magnetic fields, <i>Z.Z. Alisultanov</i>	33
Трёхмерные структуры и их свойства в гелимагнетиках, <i>Ф.Н. Рыбаков, А.Б. Борисов</i>	34
Приоритет спин-фермионных взаимодействий в купратных сверхпроводниках при решении проблемы межузельного кулоновского отталкивания кислородных дырок, <i>В.В. Вальков, Д.М. Дзэбисашвили, М.М. Коровушкин, А.Ф. Барабанов</i>	35
Динамика магнитных скирмионов в нанодотах, <i>З.В. Гареева, Р.Абдрафикова, К.Ю. Гуслиенко</i>	36
Динамика и трансформация структуры связанных магнитных вихрей в мультислойных проводящих наноцилиндрах, <i>С.В. Степанов, А.Е. Екомасов, К.А. Звездин, Е.Г. Екомасов</i>	37
Солитонные возбуждения доменной структуры легкоосного ферромагнетика, <i>В.В. Киселев, А.А. Расковалов</i>	38
Influence of a magnon-pumping on a drag effect in hybrid structures, <i>I.I. Lyapilin, M.S. Okorokov</i>	39
Экситоны в центре зоны Бриллюэна в магнитоэлектрике CuB ₂ O ₄ , <i>В.В. Меньшенин</i>	40
Interplay between quantum and angular magnetoresistance oscillations, <i>T.I. Mogilyuk, P.D. Grigoriev</i>	41
How many electrons make a semiconductor nanocrystal film metallic, <i>K.V. Reich</i>	42
Переход Березинского-Костерлица-Таулеса и двумерное плавление, <i>В.Н. Рыжов, Ю.Д. Фомин, Е.Н. Циок</i>	43
Пластически деформированные твёрдые растворы Gd-X (X=In, Ga, V, Y, Zr) как перспективные материалы для магнитного охлаждения, <i>С.В. Таскаев, В.В. Ховайло, М.Н. Ульянов, Д.С. Батаев, Е.Г. Екомасов</i>	44
Транспортные свойства джозефсоновского контакта через монокристаллическую ферромагнитную нанопроволоку в магнитном поле, <i>М.В. Авдеев, Ф.М. Супраев, Ю.Н. Прошин</i>	45
Skyrmion state in Sb/SiC(0001) system, <i>D.I. Badrtdinov, S.A. Nikolaev, A.N. Rudenko, M.I. Katsnelson, V.V. Mazurenko</i>	46

Фокусировка спиновых волн в кубических ферромагнетиках, <i>С.М. Бахарев, А.П. Танкеев, С.П. Савченко</i>	47
Фазовые диаграммы тонкослойной асимметричной системы $S_1F_1S_2F_2$, <i>О.Н. Борисова, В.А. Туманов, Ю.Н. Прошин</i>	48
Модель швингеровских бозонов с жёсткими связями для построения самосогласованной теории квантовых гейзенберговских магнетиков, <i>А.Н. Игнатенко</i>	49
Анализ модели для системы ядерных спинов в антиферромагнетике, <i>Л.А. Калякин</i>	50
К вопросу о корректности прямой и обратной задачи магнитостатики, <i>В.Я. Раевский, О.В. Кудряшова, В.В. Дякин</i>	51
Магнитный ближний порядок в металлах выше температуры Кюри, <i>Н.Б. Мельников, Б.И. Резер, Г.В. Парадеженко</i>	52
Hidden Fermi surface in $K_xFe_{2-y}Se_2$ superconductor, <i>I.A. Nekrasov, N.S. Pavlov, M.V. Sadovskii</i>	53
Фазовые диаграммы двумерной разбавленной антиферромагнитной модели Изинга с заряженными примесями, <i>Ю.Д. Панов, К.С. Будрин, А.А. Чиков, А.С. Москвин</i>	54
Колебания решётки в рассеянии нейтронов ферромагнитными металлами, <i>Г.В. Парадеженко, Н.Б. Мельников, Б.И. Резер</i>	55
Электронно-ядерные магнитостатические моды в магнитоупорядоченных кристаллах. Микромагнитная структура динамического сдвига частоты ЯМР, <i>С.П. Савченко, М.А. Борич, А.П. Танкеев</i>	56
Электронная структура KFe_2As_2 при изменении давления, <i>И.А. Некрасов, А.А. Слободчиков</i>	57
Осцилляции критической температуры в гетероструктуре $(Fe/Cr/Fe)/V/Fe$, <i>В.А. Туманов, Ю.В. Горюнов, Ю.Н. Прошин</i>	58
Исследование спин-резонансного пика в сверхпроводящем состоянии пниктидов железа при наличии неравных сверхпроводящих щелей и присутствии немагнитных примесей, <i>В.А. Шестаков, М.М. Коршунов</i>	59
Майорановские моды и топологические фазы электронного ансамбля на треугольной решётке с киральной $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$ симметрией сверхпроводящего параметра порядка, <i>В.В. Вальков, А.О. Злотников, М.С. Шустин</i>	60
ФИЗИКА СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫХ И НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМ	61
Интерференция квантовых переходов в резонансной фотоэмиссионной спектроскопии, <i>В.И. Гребенников, Т.В. Кузнецова</i>	62
Лондоновская глубина проникновения в ансамбле спин-поляронных квазичастиц купратных сверхпроводников, <i>Д.М. Дзедзисавили, К.К. Комаров</i>	63
Синглетный механизм дальнедействующего эффекта близости для джозефсоновских систем, <i>Ю.Н. Прошин, М.В. Авдеев</i>	64
Сверхпроводниковые спиновые вентили со спиральными магнетиками, <i>Н.Г. Пугач, М.О. Сафончик</i>	65
Ab initio подход к исследованию влияния орбитального упорядочения на сверхтонкие поля на ядрах $^{47,49}Ti$ в $RTiO_3$ ($R = La, Nd, Sm, Gd, Y$), <i>П.А. Агзамова, А.Е. Никифоров</i>	66
Исследование низкоразмерных магнетиков $LiCu_2O_2$ и $NaCu_2O_2$ методом ЯМР, <i>А.Ф. Садыков, Ю.В. Пискунов, А.П. Геращенко, В.В. Оглобличев, А.Г. Смольников, С.В. Верховский, З.Н. Волкова, К.Н. Михалев</i>	67
Магнитные и транспортные свойства Mn_2FeAl , <i>И.С. Гавриков, М.А. Середина, М.В. Железный, А.В. Рисунков, И.В. Щетинин, А.В. Богач, Р. Чаттерджи, В.В. Ховайло</i>	68
Влияние однородного сдвига на морфологию кристаллических структур, <i>Б.Н. Галимзянов, А.В. Мокшин</i>	69

Колоссальное магнитосопротивление слоистого манганита $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ и его описание «спин-поляронным» механизмом проводимости, С.А. Гудин, Н.И. Солин, Н.Н. Гапонцева	70
Exact diagonalization study of large Hubbard clusters, M.U. Danilov, S.N. Iskakov, M. Harland, A.A. Bagrov, A.I. Lichtenstein	71
Магнитооптическая спектроскопия халькогенидных материалов, Т.В. Кузнецова, В.И. Гребенников, М.В. Якушев	72
Влияние ближних корреляций на формирование аномалий в электронном спектре сильно коррелированных систем, В.И. Кузьмин, С.В. Николаев, С.Г. Овчинников	73
Температурная зависимость электронной структуры системы с сильными электронными корреляциями и сильным электрон-фононным взаимодействием, И.А. Макаров, С.Г. Овчинников	74
Зарядовое распределение и сверхтонкие взаимодействия в мультиферроике CuCrO_2 по данным ЯМР, К.Н. Михалев, В.В. Оглобличев, А.Г. Смольников, А.Ф. Садыков, Ю.В. Пискунов, Ю. Фурукава, А.Ю. Якубовский, С.Н. Барило, С.В. Ширяев, А.С. Белозеров	75
Структурные свойства сплавов $\text{Mn}_{3-x}\text{Co}_x\text{Sn}$, Т.А. Молодцова, А.В. Рисунков, И.С. Гавриков, М.В. Железный, Р. Чаттерджи, В.В. Ховайло	76
Исследование спектральных свойств сильно коррелированных систем во внешнем магнитном поле в рамках кластерной теории возмущений, С.В. Николаев, В.И. Кузьмин, С.Г. Овчинников	77
Первопринципные расчёты электронной структуры полупроводниковых халькопиритных соединений для фотовольтаики, Д.И. Радзивончик, Л.Н. Грамотеева, А.В. Лукоянов, Т.В. Кузнецова	78
Структурные, магнитные и транспортные свойства быстрозакалённых лент Mn_2CoX ($X = \text{Sn}, \text{Ga}$), М.А. Середина, Д.Ю. Карпенков, М.В. Железный, А.И. Базлов, Р. Чаттерджи, В.В. Ховайло	79
Магнитные и транспортные свойства массивных образцов и быстрозакалённых лент сплавов Гейслера $\text{Fe}_{43.5}\text{Mn}_{34}\text{Al}_{15}\text{Ni}_{7.5}$, В.В. Ховайло, М.В. Лянге, М.А. Середина, А.В. Богач, R. Varga, T. Omori, R. Kainuma, R. Chatterjee	80
Универсальность структурных особенностей и динамических процессов в жидких щелочных металлах, Р.М. Хуснутдинов, А.В. Мокшин	81
ТЕОРИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ И НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМ	82
Berezinskii–Kosterlitz–Thouless and Vogel–Fulcher–Tammann criticality in XY model, M.G. Vasin, V.N. Ryzhov, V.M. Vinokur	83
The Fermi-surface reconstruction in the $t - J$ model, I. Ivantsov	84
Декорированная квадратная решётка в модели Изинга, Ф.А. Кассан-Оглы, А.И. Прошкин	85
Зависимость от давления температуры Кюри в $\text{Gd}_2\text{Fe}_{17}$: <i>Ab-initio</i> вычисления, Е.Е. Кожерина, М.В. Медведев, И.А. Некрасов, П.А. Игошев	86
Фазовые переходы в антиферромагнитной модели Изинга и Гейзенберга на ОЦК решётке с взаимодействиями ближайших и следующих ближайших соседей, А.К. Муртазаев, М.К. Рамазанов, Д.Р. Курбанова, К.Ш. Муртазаев	87
Особенности неравновесной критической динамики синтетических антиферромагнетиков и фрустрированных низкоразмерных спиновых систем, П.В. Прудников	88
Спиновые нематика с $S = 1, 3/2$ и 2 , Ю.А. Фридман, О.А. Космачев, Б.А. Иванов	89
Изменение свойств нанокластеров графена по мере увеличения количества атомов углерода в рамках гамильтониана Хаббарда в приближении статических флуктуаций, А.А. Ванчугов, Г.И. Миронов	90

Энергетические спектры одностенных углеродных нанотрубок типа кресло и типа зигзаг в модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций, <i>А.В. Григорьева, Г.И. Миронов</i>	91
Двухпараметрическая теория фазового перехода металл–изолятор в магнитном поле, <i>Л. Дубовский</i>	92
Global and local gap in graphene encapsulated in h-BN, <i>A.D. Zabolotskiy, Yu.E. Lozovik</i>	93
Магнитные фрустрации на изинговских цепочках, <i>А.В. Зарубин, Ф.А. Кассан-Оглы, А.И. Прошкин</i>	94
Теоретическое исследование электронной структуры углеродных нанотрубок типа зигзаг (9,0) в модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций, <i>А.В. Захаров, Г.И. Миронов</i>	95
Переход металл-изолятор и тяжёлые носители тока в антиферромагнитной фазе модели Хаббарда с сильным кулоновским взаимодействием, <i>П.А. Игошев, В.Ю. Ирхин, М.А. Тимиргазин</i>	96
Исследование фазового перехода металл-диэлектрик в плёнке VO ₂ в диапазоне длин волн 8 мкм, <i>А.П. Каманцев, Д.С. Калёнов, В.В. Коледов, М.П. Пархоменко, В.Г. Шавров, А.А. Комлев, А.Е. Комлев, Д.А. Кузьмин, И.В. Бычков</i>	97
Моделирование корреляционных эффектов в монослое сурьмы, <i>И.В. Кашин, В.В. Мазуренко, А.Н. Руденко</i>	98
Термоупругое мартенситное превращение в сплаве Ti ₂ NiCu на микро-, нано- и мезомасштабе размеров, <i>П.В. Лега, В.В. Коледов, Н.Ю. Табачкова, А.В. Иржак, А.В. Шеляков, Д.С. Кучин, А.П. Орлов, В.Г. Шавров</i>	99
Мартенситный переход $\gamma \rightarrow \alpha$ в нанозёрнах и наночастицах Fe-Ni, <i>А.Р. Кузнецов, Л.Е. Карькина, И.Н. Карькин</i>	101
Магнитное упорядочение и электрическая поляризация в манганатах, <i>В.В. Меньшенин, Н.Н. Гапонцева</i>	102
Зонная структура и оптические переходы в одностенных углеродных нанотрубках в модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций, <i>Г.И. Миронов</i>	103
Аномальное поведение магнетокалорического эффекта в открытой нанопроволоке, <i>В.В. Вальков, В.А. Мицкан, М.С. Шустин</i>	105
Ферромагнитный резонанс в упорядоченных 2D-массивах квадратных нано- и микроэлементов, <i>П.Д. Ким, В.А. Орлов, Р.Ю. Руденко, А.В. Кобяков, А.В. Лукьяненко, В.С. Прокопенко, И.Н. Орлова, Т.В. Руденко</i>	106
Динамика намагниченности в двумерных массивах квадратных нано- и микроэлементов, <i>В.А. Орлов, Р.Ю. Руденко, А.В. Кобяков, А.В. Лукьяненко, П.Д. Ким, В.С. Прокопенко, И.Н. Орлова</i>	107
Модель Изинга на квадратной декорированной решётке в магнитном поле, <i>А.И. Прошкин, Ф.А. Кассан-Оглы</i>	108
Численные исследования эффектов старения и нарушения ФДТ в неравновесном поведении двумерной XY-модели, <i>В.В. Прудников, П.В. Прудников, И.С. Попов</i>	109
Высокопроводящее состояние низкоразмерных систем при конечных температурах, <i>Л.М. Свирская</i>	110
Теоретическое изучение одностенных золотых нанотрубок (8,0) в модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций, <i>Г.И. Миронов, А.Д. Семенов</i>	111
Анизотропия магнитосопротивления и сопротивления Холла в области перехода антиферромагнетик–сверхпроводник в Nd _{2-x} Se _x CuO _{4+δ} , <i>Т.Б. Чарикова, Н.Г. Шелушинина, Д.С. Петухов, А.С. Клепикова, О.Е. Петухова, А.А. Иванов</i>	112
Транспорт экситонов в одномерных молекулярных агрегатах, <i>М.А. Шакиров, С.К. Сайкин, Ю.Н. Прошин</i>	113
СЕМИНАР ПАМЯТИ К.А. КИКОИНА	114

Junctions of quantum wires – renormalization by fermionic approach, <i>D.N. Aristov</i> . . .	116
Исследование формирования упорядоченного состояния металлов в рамках метода функциональной ренормгруппы, <i>П.А. Игошев, А.А. Катанин</i>	117
The interplay of mass renormalizations and shifts of the chemical potential as measured by the positions of VAN HOVE singularities in Fe based multiband superconductors, <i>S.-L. Drechsler and D.V. Efremov</i>	118
Многоэлектронное представление в физике сильнокоррелированных систем, <i>В.Ю. Ирхин, Ю.Н. Скрябин</i>	119
Two-color Fermi liquid theory for transport through a multi-level Kondo impurity, <i>M.N. Kiselev</i>	120
Quantum phase transition in the electron-hole liquid in coupled-quantum wells, <i>I.Ya. Polishchuk</i>	121
Condensation of Photons coupled to a Dicke field and Collective States in Optical Microcavities, <i>V. Fleurov</i>	122
Авторский указатель	123

ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

РАСПОРЯДОК ДНЯ

8:00 — 9:00 Завтрак

9:00 — 10:45 Лекция



11:00 — 13:00 Семинары, лыжные прогулки

13:00 — 15:00 Обед

15:00 — 16:45 Лекция



17:00 — 18:45 Лекция

19:00 — 20:00 Ужин

20:00 — 22:00 Стендовые доклады

25 февраля, воскресенье

10:00 — 22:00 Заезд в санаторий «Гранатовая бухта» и регистрация участников

26 февраля, понедельник

9:00 — 9:10 ОТКРЫТИЕ ШКОЛЫ

9:10 — 10:45 ЛЕКЦИЯ

С.В. Стрельцов

(Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия)

FeO₂H – POSSIBLE NOVEL CONSTITUENT OF THE EARTH'S LOWER MANTLE



11:00 — 13:00 СЕМИНАРЫ. БОЛЬШОЙ ЗАЛ

А.К. Муртазаев

Фазовые переходы в антиферромагнитной модели Изинга и Гейзенберга на ОЦК решётке с взаимодействиями ближайших и следующих ближайших соседей

В.Н. Рыжов

Переход Березинского-Костерлица-Таулеса и двумерное плавление

Ю.А. Фридман

Спиновые нематики с $S = 1, 3/2$ и 2

П.В. Прудников

Особенности неравновесной критической динамики синтетических антиферромагнетиков и фрустрированных низкоразмерных спиновых систем

11:00 — 13:00 СЕМИНАРЫ. МАЛЫЙ ЗАЛ

И.И. Ляпилин

Influence of a magnon-pumping on a drag effect in hybrid structures

С.В. Таскаев

Пластически деформированные твёрдые растворы Gd-X (X=In, Ga, V, Y, Zr) как перспективные материалы для магнитного охлаждения

К.В. Рейх

How many electrons make a semiconductor nanocrystal film metallic

Т.И. Могилюк

Interplay between quantum and angular magnetoresistance oscillations

13:00 — 15:00 ОБЕД

15:00 — 16:45 ЛЕКЦИЯ

Д.И. Хомский

(University of Cologne, Cologne, Germany)

STRONG COVALENCY AND LIGAND HOLES IN TRANSITION METAL COMPOUNDS



17:00 — 19:00 ЛЕКЦИЯ

Г.Е. Воловик

(Low Temperature Laboratory, Department of Applied Physics, Aalto University, AALTO, Finland)

TOPOLOGICAL LIFSHITZ TRANSITIONS

19:00 — 20:00 УЖИН

20:00 — 22:00 СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ. Квантовая теория сверхпроводимости и магнетизма

М.В. Авдеев

Транспортные свойства джозефсоновского контакта
через монокристаллическую ферромагнитную нанопроволоку в магнитном поле

Д.И. Бадртдинов

Skyrmion state in Sb/SiC(0001) system

С.М. Бахарев

Фокусировка спиновых волн в кубических ферромагнетиках

О.Н. Борисова

Фазовые диаграммы тонкослойной асимметричной системы $S_1F_1S_2F_2$

А.Н. Игнатенко

Модель швингеровских бозонов с жёсткими связями
для построения самосогласованной теории
квантовых гейзенберговских магнетиков

Л.А. Калякин

Анализ модели для системы ядерных спинов в антиферромагнетике

О.В. Кудряшова

К вопросу о корректности прямой и обратной задачи магнитостатики

Н.Б. Мельников

Магнитный ближний порядок в металлах выше температуры Кюри

Н.С. Павлов

Hidden Fermi surface in $K_xFe_{2-y}Se_2$ superconductor

Ю.Д. Панов

Фазовые диаграммы двумерной разбавленной антиферромагнитной модели Изинга
с заряженными примесями

Г.В. Парадеженко

Колебания решётки в рассеянии нейтронов ферромагнитными металлами

С.П. Савченко

Электронно-ядерные магнитоэлектронные моды в магнитоупорядоченных кристаллах.
Микромагнитная структура динамического сдвига частоты ЯМР

А.А. Слободчиков

Электронная структура KFe_2As_2 при изменении давления

В.А. Туманов

Осцилляции критической температуры в гетероструктуре (Fe/Cr/Fe)/V/Fe

В.А. Шестаков

Исследование спин-резонансного пика в сверхпроводящем состоянии пниктидов железа при наличии неравных сверхпроводящих щелей и присутствии немагнитных примесей

М.С. Шустин

Майорановские моды и топологические фазы электронного ансамбля на треугольной решётке с киральной $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$ симметрией сверхпроводящего параметра порядка

27 февраля, вторник

9:00 — 10:45 ЛЕКЦИЯ

K. Held

(Institute for Solid State Physics, TU Wien, Austria)

DYNAMICAL VERTEX APPROXIMATION – AN INTRODUCTION



11:00 — 13:00 СЕМИНАРЫ. БОЛЬШОЙ ЗАЛ

В.В. Вальков

Приоритет спин-фермионных взаимодействий в купратных сверхпроводниках при решении проблемы межузельного кулоновского отталкивания кислородных дырок

Ф.А. Кассан-Оглы

Декорированная квадратная решётка в модели Изинга

З.З. Алисултанов

Coexistence of type-I and type-II Weyl fermions in Weyl semimetals under crossed electric and magnetic fields

В.В. Меньшенин

Экситоны в центре зоны Бриллюэна в магнитоэлектрике CuV_2O_4

11:00 — 13:00 СЕМИНАРЫ. МАЛЫЙ ЗАЛ

М.Г. Васин

Berezinskii–Kosterlitz–Thouless and Vogel–Fulcher–Tammann criticality in XY model

Е.Е. Кокорина

Зависимость от давления температуры Кюри в Gd_2Fe_{17} : *Ab-initio* вычисления

И. Иванцов

The Fermi-surface reconstruction in the $t - J$ model

13:00 — 15:00 ОБЕД
15:00 — 16:45 ЛЕКЦИЯ

К. Held

(Institute for Solid State Physics, TU Wien, Austria)

DYNAMICAL VERTEX APPROXIMATION – AN INTRODUCTION

(продолжение)



17:00 — 19:00 ЛЕКЦИЯ

Б.А. Иванов

(Институт магнетизма НАНУ, Киева, Украина)

SPINTRONICS OF ANTIFERROMAGNETS

19:00 — 20:00 УЖИН
20:00 — 22:00 СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ. Физика сильно коррелированных и неупорядоченных систем

П.А. Агзамова

Ab initio подход к исследованию влияния орбитального упорядочения на сверхтонкие поля на ядрах ^{47,49}Ti в $R\text{TiO}_3$ ($R = \text{La}, \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Gd}, \text{Y}$)

З.Н. Волкова

Исследование низкоразмерных магнетиков LiCu_2O_2 и NaCu_2O_2 методом ЯМР

И.С. Гавриков

Магнитные и транспортные свойства Mn_2FeAl

Б.Н. Галимзянов

Влияние однородного сдвига на морфологию кристаллических структур

С.А. Гудин

Колоссальное магнитосопротивление слоистого манганита $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ и его описание «спин-поляронным» механизмом проводимости

М.Ю. Данилов

Exact diagonalization study of large Hubbard clusters

Т.В. Кузнецова

Магнитооптическая спектроскопия халькогенидных материалов

В.И. Кузьмин

Влияние ближних корреляций на формирование аномалий
в электронном спектре сильно коррелированных систем

И.А. Макаров

Температурная зависимость электронной структуры системы
с сильными электронными корреляциями
и сильным электрон-фононным взаимодействием

К.Н. Михалев

Зарядовое распределение и сверхтонкие взаимодействия в мультиферроике CuCrO_2
по данным ЯМР

Т.А. Молодцова

Структурные свойства сплавов $\text{Mn}_{3-x}\text{Co}_x\text{Sn}$

С.В. Николаев

Исследование спектральных свойств сильно коррелированных систем
во внешнем магнитном поле в рамках кластерной теории возмущений

А.И. Прошкин

Модель Изинга на квадратной декорированной решётке в магнитном поле

Д.И. Радзивончик

Первопринципные расчёты электронной структуры
полупроводниковых халькопиритных соединений для фотовольтаики

М.А. Середина

Структурные, магнитные и транспортные свойства быстрозакалённых лент Mn_2CoX
($X = \text{Sn}, \text{Ga}$)

В.В. Ховайло

Магнитные и транспортные свойства массивных образцов
и быстрозакалённых лент сплавов Гейслера $\text{Fe}_{43.5}\text{Mn}_{34}\text{Al}_{15}\text{Ni}_{7.5}$

Р.М. Хуснутдинов

Универсальность структурных особенностей и динамических процессов
в жидких щелочных металлах

28 февраля, среда

9:00 — 10:45 ЛЕКЦИЯ

Н.В. Прокофьев

(University of Massachusetts, Amherst, USA)

WANDERING AMONG THE FEYNMAN DIAGRAMS: THE END OF FERMIONIC SIGN PROBLEM



11:00 — 13:00 СЕМИНАРЫ. БОЛЬШОЙ ЗАЛ

М.Н. Киселев

Two-color Fermi liquid theory for transport through a multi-level Kondo impurity

Д.Н. Аристов

Junctions of quantum wires – renormalization by fermionic approach

С.-Л. Дрехслер, Д.В. Ефремов

The interplay of mass renormalizations and shifts of the chemical potential as measured by the positions of VAN HOVE singularities in Fe based multiband superconductors

13:00 — 15:00 ОБЕД

15:00 — 16:45 ЛЕКЦИЯ

Н.В. Прокофьев

(University of Massachusetts, Amherst, USA)

WANDERING AMONG THE FEYNMAN DIAGRAMS: THE END OF FERMIONIC SIGN PROBLEM
(продолжение)



17:00 — 19:00 ЛЕКЦИЯ

Д.В. Ефремов

(Institute for Theoretical Solid State Physics, IFW Dresden, Germany)

INTERPLAY OF SPIN AND CHARGE DEGREES OF FREEDOM IN Fe-BASED SUPERCONDUCTORS

19:00 — 20:00 УЖИН

20:00 — 22:00 СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ. Теория фазовых переходов и низкоразмерных систем

А.А. Ванчугов

Изменение свойств нанокластеров графена по мере увеличения количества атомов углерода в рамках гамильтониана Хаббарда в приближении статических флуктуаций

А.В. Григорьева

Энергетические спектры одностенных углеродных нанотрубок типа кресло и типа зигзаг в модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций

Л. Дубовский

Двухпараметрическая теория фазового перехода металл–изолятор в магнитном поле

А.Д. Заболотский

Global and local gap in graphene encapsulated in h-BN

А.В. Зарубин

Магнитные фрустрации на изинговских цепочках

А.В. Захаров

Теоретическое исследование электронной структуры углеродных нанотрубок типа зигзаг (9,0) в модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций

П.А. Игошев

Переход металл-изолятор и тяжёлые носители тока в антиферромагнитной фазе модели Хаббарда с сильным кулоновским взаимодействием

А.П. Каманцев

Исследование фазового перехода металл-диэлектрик в плёнке VO₂ в диапазоне длин волн 8 мкм

И.В. Кашин

Моделирование корреляционных эффектов в монослое сурьмы

В.В. Коледов

Термоупругое мартенситное превращение в сплаве Ti₂NiCu на микро-, нано- и мезомасштабе размеров

А.Р. Кузнецов

Мартенситный переход $\gamma \rightarrow \alpha$ в нанозёрнах и наночастицах Fe-Ni

В.В. Меньшенин

Магнитное упорядочение и электрическая поляризация в манганатах

Г.И. Миронов

Зонная структура и оптические переходы в одностенных углеродных нанотрубках в модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций

В.А. Мицкан

Аномальное поведение магнетокалорического эффекта в открытой нанопроволоке

Р.Ю. Руденко

Ферромагнитный резонанс в упорядоченных 2D-массивах квадратных нано- и микроэлементов

В.А. Орлов

Динамика намагниченности в двумерных массивах квадратных нано- и микроэлементов

В.В. Прудников

Численные исследования эффектов старения и нарушения ФДТ в неравновесном поведении двумерной XY-модели

Л.М. Свирская

Высокопроводящее состояние низкоразмерных систем при конечных температурах

А.Д. Семенов

Теоретическое изучение одностенных золотых нанотрубок (8,0) в модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций

Т.Б. Чарикова

Анизотропия магнитосопротивления и сопротивления Холла в области перехода антиферромагнетик-сверхпроводник в Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+δ}

М.А. Шакиров

Транспорт экситонов в одномерных молекулярных агрегатах

1 марта, четверг

9:00 — 10:45 ЛЕКЦИЯ

Г.В. Шляпников
(*Paris-Sud University, Orsay, France*)
QUANTUM GASES



11:00 — 13:00 СЕМИНАРЫ. БОЛЬШОЙ ЗАЛ

В. Флёров
Condensation of Photons coupled to a Dicke field and Collective States in Optical Microcavities

И.Я. Полищук
Quantum phase transition in the electron-hole liquid in coupled-quantum wells

В.Ю. Ирхин
Многоэлектронное представление в физике сильнокоррелированных систем

П.А. Игошев
Исследование формирования упорядоченного состояния металлов
в рамках метода функциональной ренормгруппы

13:00 — 15:00 ОБЕД

15:00 — 16:45 ЛЕКЦИЯ

Г.В. Шляпников
(*Paris-Sud University, Orsay, France*)
QUANTUM GASES
(продолжение)



17:00 — 19:00 ЛЕКЦИЯ

А.С. Мищенко
(*RIKEN Center for Emergent Matter Science (CEMS), Saitama, Japan*)
EVIDENCES FOR SIGNIFICANT ELECTRON-PHONON COUPLING IN HIGH T_C CUPRATES: FERMIONIC BLOCKADE OF THE COUPLING WITH DOPING

19:00 — 20:00 БАНКЕТ

2 марта, пятница

9:00 — 10:45 ЛЕКЦИЯ

И.А. Некрасов

(Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия)

ELECTRONIC STRUCTURE OF IRON-BASED SUPERCONDUCTORS



11:00 — 13:00 СЕМИНАРЫ. БОЛЬШОЙ ЗАЛ

Ю.Н. Прошин

Синглетный механизм дальнего действия эффекта близости для джозефсоновских систем

Н.Г. Пугач

Сверхпроводниковые спиновые вентили со спиральными магнетиками

Д.М. Дзедзисашвили

Лондоновская глубина проникновения в ансамбле спин-поляронных квазичастиц купратных сверхпроводников

В.И. Гребенников

Интерференция квантовых переходов в резонансной фотоэмиссионной спектроскопии

11:00 — 13:00 СЕМИНАРЫ. МАЛЫЙ ЗАЛ

А.Б. Борисов

Трёхмерные структуры и их свойства в гелимагнетиках

В.В. Киселев

Солитонные возбуждения доменной структуры легкоосного ферромагнетика

З.В. Гареева

Динамика магнитных скирмионов в нанодотах

Е.Г. Екомасов

Динамика и трансформация структуры связанных магнитных вихрей в мультислойных проводящих наноцилиндрах

13:00 — 15:00 ОБЕД

15:00 — 16:45 ЛЕКЦИЯ

W. Hofstetter

(Institut für Theoretische Physik, Goethe-Universität, Frankfurt am Main, Germany)

STRONG CORRELATIONS OF ULTRACOLD ATOMS IN OPTICAL LATTICES



17:00 — 19:00 ЛЕКЦИЯ

Э.Э. Кучинский

(Институт электрофизики, Екатеринбург, Россия)

DISORDERED HUBBARD MODEL: DMFT+SIGMA APPROXIMATION

3 марта, суббота

8:00 — 9:45 ЗАВТРАК

9:00 — ... ОТЪЕЗД УЧАСТНИКОВ

ЛЕКЦИИ

Topological Lifshitz transitions

G.E. Volovik^{1,2*}

¹ Low Temperature Laboratory, Department of Applied Physics, Aalto University, AALTO, Finland

²Landau Institute for Theoretical Physics RAS, Moscow, Russia

*E-mail: volovik@boojum.hut.fi

Original Lifshitz transition is the change of the topology of the Fermi surface without symmetry breaking. Later it became clear that topology of the shape is not the only topological characterization of the Fermi surface. Fermi surface itself represents the singularity in the Green's function, which is topologically protected, being the vortex line in the four-dimensional frequency-momentum space. The stability of the Fermi surface under interaction between the fermions is in the origin of the Fermi liquid theory developed by Landau.

Now the topological Lifshitz transitions involve many types of topological structures in momentum and frequency-momentum spaces: Fermi surfaces, Dirac lines, Dirac and Weyl points, and flat bands. Each of these structures has their own topological invariant, which supports the stability of a given topological structure. The topology of the shape of Fermi surfaces and of the shape of the Dirac lines, as well as the interconnection of the objects of different dimensions, lead to numerous classes of topological Lifshitz transitions.

The consequences of Lifshitz transitions are important in different areas of physics. The singularities emerging at the transition may enhance the temperature of transition to superconducting state; the Lifshitz transition can be in the origin of the small masses of elementary particles in our Universe; the black hole horizon serves as the surface of Lifshitz transition between the vacua with type-I and type-II Weyl points; etc.

Interplay of spin and charge degrees of freedom in Fe-based superconductors and dichalcogenides

D.V. Efremov

Institute for Theoretical Solid State Physics, IFW Dresden, Germany

*E-mail: d.efremov@ifw-dresden.de

Interplay of the SDW, CDW and cooper channels in Fe-based superconductors and transition metal dichalcogenides are considered. It is shown that either SDW and s+- superconductivity or CDW and chiral superconductivity can realize.

Spintronics of antiferromagnets

B.A. Ivanov

Institute of Magnetism, National Academy of Sciences of Ukraine, Kiev, Ukraine

*E-mail: bor.a.ivanov@gmail.com

Spintronics (SPINelecTRONICS) is a new domain of physics and technology, where the main role is assigned not to the charge but to spin of the electron; the spin current is key concept here. The spin current may be obtained by passing a dc electric current through a ferromagnet (polarizer), or by spin Hall Effect. One of the most striking effects of an action of the spin current is the instability of the stationary state of magnetic nanoparticle, leading to non-small steady-state magnetic oscillations. This opens the possibility to create a so-called spin-torque nanooscillators, nanosized generators of ac-signal with the frequency of the order of the magnetic resonance frequency and pumped by dc-current. Spintronics originally appeared as “purely ferromagnetic” region of applied magnetism. However, recently it has been proposed to use antiferromagnets (AFM) as the active elements in spintronic devices [1,2]. It uses the exchange enhancement of all dynamic parameters; in particular, spin resonance frequency, which enters the terahertz region [3,4].

The spin dynamics of the AFM can be described with a closed equation for the unit vector of antiferromagnetism \mathbf{l} , with the magnetization vector of the AFM as a slave variable, determined by the local value of the vector \mathbf{l} and its time derivative, see [3,4]. AFMs can effectively conduct spin current [5,6]. Switching of the vector \mathbf{l} under the action of spin current was recently observed [7,8]. The idea of creating a APM-based spin-torque nanooscillators is extremely attractive, because it opens the possibility to enter the terahertz range [7,8]. The most attractive scheme for such devices is “purely spin-Hall” nanooscillators, based on bilayer system, AFM-heavy metal (typically platinum). For such a system, both spin current excitation of the spin oscillations in the AFM, and creating of the useful signal (alternating current to platinum) are due to spin-Hall effect, direct and inverse, respectively.

The most interesting feature of any spin-torque oscillators is the giant nonlinearity of the excited spin oscillations, whose amplitude θ_0 reaches tens of degrees for ferromagnets. The properties of the nonlinearity for ferromagnets and AFMs are fundamentally different. In particular, the spin pumping in the simplest model of a uniaxial AFM results in a uniform in time flat rotation of the vector \mathbf{l} with the amplitude $\theta_0 = 90^\circ$ [1]. Such a rotation of the spin is “idle”, i.e., the ac spin-Hall signal is not creating there, and it is important to go beyond this model [9–11]. In this regard, important to analyze more general models and/or more complex conditions of the spin dynamics. One option is the usage of dynamical APM solitons of different types [12].

1. H.V. Gomonay, and V.M. Loktev, PRB, **81**, 144427 (2010); LTP, **40**, 17 (2014).
2. T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, Nat. Nanotechnol. **11**, 231 (2016).
3. E.A. Turov, A.V. Kolchanov, V.V. Men'shenin, I.F. Mirsaev, V.V. Nikolaev Symmetry and Physical Properties of Antiferromagnets, Fizmatlit, Moscow (2001).
4. B.A. Ivanov, FNT, **40**, 119 (2014).
5. H. Wang, C. Du, P.C. Hammel, and F. Yang, PRL, **113**, 097202 (2014).
6. R. Khymyn, I. Lisenkov, V.S. Tiberkevich, A.N. Slavin, and B.A. Ivanov, PRB **93**, 224421 (2016).
7. P. Wadley, B. Howells, J. Zelezny, et al., Science **351**, 587 (2016).
8. D. Kriegner, K. Vyborny, K. Olejnk, et al., Nat. Commun. **7**, 11623 (2016).
9. R. Cheng, D. Xiao, and A. Brataas, PRL **116**, 207603 (2016).
10. R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tyberkevych, B.A. Ivanov, and A. Slavin, Sci. Rep., **7**, 43705 (2017).
11. O.R. Sulymenko, O.V. Prokopenko, V.S. Tiberkevich, A.N. Slavin, B.A. Ivanov, and R. Khymyn, Phys. Rev. Applied., accepted.
12. E.G. Galkina, R.S. Ovcharov, B.A. Ivanov, Low Temp. Phys. **43**, 11 (2017).

Disordered Hubbard Model: DMFT+Sigma Approximation

E.Z. Kuchinskii^{1*}, M.V. Sadovskii^{1,2}

¹Institute for Electrophysics, Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia

²M.N. Mikheev Institute for Metal Physics, Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia

*E-mail: kuchinsk@iep.uran.ru

We review the generalized dynamical mean-field theory DMFT+Sigma treatment of both repulsive and attractive disordered Hubbard models. We examine the general problem of metal-insulator transition and the phase diagram in repulsive case, as well as BCS-BEC crossover region of attractive model, demonstrating certain universality of single-electron properties under disordering in both models. We also discuss and compare the results for the density of states and dynamic conductivity in both repulsive and attractive case and the generalized Anderson theorem behavior for superconducting critical temperature in disordered attractive case. A number of properties of the normal phase of the Hubbard model with attraction are investigated. We have studied disordering effects (including strong disorder) on the coefficients of Ginzburg – Landau expansion and physical properties of superconductors near T_c in the BCS-BEC crossover region. We also consider the influence of disorder on the temperature dependence of the upper critical field in the BCS-BEC crossover region.

Lecture plan

- Basic Models for Metal-Insulator Transitions
- Self-consistent Theory of Localization
- Disordered Hubbard model (Anderson-Hubbard model)
- Basics of DMFT+Sigma approach
- Dynamic conductivity in DMFT+Sigma
- DOS and conductivity evolution, Mott-Anderson Metal-Insulator Transition
- Phase Diagram
- Optical sum rule
- BCS-BEC crossover
- Attractive Hubbard Model with Disorder
- The main properties of the normal phase
- T_c in DMFT and approach by Nozieres and Schmitt-Rink
- T_c in the disordered attractive Hubbard model, Generalized Anderson Theorem
- Ginzburg-Landau Expansion
- Physical properties of superconductors near T_c in the BCS-BEC crossover region
- Temperature dependence of the upper critical field

Evidences for significant electron-phonon coupling in high Tc cuprates: Fermi blockade of the coupling with doping

A.S. Mishchenko

RIKEN Center for Emergent Matter Science (CEMS), Saitama, Japan

*E-mail: mishchenko@riken.jp

High Tc cuprates exhibit strong effects of electron-phonon interaction (EPI) at low hole-doping evidenced in ARPES [1–3], static and pump-probe optical conductivity [4,5], Raman scattering [6], etc. However, the EPI effects are suppressed with doping [3,4]. We check a hypothesis that this is due to screening of the EPI by Fermi statistics of carriers which is the consequence of the Migdal theorem stating that high order Feynman diagrams are suppressed by factor $\omega_{ph}/\varepsilon_F$, where ε_F and ω_{ph} is the Fermi energy and phonon frequency, respectively. We use recently developed exact bold-line diagrammatic Monte Carlo technique [7] which circumvents famous many-Fermion sign problem in Monte Carlo. In particular, we study spin-polarized fermions in Holstein model which mimics t-J-Holstein model because two holes on one site cannot be created at the same time. We take the strong coupling limit $\lambda=1.07$ when mass renormalization $m^* = 4m_0$ is considerable. We find (Fig.1(a)) that (i) filling of carriers really suppresses manifestations of EPI like it is in high Tc materials; (ii) diagrams higher than 2-nd order are suppressed at $\omega_{ph}/\varepsilon_F > 2.5$; (iii) 10-th (14-th) order diagrams become important only at $\omega_{ph}/\varepsilon_F < 1.5$ (< 0.5). We highlight properties of electron-phonon coupling in various doping regimes (Fig. 1(b)).

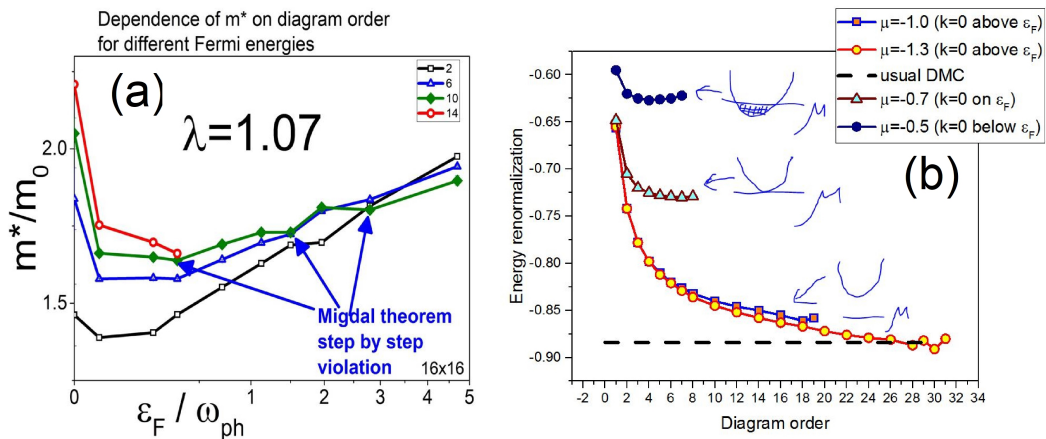


Рис. 1. (A) DEPENDENCE OF THE MASS RENORMALIZATION ON THE CARRIER FILLING AND ON THE FEYNMAN DIAGRAM ORDER; (B) DEPENDENCE OF THE ENERGY RENORMALIZATION ON THE FEYNMAN DIAGRAM ORDER FOR DENSE, DILUTE, AND INTERMEDIATE DENSITY POLARON GAS

1. A.S. Mishchenko and N. Nagaosa, PRL **93**, 036402 (2004).
2. V. Cataudella et al, PRL **99**, 226402 (2007).
3. A.S. Mishchenko et al, EPL **95**, 57007 (2011).
4. A.S. Mishchenko et al, PRL **100**, 166401 (2008).
5. F. Novelli et al, Nat. Comm. **5**:5112 (2014).
6. D. Farina et al, to be published.
7. A.S. Mishchenko, N. Nagaosa and N. Prokof'ev, PRL **113**, 166402 (2014).

Electronic Structure of Iron-based Superconductors

I.A. Nekrasov^{1*}, M.V. Sadovskii^{1,2}

¹ Institute for Electrophysics UB RAS, Ekaterinburg, Russia

² M.N. Mikheev Institute for Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russia

*E-mail: nekrasov@iep.uran.ru

This lecture to some extent is dedicated to the 30th anniversary of the Laboratory of theoretical physics of Institute for Electrophysics UB RAS and 10 years of discovery of iron based high-temperature superconductors. Members of our laboratory and our collaborators did several pioneering band structure calculations of novel just appearing iron superconductors. In this lecture we review basic understandings of band structure of different families of iron pnictide and iron chalcogenide superconductors together with many simultaneously discovered related compounds accumulated in the literature during last 10 years.

Lecture plan

- LDA band structure of 1111 (LaOFeAs), 122 (BaFe₂As₂) and 111 (LiFeAs) classes
- Minimal band model of iron pnictide superconductors
- Anion height dependence of T_c and density of states in iron based superconductors
- Electronic structure of intercalated chalcogenide (K,Cs)_xFe₂Se₂, [Li_{1-x}Fe₂OH]FeSe
- Iron based superconductors: Pnictides versus Chalcogenides and similar systems
- First LDA+DMFT analysis of iron pnictides band structure
- Electronic structure of NaFeAs superconductor: LDA+DMFT and ARPES
- Doping dependence of correlation effects in K_{1-y}Fe_{2-y}Se₂: LDA'+DMFT study
- Electronic structure of FeSe monolayer superconductors
- Origin of the shallow and “replica” bands in FeSe monolayer superconductors

Wandering among the Feynman diagrams: the end of fermionic-sign problem

N. Prokofiev

University of Massachusetts, Amherst, USA

*E-mail: prokofev@physics.umass.edu

Feynman diagrams are the most celebrated and powerful tool of theoretical physics usually associated with the analytic approach. I will argue that diagrammatic expansions are also an ideal numerical tool with enormous and yet to be explored potential for solving interacting many-body systems by direct simulation of Feynman diagrams (bare or skeleton) up to high order and extrapolation to the infinite-order limit. Sign-alternating nature of fermionic diagrams is a “blessing”, not a problem, and the bottom line is that the diagrammatic Monte Carlo approach generically solves the computational complexity for interacting fermionic systems. In terms of physical applications, I will discuss results for polarons, the Hubbard model, resonant Fermi gas at unitarity, and Dirac liquids with strong Coulomb interactions.

I. Orbital physics in transition metal compounds: new trends. II. FeO₂H – possible novel constituent of the Earth’s lower mantle

S.V. Streltsov^{1*}, D.I. Khomskii²

¹M.N. Miheev Institute of Metal Physics of UB RAS, Ekaterinburg, Russia

²University of Cologne, Cologne, Germany

*E-mail: streltsov@imp.uran.ru

The present talk will be divided into two very different parts.

The first part is to present novel results in the so-called “Orbital physics”, which is a part of condensed matter physics and studies various effects related to orbital degrees of freedom [1]. In particular we will discuss following topics:

- Effective reduction of the dimensionality due to orbital degrees of freedom and its consequences;
- “1D-zation” of electronic spectrum and orbitally driven Peierls state;
- Novel states close to Mott transition: “Molecules” in solids;
- Orbital-selective Mott transition;
- Orbital-selective behaviour and suppression of double exchange;
- Interplay between spin-orbit coupling and Jahn-Teller effect;
- Spin-orbit assisted Mott transition;
- Kitaev physics;
- Excitonic or singlet magnetism.

The second part of the lecture will be devoted to a very different topic: novel material FeO₂, which was found to be the most stable iron oxide at the Earth’s lower mantle conditions [2]. We will discuss physical properties of FeO₂, highly unusual valence state of Fe and electronic structure of FeO₂, absence of local magnetic moments in this material and its geophysical importance [2–4].

1. S.V. Streltsov and D.I. Khomskii arXiv:1711.05409.
2. Q. Hu et al., Nature **534**, 241 (2016).
3. S.V. Streltsov et al., Sci. Rep. **7**, 13005 (2017).
4. M. Nishi et al., Nature **547**, 205 (2017).

Dynamical vertex approximation – an introduction

K. Held

Institute for Solid State Physics, TU Wien, Austria

*E-mail: held@ifp.tuwien.ac.at

The dynamical vertex approximation is a Feynman diagrammatic extension of dynamical mean field theory, including non-local correlations on all time and length scales. Starting with the Dyson and the parquet equations, the first part of the lecture gives an elementary introduction to the dynamical vertex approximation. For a review of this method and related approaches see [1], for a first reading see [2].

In the second part of the lecture I will present some physical highlights such as the calculation of (quantum) critical exponents for the 3D Hubbard model [3,4] in 3D and how long-range antiferromagnetic correlations shift the (paramagnetic) Mott transition to interaction $U = 0$ [5]. More recent developments are the application to real materials [6] and error estimates using the three-particle vertex [7].

1. G. Rohringer et al., arXiv:1705.00024.
2. K. Held, “Dynamical vertex approximation”, in E. Pavarini, E. Koch, D. Vollhardt, A. Lichtenstein (Eds.): “Autumn School on Correlated Electrons. DMFT at 25: Infinite Dimensions”, Reihe Modeling and Simulation, Vol. 4 (Forschungszentrum Jülich, 2014); arXiv:1411.5191.
3. G. Rohringer et al., PRL **107**, 256402 (2011).
4. T. Schäfer et al., PRL **119**, 046402 (2017).
5. T. Schäfer et al., PRB **91**, 125109 (2015).
6. A. Galler et al., PRB **95**, 115107 (2017).
7. T. Ribic et al., arXiv:1710.00648.

Strong correlations of ultracold atoms in optical lattices

W. Hofstetter

Institut für Theoretische Physik, Goethe-Universität, Frankfurt am Main, Germany

*E-mail: hofstett@physik.uni-frankfurt.de

The last years have witnessed dramatic progress in experimental control and refinement of quantum simulations based on ultracold atoms. Particularly rich many-body physics arises in the presence of multiple atomic species, artificial gauge fields, and strong interactions. Quantitative predictions for these systems require large-scale simulations using non-perturbative techniques such as dynamical mean-field theory (DMFT) and its extensions to inhomogeneous systems, bosonic quantum statistics, and periodic driving. After an introduction to ultracold atoms in optical lattices I will give an overview of DMFT and its recent generalizations.

I will then highlight the potential of ultracold quantum simulators by several examples:

1) Recent experiments in ultracold atoms and photonic analogs have reported the implementation of artificial gauge fields in lattice systems, facilitating the realization of topological phases such as Quantum Hall states for charge-neutral particles. We have investigated the Haldane honeycomb lattice tight-binding model, for bosons with local interactions at filling one. We analyze the ground state phase diagram and uncover three distinct phases: a uniform superfluid, a chiral superfluid and a plaquette Mott insulator with local current loops. In a spinful generalization of this system – the bosonic Kane-Mele-Hubbard model – the Mott regime can be described by a frustrated quantum XY-model. We investigate the magnetic properties as a function of frustration and find an emergent chiral spin state.

2) I will present a systematic study of spectral functions of a time-periodically driven Falicov-Kimball Hamiltonian. In the high-frequency limit, this system can be effectively described as a Harper-Hofstadter-Falicov-Kimball model, including an effective flux. Using real-space Floquet dynamical mean-field theory (DMFT), we take into account interaction effects and contributions from higher Floquet bands in a non-perturbative way. We also demonstrate the possibility of using real-space Floquet DMFT to study edge states.

3) Recent experiments have shown that (quasi-)crystalline phases of Rydberg-dressed quantum many body systems in optical lattices are within reach. While conventional neutral atomic lattice gases lack strong long-range interactions, these arise naturally in Rydberg systems, due to the large polarisability of Rydberg atoms. For bosonic ensembles, a wide range of quantum phases have been predicted, including a devil's staircase of lattice-incommensurate density waves and more exotic lattice supersolid orders. Using a real-space extension of bosonic dynamical mean-field theory, we find a rich phase diagram illustrating the competition between interaction and condensation.

Quantum gases

G.V. Shlyapnikov

Paris-Sud University, Orsay, France
*E-mail: georgy.shlyapnikov@u-psud.fr

Lecture 1. Bose-Einstein condensation. From discovery to modern results

I will give a brief historical overview and basic concepts of Bose-Einstein condensation in dilute gases. This will be followed by the discussion of condensates evolving under variations of confining potentials and by the description of first successful experiments on creating trapped dilute clouds of bose-condensed atoms.

The second part of the lecture will be dedicated to the so-called dipolar quantum gases (polar molecules and/or magnetic atoms). The long-range and anisotropic character of the dipole-dipole interaction drastically changes the nature of quantum degenerate regimes compared to the case of short-range interacting atoms, and I will focus on the stability diagram of trapped dipolar condensates. I will conclude with the discussion of recently predicted and found experimentally quantum dipolar droplets, where the physics is drastically influenced by quantum fluctuations.

Lecture 2. Degenerate fermions. From weakly to strongly interacting regimes

I will start with basic concepts related to degenerate gases of atomic fermions and with their description by the Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) theory in the weakly interacting regime. I then discuss experiments that used Feshbach resonances for the interparticle interaction and reached the strongly interacting regime.

In the second part of the lecture I will provide a description of the strongly interacting fermions by the Leggett model and discuss a crossover from the BCS regime to the regime of Bose-Einstein condensation of weakly bound (Feshbach) molecules of fermionic atoms belonging to different components. The attention will be focused on the remarkable collisional stability of these molecules, which are the largest diatomic molecules obtained so far, with the size up to 5000 angstroms.

**КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ
И МАГНЕТИЗМА**

Coexistence of type-I and type-II Weyl fermions in Weyl semimetals under crossed electric and magnetic fields

Z.Z. Alisultanov

Dagestan State University, Republic of Dagestan, Makhachkala, Russia

* E-mail: zaur0102@gmail.com

We shown that in WSMS a coexistence of type-I and type-II Weyls fermions is possible under crossed magnetic and electric fields. This situation is possible in systems with non-equivalent Weyl points. In particular, it is possible in strained WSMS.

Трёхмерные структуры и их свойства в гелимагнетиках

Ф.Н. Рыбаков, А.Б. Борисов

Институт физики металлов УрО РАН им. М.Н. Михеева, Екатеринбург, Россия

*E-mail: Ror1947@gmail.com

Различные спиновые текстуры в магнитных системах всегда были объектом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. В последние годы несомненный интерес вызывает изучение спиновых текстур в гелимагнетиках, где взаимодействие Дзялошинского-Мория стабилизирует двумерные и трёхмерные структуры, и основным состоянием является спиральная структура – солитонная решётка [1]. Динамические одномерные солитоны в таких системах состоят из кинков и бризеров, движущихся на фоне спиральной структуры. Среди двумерных киральных структур особо выделяются термодинамически стабильные и метастабильные локализованные вихри – скирмионы. Предсказанные в 1989 г. [2,3], они в настоящее время являются объектами интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. Фазовая диаграмма в плёнках гелимагнетиков, как функция толщины плёнки и приложенного магнитного поля [4], указывает на существование новых типов трёхмерных спиновых текстур и солитонов. Такими являются «киральные поплавки» [5] – частицеподобные состояния, локализованные в трёх измерениях вблизи свободной границы или интерфейса образца. В докладе обсуждаются экспериментальные методы их наблюдения [6]. В отличие от двумерных вихрей, взаимодействие скирмионов носит более сложный характер. В работе [7] впервые проведено экспериментальное наблюдение взаимодействия между индивидуальными скирмионами и вычислительными методами, найдена зависимость равновесного расстояния между двумя взаимодействующими скирмионами от приложенного магнитного поля.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Квант», номер г.р. 01201463332).

1. И.Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **47**, 992 (1964).
2. А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский, ЖЭТФ **95**, 178 (1989).
3. В.А. Ivanov, V.A. Stephanovich, A.A. Zhmudskii, JMMM **88**, 116 (1990).
4. F.N. Rybakov, A.B. Borisov, S. Blugel, N.S. Kiselev. NJP **18**, 045002 (2016).
5. F.N. Rybakov, A.B. Borisov, S. Blugel, N.S. Kiselev. PRL **115**, 117201 (2015).
6. F. Zheng, F.N. Rybakov, A.B. Borisov et al., arXiv:1706.04654 (submitted).
7. H. Du, X. Zhao, F.N. Rybakov, A.B. Borisov et al. (submitted).

Приоритет спин-фермионных взаимодействий в купратных сверхпроводниках при решении проблемы межузельного кулоновского отталкивания кислородных дырок

В.В. Вальков^{1*}, Д.М. Дзедзисашвили¹, М.М. Коровушкин¹, А.Ф. Барабанов²

¹Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия
²Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина, Троицк, Москва, Россия
*E-mail: vvv@iph.krasn.ru

Хорошо известно, что формирование физических свойств купратных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) происходит при сильном взаимном влиянии спиновых и зарядовых степеней свободы. В частности, спин-фермионные корреляции лежат в основе образования спин-поляронных квазичастиц [1]. Теория, основанная на такой концепции электронного строения купратных сверхпроводников, позволяет корректно описывать важнейшие особенности спектральных свойств этих соединений в нормальной фазе [2]. Важным фактором, подтверждающим перспективность спин-поляронного подхода к описанию свойств купратов, является возникновение куперовской неустойчивости в ансамбле спин-поляронных квазичастиц для актуального канала с d -типом симметрии параметра порядка [3] и критическими температурами, соответствующими экспериментальным данным.

Недавно перспективность спин-поляронной концепции электронного строения купратов приобрела особое значение, поскольку с её помощью удалось решить давно существовавшую в теории ВТСП проблему. Суть проблемы связана с тем, что реализующаяся в купратных сверхпроводниках куперовская неустойчивость в d -канале полностью подавлялась, как только учитывалось реальное кулоновское отталкивание дырок, находящихся на ближайших узлах. Это ярко проявляется, например, в рамках часто используемой в теории ВТСП модели Хаббарда или t - J -модели на простой квадратной решётке.

В наших исследованиях [4,5] показано, что d -канал куперовского спаривания оказывается нечувствительным к учёту сильного кулоновского отталкивания дырок на ближайших ионах кислорода, если: 1) учитывается реальная структура CuO_2 -плоскости; 2) принимается во внимание сильная спин-фермионная связь между локализованными спинами на ионах меди и дырками на ионах кислорода.

Важный факт, подтверждающий тезис о приоритетности спин-фермионных взаимодействий в купратах, связан с тем, что сверхпроводящее s -спаривание не реализуется в ансамбле спин-поляронных квазичастиц, поскольку система интегральных уравнений самосогласования для сверхпроводящего параметра порядка с данным типом симметрии не имеет нетривиального решения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Программы Президиума РАН №12 «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости», РФФИ (гранты №18-02-00837 и №16-02-00304). Работа М.М.К. поддержана Советом по грантам Президента РФ (проект МК-1398.2017.2).

1. А.Ф. Барабанов, А.В. Михеенков, А.М. Белемук, Письма в ЖЭТФ, **75**, 118 (2002).
2. Д.М. Дзедзисашвили, В.В. Вальков, А.Ф. Барабанов, Письма в ЖЭТФ, **98**, 596 (2013).
3. V.V. Val'kov, D.M. Dzebisashvili, A.F. Barabanov, Phys. Lett. A, **379**, 421 (2015).
4. В.В. Вальков, Д.М. Дзедзисашвили, М.М. Коровушкин, А.Ф. Барабанов, Письма в ЖЭТФ, **103**, 433 (2016).
5. В.В. Вальков, Д.М. Дзедзисашвили, М.М. Коровушкин, А.Ф. Барабанов, ЖЭТФ, **152**, 957 (2017).

Динамика магнитных скирмионов в нанодотах

З.В. Гареева^{1,2*}, Р. Абдрафикова², К.Ю. Гуслиенко^{3,4}

¹Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Уфа, Россия

²Башкирский государственный университет, Уфа, Россия

³Universidad del Pas Vasco, San Sebastian, Spain

⁴IKERBASQUE, the Basque Foundation for Science, Bilbao, Spain

*E-mail: gzv@anrb.ru

Магнитные скирмионы, разновидность 2D магнитных солитонов, привлекают активное внимание исследователей, что связано с перспективами развития спинтроники, устройств сверхплотного хранения информации, магнитной памяти нового поколения, в которых в качестве активных функциональных элементов могут выступать скирмионы [1]. Значительный интерес представляет динамика скирмионов, движущиеся магнитные скирмионы обнаруживают нетривиальные физические свойства. Одним из динамических проявлений сложной микромагнитной структуры скирмионного состояния является асимметрия мод спиновых возбуждений, вращающихся в направлениях по и против часовой стрелки (CW и CCW моды). Различия частот CW и CCW мод были определены на основе численных расчётов в 2012 г. [2], однако интерпретация спектров магнитных скирмионов, наблюдаемых экспериментально, а также рассчитанных методами микромагнитной симуляции до сих пор является предметом активных научных дискуссий [3].

В данной работе рассмотрены основные аспекты динамики магнитных скирмионов в наноточках, включая расчёт спектров спиновых волн и гиротропных мод изолированного скирмиона и системы взаимодействующих скирмионов на примере 1D массива. Проведена классификация мод возбуждений скирмионного состояния. Показано, что при возбуждении скирмионов в изолированной наноточке возбуждается единственная низкочастотная гиротропная мода, основными характеристиками которой являются: самая низкая частота в спектре возбуждений и локализация моды в центральной области наноточки. Исследования высокочастотного спектра возбуждений скирмионов в наноточке показали, что асимметричные спиновые волны, распространяющиеся на фоне скирмиона, характеризуются асимметрией по отношению к вращению моды: частоты и профили азимутальных мод, вращающихся по и против часовой стрелки (CW и CCW), различны. Отличительной особенностью динамики изолированных скирмионов в круглых наноточках является то, что спектр возбуждений, как низкочастотный (гиротропное вращение ядра скирмиона), так и высокочастотный (спиновые волны) является идентичным для скирмионов Блоха и Нееля. Внутренняя структура скирмионного состояния проявляется при учёте взаимодействия между скирмионами. Исследование спектра линейной цепочки наноточек с основным скирмионным состоянием показало существенное различие динамических характеристик (частот ферромагнитного резонанса (ФМР), закона дисперсии, групповой скорости, ширины магнитной зоны) для скирмионов блоховского и неелевского типов, что позволяет предложить метод экспериментального обнаружения распределения спинов в скирмионе по динамическому отклику скирмионной системы, а именно, по частоте ФМР, которая может быть зарегистрирована методом широкозонного ферромагнитного резонанса.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 16-02-00336 А).

1. A. Fert, N. Reyren, V. Cros, Nature Rev. Mater., **2**, 17031 (2017).
2. M. Mochizuki, PRL, **108**, 017601 (2012).
3. M. Beg et al., PRB, **95**, 014433 (2017).

Динамика и трансформация структуры связанных магнитных вихрей в мультислойных проводящих наноцилиндрах

С.В. Степанов¹, А.Е. Екомасов¹, К.А. Звездин², Е.Г. Екомасов^{1*}

¹Башкирский государственный Университет, Уфа, Россия

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*E-mail: ekomasoveg@gmail.com

Большое внимание, в настоящее время, привлекают исследования переключения и возбуждения осциллирующей намагниченности в магнитных наноструктурах с помощью спин-поляризованного тока и внешнего магнитного поля, которые могут позволить увеличить скорости устройств магнитной памяти, вплоть до терагерцового уровня. Интересны в этом плане микроволновые спин-трансферные наноосцилляторы (СТНО), которые отличаются относительно большим спектром частот осциллирующей магнитной вихрей, реализуемых даже без приложения внешнего магнитного поля. Большинство таких структур имеют два магнитных слоя, разделённых немагнитной прослойкой. Одной из наиболее перспективных разновидностей СТНО, является вихревая структура, в которой магнитный вихрь реализуется как основное состояние в ферромагнитных слоях. Появилось много экспериментальных и теоретических работ, посвящённых исследованию динамики магнитостатически связанных магнитных вихрей (см., например, [1–3]). Показано, например, что для системы из двух взаимодействующих магнитных дисков, находящихся в вихревом состоянии, спектр колебаний магнитных вихрей может кардинально измениться. Также экспериментально найдена зависимость величины магнитного поля переключения полярности каждого из вихрей от величины поляризованного тока.

С помощью численного решения обобщённого уравнения Ландау-Лифшица, проведено микромагнитное исследование динамики двух дипольно связанных магнитных вихрей в трёх-слойном наностолбике, под действием внешнего магнитного поля и спин-поляризованного электрического тока. Показана возможность существования различных режимов движения вихрей, в зависимости от величины поляризованного тока и магнитного поля. Для случая стационарной динамики связанных магнитных вихрей, найдена зависимость частоты их колебаний от величины тока. Предложена возможность управления частотой стационарного движения вихрей и подстройки амплитуды управляющих токов с помощью внешнего магнитного поля. С помощью аналитического метода для упрощённого описания динамики связанных вихрей, получены зависимости частоты от величины тока и внешнего магнитного поля, качественно совпадающие с численными результатами. Построена зависимость величины магнитного поля, отдельно переключающего полярность вихрей в зависимости от величины спин-поляризованного тока. Динамический и квазистатический сценарии переключения полярности вихря наблюдались при различных значениях поля/тока.

Работа поддержана грантом РФФИ, проект 16-32-00381.

1. S.S. Cherepov, B.C. Koop, A.Yu. Galkin and et. el., PRL **109**, 097204 (2012).
2. N. Locatelli, A.E. Ekomasov, A.V. Khvalkovskiy and et. el., APL **102**, 062401 (2013).
3. А.Е. Екомасов, С.В. Степанов, Е.Г. Екомасов, К.А. Звездин, ФММ **118**, 345 (2017).

Солитонные возбуждения доменной структуры легкоосного ферромагнетика

В.В. Киселев*, А.А. Расковалов

¹Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: kiseliev@imp.uran.ru

В настоящее время достаточно полно исследованы квазиодномерные солитоны в магнетиках с однородным основным состоянием [1,2]. Однако анализ подобных объектов в реальных условиях при наличии доменных структур сталкивается со значительными трудностями, которые связаны как с нелинейностью основных уравнений, так и с не разработанностью методов их интегрирования для сред с сильнонелинейным и неоднородным основным состоянием.

Именно таким состоянием оказывается даже простейшая полосовая доменная структура. Она сама представляет одномерную решётку из топологических солитонов – доменных стенок. Базовой моделью магнетизма, подходящей для изучения квазиодномерных солитонов в полосовой структуре, является уравнение Ландау-Лифшица для ферромагнетика с анизотропией типа «лёгкая ось». Важно, что это уравнение имеет представление Лакса и потому, в принципе, допускает аналитическое описание и подробное исследование солитонов в доменной структуре.

Для этой цели нами развит специальный вариант метода обратной задачи рассеяния, который учитывает наличие периодической структуры [3]. С его помощью предсказаны частицеподобные солитоны, которые сильно связаны с доменной структурой. Показано, что, как и дислокации в кристаллах, они служат элементарными переносчиками макроскопических сдвигов доменной структуры. Движение и парные упругие столкновения солитонов друг с другом сопровождаются локальными трансляциями структуры. Неоднородная некруговая прецессия намагниченности в ядре солитона индуцирует деформации и продольные колебания соседних доменных стенок структуры. При малых частотах прецессии солитоны являются зародышами перемагничивания материала. Вблизи границ области существования солитона происходит его трансформация либо в малоамплитудные спин-волновые колебания, либо во всплески сильных модуляций полосовой доменной структуры. Анализ строения солитонов позволил предложить способы их возбуждения в доменной структуре.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Квант», номер г.р. 01201463332).

1. А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев, Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны, Киев: Наукова думка (1983).
2. А.Б. Борисов, В.В. Киселев, Квазиодномерные магнитные солитоны, М.: ФИЗМАТЛИТ (2014).
3. В.В. Киселев, А.А. Расковалов, ТМФ, [в печати].

Influence of a magnon-pumping on a drag effect in hybrid structures

I.I. Lyapilin*, M.S. Okorokov

¹M.N. Mikheev Institute for Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg, Russia

*E-mail: lyapilin@imp.uran.ru

The propagation of spin-wave current in a magnetic insulator of the metal/magnetic insulator/metal structure in an inhomogeneous temperature field leads to the spin Seebeck effect (SSE) [1]. A magnon flow that determines the spin-wave current is characterized by relaxation time and spin diffusion length of the magnons. The temperature dependence of the Seebeck coefficient is non-monotonic. Its maximum lies in the range between 50 and 100K and, as studies have shown, also depends on magnetic field strength and on the sample size. The observed features cannot be described within the standard model of the magnon-phonon drag effect [1]. We have developed an “enhanced model” of the drag effect, which is based on the formation of two interacting magnon flows. Indeed, when SSE occurs in such structures, there are two magnon groups with different energies. The first group consists of magnons produced by an inhomogeneous temperature field applied to the magnetic insulator. These are thermally excited magnons. The energy of the magnons is of the order of a temperature (kBT). Along with them, under the spin Seebeck effect (SSE) conditions, there are the magnons injected into the magnetic insulator due to inelastic scattering of spin-polarized electrons of the metal by localized spins located in the vicinity of the interface. The energy of the injected (“coherent”) magnons is of the order of spin accumulation energy of conduction electrons of the metal δ_S . Such states can be generated, for example, by the spin Hall effect (SHE) as direct electrical current passes through the metal (Pt). The spin accumulation energy significantly exceeds the energy of the thermally excited magnons. Therefore, it can be said that the magnetic insulator layer forms inside another high-energy subsystem of the (“coherent”) magnons that responsible for the SSE. The magnon and phonon subsystems to evolve towards equilibrium obey magnon-phonon scattering mechanisms, and the interaction between the various flows controls the drag effects

Here, in the paradigm set forth above (the formation of two magnon and phonon flows) we examine SSE and the drag effect and how the latter affects the interaction between the flows of “coherent” and thermally excited magnons.

1. F.J. Blatt, P.A. Schroeder, C.L. Foiles, and D. Greig, Thermoelectric Power of Metals, (Plenum, New York) 1976.

Экситоны в центре зоны Бриллюэна в магнитоэлектрике CuVO_2O_4

В.В. Меньшенин*

¹Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: menshenin@imp.uran.ru

Интерес к соединению CuV_2O_4 в последние годы связан с интерпретацией результатов работы [1] относительно возможности внесения малым магнитным полем кристаллической киральности в это соединение и контроля киральности этим полем. Указанное соединение не является киральным в отсутствие внешнего электрического и магнитного полей. Однако в работе [1] было высказано утверждение, что киральность может быть внесена в кристалл с помощью статического магнитного поля. Наведение этой киральности происходит благодаря гигантскому росту магнитокирального дихроизма, резонирующего с $d-d$ бесфононными переходами на ионах меди. Эти переходы формируют экситонные возбуждения кристалла. Отметим, что магнитокиральный дихроизм связан с циркулярно поляризованным светом.

Проведён теоретико-групповой анализ возможности возбуждения экситонов в магнитоэлектрике CuV_2O_4 в точке $\Gamma(0,0,0)$ зоны Бриллюэна на ионах меди, занимающих позицию $2b$ [1]. Рассмотрение этой позиции в соизмеримой магнитной структуре связано с тем, что именно в этой позиции имеет место спонтанное упорядочение спинов, тогда как на ионах меди в позиции $4d$ такого спонтанного упорядочения нет, а спины находятся в ненасыщенном состоянии, хотя и обладают малым антиферромагнитным магнитным моментом, ориентированным вдоль оси z .

Проанализирована магнитная симметрия этого соединения. Показано, что местная (локальная) точечная магнитная группа содержит лишь тождественное преобразование, поскольку остальные элементы местной точечной группы не сохраняют магнитную структуру как сами по себе, так и в сочетании с операцией обращения времени. Определена также магнитная точечная группа метабората меди в соизмеримой магнитной структуре. Установлено, что эта группа не содержит антиунитарных элементов, а включает только тождественное преобразование и отражение в плоскости m_{xy} . Последняя операция является нечётным элементом относительно вектора антиферромагнетизма. Отсутствие антиунитарных элементов связано с ориентацией вектора антиферромагнетизма спинов, локализованных на ионах меди в позиции $2b$, имеющего проекции как на ось z , так и на плоскость (x,y) , и в приближении равномодульной модели расположенного в плоскости отражения m_{xy} . При этом вектор слабого ферромагнетизма ориентирован вдоль направлений $(1,1,0)$ и $(-1,-1,0)$.

Найдено расщепление энергетических уровней ионов меди под действием кристаллического поля и спин-орбитального взаимодействия в приближении среднего кристаллического поля. Показано, что энергетический уровень с минимальной энергией обладает симметрией $\Gamma_{56}^{S_4}$, где верхний индекс указывает на то, по неприводимому представлению какой группы проведено разложение.

Показано, что симметрия операторов перехода, характеризующих экситоны метабората меди с волновым вектором $\mathbf{k}=0$ определяется неприводимыми представлениями A_1, A_2 точечной магнитной группы метабората меди. Эти операторы перехода оказываются невырожденными относительно обращения времени. Получены общие условия возбуждения этих экситонов в электродипольных и магнитодипольных процессах.

1. M. Saitoh, K. Isikhava, K. Taniguchi, T. Arima, PRL **101**, 117402 (2008).
2. В.В. Меньшенин, ЖЭТФ **151**, 326 (2017).

Interplay between quantum and angular magnetoresistance oscillations

T.I. Mogilyuk^{1*}, P.D. Grigoriev²

¹NRC Kurchatov Institute, Moscow, Russia

²Landau Institute for Theoretical Physics RAS, Moscow, Russia

*E-mail: 5taras@mail.ru

The interplay between angular and quantum magnetoresistance oscillations in quasi-two-dimensional metals leads to the angular oscillations of the amplitude of quantum oscillations. This effect becomes pronounced in high magnetic field, where the simple factorization of the angular and quantum oscillations is not valid. The amplitude of quantum magnetoresistance oscillations is reduced at the Yamaji angles, i.e., at the maxima of the angular magnetoresistance oscillations. These angular beats of the amplitude of quantum oscillations resemble and may be confused with the spinzero effect, coming from the Zeeman splitting. The proposed effect of false spin zeros becomes stronger in the presence of incoherent channels of interlayer electron transport and can be used to separate the different contributions to the Dingle temperature and to check for violations of the standard factorization of angular and quantum magnetoresistance oscillations.

1. P.D. Grigoriev, T.I. Mogilyuk, PRB **95**, 195130 (2017).
2. R. Yagi, Y. Iye, T. Osada, S. Kagoshima, JPSJ **59**, 3069 (1990).
3. P.D. Grigoriev, T.I. Mogilyuk, PRB **90**, 115138 (2014).
4. I.V. Kukushkin, S.V. Meshkov, V.B. Timofeev, Sov. Phys. Usp. **31**, 511 (1988).
5. P.D. Grigoriev, M.M. Korshunov, T.I. Mogilyuk, J. Supercond. Nov. Magn. **29**, 1127 (2016).
6. K. Yamaji, JPSJ **58**, 1520 (1989).
7. M.V. Kartsovnik, T. Helm, C. Putzke et al., NJP **13**, 015001 (2011).

How many electrons make a semiconductor nanocrystal film metallic

K.V. Reich*

Ioffe Institute, Saint-Petersburg, Russia

*E-mail: Reich@mail.ioffe.ru

For films of semiconductor nanocrystals (NC) to achieve their potential as novel, low-cost electronic materials, a better understanding of their doping to tune their conductivity is required. So far, it is not known how many dopants will turn a nanocrystal film from semiconducting to metallic. In bulk semiconductors, the critical concentration n_M of electrons at the metal-insulator transition is described by the famous Mott criterion: $n_M a_B^3 \simeq 0.02$, where a_B is the effective Bohr radius. The same critical concentration as in a bulk material is not sufficient for the metal-insulator transition in NC films because of the weak coupling between NCs.

This talk deals with films of nanocrystals, which touch each other by small facets with radius ρ . For metal-insulator transition in such NC films, one needs electron concentration n at which the typical electron wave packet becomes smaller than the facet radius ρ and can pass through the facet [1,2].

As a result, we show theoretically that in a dense NC film, where NCs touch each other by small facets, the concentration of electrons $n \gg n_M$ at the metal-insulator transition satisfies the condition: $n\rho^3 \simeq 0.3$, where ρ is a radius of contact facets. The predicted critical concentration is in good agreement with experimental data for silicon and ZnO NC films [3,4].

1. K.V. Reich, B.I. Shklovskii, ACS Nano **10**, 10267 (2016).
2. F. Han, K.V. Reich, B.I. Shklovskii, PRB **93**, 125430 (2016).
3. B.L. Greenberg, Z.L. Robinson, K.V. Reich et al., Nano Lett. **17**, 4634 (2017).
4. T. Chen, K.V. Reich et al., Nature Materials **15**, 299 (2016).

Переход Березинского-Костерлица-Таулеса и двумерное плавление

В.Н. Рыжов*, Ю.Д. Фомин, Е.Н. Циок

Институт физики высоких давлений РАН, Москва, Троицк, Россия

*E-mail: ryzhov@hppi.troitsk.ru

После появления теории фазовых переходов в двумерных вырожденных системах – теории Березинского-Костерлица-Таулеса (БКТ) [1–5] – мощное развитие получили теории двумерного плавления. Как известно, в случае трёх измерений плавление всегда происходит посредством перехода первого рода. В то же время в случае двух измерений ситуация гораздо более сложная. В настоящее время можно говорить, по крайней мере, о трёх возможных сценариях плавления. Прежде всего, это теория Березинского-Костерлица-Таулеса-Хальперина-Нельсона-Янга (ВКТННУ) [4–7], в которой был предложен нестандартный сценарий плавления двумерных кристаллов посредством двух непрерывных переходов с промежуточной гексатической фазой. Эта теория породила огромное число экспериментальных и теоретических работ [4–5]. В настоящее время можно с достаточной степенью уверенности, опираясь как на эксперимент, так и на компьютерное моделирование [4–5], утверждать, что системы с дальнедействующим взаимодействием (например, Кулоновское или диполь-дипольное взаимодействие, мягкие сферы $1/r^n$ с показателем $n \leq 6$) плавятся в соответствии с теорией ВКТННУ. При этом фазовый переход первого рода также может реализоваться [8]. Кроме того, недавно был предложен ещё один сценарий плавления, в рамках которого, в отличие от теории ВКТННУ, плавление может происходить посредством двух переходов, однако при этом переход твёрдое тело–гексатическая фаза происходит посредством непрерывного перехода типа БКТ, а переход гексатическая фаза–изотропная жидкость – посредством перехода первого рода [9–12].

В докладе подробно проанализированы различные сценарии плавления двумерных систем, современное состояние реальных экспериментов и компьютерного моделирования в данной области. Отдельное внимание уделено зависимости сценария плавления от вида потенциала и влиянию случайного пиннинга на двумерное плавление [10, 12–14]. Показано, что случайный пиннинг может принципиально изменить сценарий плавления в случае перехода первого рода [10]. Обсуждается возможный механизм перехода первого рода гексатик–изотропная жидкость, базирующийся на зависимости рода БКТ перехода от энергии ядра топологического дефекта [15–16].

Работа поддержана грантом РФФИ 14-12-00093.

1. В.Л. Березинский, ЖЭТФ **59**, 907 (1970).
2. В.Л. Березинский, ЖЭТФ **61**, 1144 (1971).
3. J.M. Kosterlitz, D.J. Thouless, J. Phys. C **6**, 1181 (1973).
4. J.M. Kosterlitz, Rep. Prog. Phys. **79**, 026001 (2016).
5. В.Н. Рыжов, Е.Е. Тареева, Ю.Д. Фомин, Е.Н. Циок, УФН **187**, 921 (2017).
6. D.R. Nelson, B.I. Halperin, PRB **19**, 2457 (1979).
7. A.P. Young, PRB **19**, 1855 (1979).
8. В.Н. Рыжов, ЖЭТФ **100**, 1627 (1991).
9. S.C. Kapfer and W. Krauth, PRL **114**, 035702 (2015).
10. E.N. Tsiok, D.E. Dudalov, Yu.D. Fomin, and V.N. Ryzhov, PRE **92**, 032110 (2015).
11. J. Russo and N.B. Wilding, PRL **119**, 115702 (2017).
12. E.N. Tsiok, Y.D. Fomin, V.N. Ryzhov, Physica A **490**, 819 (2018).
13. D.E. Dudalov, Yu.D. Fomin, E.N. Tsiok, V.N. Ryzhov, Soft Matter **10**, 4966 (2014).
14. D.E. Dudalov, Yu.D. Fomin, E.N. Tsiok, V.N. Ryzhov, J. Chem. Phys. **141**, 18C522 (2014).
15. V.N. Ryzhov, E.E. Tareyeva, PRB **48**, 12907 (1993).
16. D.Y. Irz, V.N. Ryzhov, E.E. Tareyeva, PRB **54**, 3051 (1996).

Пластически деформированные твёрдые растворы Gd-X (X=In, Ga, V, Y, Zr) как перспективные материалы для магнитного охлаждения

С.В. Таскаев^{1,3*}, В.В. Ховайло^{1,2}, М.Н. Ульянов¹, Д.С. Батаев¹, Е.Г. Екомасов³

¹Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

²НИТУ «МИСиС», Москва, Россия

³НИУ Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия

*E-mail: tsv@csu.ru

С момента открытия гигантского магнитокалорического эффекта (МКЭ) в интерметаллическом соединении $Gd_5Si_2Ge_2$ [1] активизировался поиск других интерметаллидов, подходящих для применения в технологии бытового магнитного охлаждения при комнатной температуре. С тех пор было найдено большое количество соединений с высокими значениями МКЭ [2]. Теоретический предел для МКЭ составляет 18 K/T, но в настоящее время он является недостижимым даже для материалов с магнитоструктурным фазовым переходом первого рода [3]. Несмотря на впечатляющий прогресс в поиске новых материалов с МКЭ, редкоземельный элемент Gd по-прежнему является одним из лучших для использования в устройствах магнитного охлаждения, поскольку Gd и его сплавы обладают высоким значением МКЭ в широком диапазоне температур [4].

В случае с Gd, его твёрдые растворы могут быть использованы для магнитного охлаждения, однако, такая возможность ограничена, поскольку согласно правилу Юма-Розери, только несколько элементов образуют твёрдые растворы с Gd. Поскольку обменные взаимодействия между атомами редкоземельных элементов происходят посредством косвенного обменного РККИ взаимодействия, разбавление системы магнитных атомов диамагнитными или парамагнитными 3d-металлами или металлоидами должно приводить к заметному изменению обменных взаимодействий и, следовательно, к снижению температуры Кюри. Однако если концентрация атомов легирующего элемента мала, то эффективный магнитный момент на атоме твёрдого раствора будет близок к магнитному моменту чистого Gd, поэтому можно ожидать, что МКЭ такого твёрдого раствора будет близким к МКЭ Gd.

Настоящая работа посвящена изучению магнитных и магнитокалорических свойств сплавов Gd-X (X = In, Ga, V, Y, Zr), подвергнутых интенсивной пластической деформации (ИПД). Показано, что системы $Gd_{100-x}Y_x$ ($x = 0 \dots 15$) и $Gd_{100-x}In_x$ ($x = 0 \dots 3$) являются наилучшими кандидатами для использования в AMR теплообменниках, поскольку их МКЭ сопоставим с МКЭ Gd в широком температурном диапазоне. Обнаружено значительное снижение намагниченности и МКЭ в сплавах Gd-X (X = Ga, V, In, Zr, Y) после ИПД. Природа этого явления связана, по видимому, со случайной магнитной анизотропией, которая индуцируется после пластической деформации. Изменение магнитных и термодинамических свойств пластически деформированных твёрдых растворов Gd-X (X = Ga, V, In, Zr, Y) полностью обратимо, и они могут быть полностью восстановлены после отжига при температурах, зависящих от степени деформации.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 16-07-00679.

1. V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner, Jr, PRL **78**, 4494 (1997).
2. J. Liu, T. Gottschall, K.P. Skokov, J.D. Moore, O. Gutfleisch, Nat. Mater. **11**, 620 (2012).
3. A.M. Tishin, Y.I. Spichkin, V.I. Zverev, P.W. Egolf, Int. J. Refrig. (2016).
4. B. Yu, M. Liu, P.W. Egolf, A. Kitanovski, Int. J. Refrig. **33**, 1029 (2010).

Транспортные свойства джозефсоновского контакта через монокристаллическую ферромагнитную нанопроволоку в магнитном поле

М.В. Авдеев*, Ф.М. Сираев, Ю.Н. Прошин

Институт физики, Казанский федеральный университет, Казань, Россия

*E-mail: avdeyev_mv@mail.ru

Исследование транспортных свойств гибридных наноструктур, сочетающих в себе как сверхпроводящие так и магнитные свойства [1–3] представляет большой интерес как теоретически так и экспериментально. В первую очередь, это связано с богатой физической эффектами близости [4], возникающего в таких системах и возможными практическими приложениями в области спинтроники и сверхпроводниковой электроники.

Среди таких систем особо следует отметить джозефсоновские контакты со слабой связью из ферромагнитных материалов. При этом оказывается возможным реализация так называемых π -контактов, основное состояние которых соответствует разности фаз $\phi = \pi$ сверхпроводящих берегов в отсутствие тока.

Возможность переключения режима работы такого контакта с 0 – на π – фазную сверхпроводимость и обратно, за счёт изменения, например, магнитного поля или же других внешних параметров, представляет на сегодняшний день весьма актуальную проблему.

В рамках стандартной теории эффекта близости хорошо известно, что спин-синглетные сверхпроводящие корреляции могут проникать в ферромагнитную область на сравнительно малую глубину, порядка 1–10 nm [1–3]. С другой стороны, при наличии магнитных неоднородностей в ферромагнетике [2,3] или, как было показано в работе [5], спин-орбитального взаимодействия, возможно наведение дальнедействующих спин-триплетных корреляций с суммарным спином $S = \pm 1$, которые оказываются не чувствительны к обменному полю ферромагнетика.

Нами предложен новый механизм дальнедействующего эффекта близости в спин-синглетном канале для ферромагнитной слабой связи. Показано, что пространственный масштаб наведённых спин-синглетных сверхпроводящих корреляций в ферромагнетике может быть сопоставим для аналогичной нормальной (не магнитной) слабой связи, за счёт различия в эффективных массах электронов проводимости для мажоритарных и миноритарных спиновых подзон ферромагнетика [6]. В рамках предложенной модели, на основе уравнений Эйленбергера [7] обсуждается недавнее экспериментальное наблюдение дальнедействующего джозефсоновского тока через монокристаллическую кобальтовую нанопроволоку [8] и возможность переключения с 0 – на π – фазный режим такого контакта при изменении внешнего магнитного поля.

Работа поддержана Минобрнауки РФ (проект № 3.2166.2017/4.6). АМВ и СФМ благодарны гранту РФФИ (№ 16-02-01016).

1. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов, УФН **172**, 113 (2002).
2. A. Buzdin, RMP **77**, 935 (2005).
3. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov, RMP **77**, 1321 (2005).
4. P.G. de Gennes, RMP **36**, 225 (1964).
5. A.S. Mel'nikov, et al., PRL **109**, 237006 (2012).
6. M. Avdeev, Y. Proshin, arXiv:cond-mat/1709.06646 (2017).
7. G. Eilenberger, Z. Phys. A **214**, 195 (1968).
8. J. Wang, et al., Nature Physics **6**, 389 (2010).

Skyrmion state in Sb/SiC(0001) system

D.I. Badrtdinov^{1*}, S.A. Nikolaev^{1,2}, A.N. Rudenko^{1,3}, M.I. Katsnelson^{1,3}, V.V. Mazurenko¹

¹Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia

²National Institute for Materials Science, Tsukuba, Japan

³Radboud University, Nijmegen, Netherlands

*E-mail: reason2205@yandex.ru

Skyrmions, topologically protected spin textures are normally observed in transition metal materials at finite temperatures and magnetic fields. However, formation such spin textures requires the strong constrains of the symmetry and magnetic interactions in the system. Recently, it was found that the antiferromagnetic skyrmions can be stabilized in the magnetic systems with Dzyaloshinski-Moriya interactions (DMI) on triangular lattices [1].

Here we propose that the adatom system Sn/SiC(0001) with *sp*-electrons satisfies all the condition to reveal the skyrmion state. The Sn atoms form triangular lattice (Fig. 1a). In turn, the electronic structure of Sn/SiC(0001) can be described as a half-filled dangling band near Fermi level, which has contribution of *pz* state of Sn adatom. The spin-orbit coupling causes the significant band splitting [2], which results in a strong anisotropy of magnetic interactions.

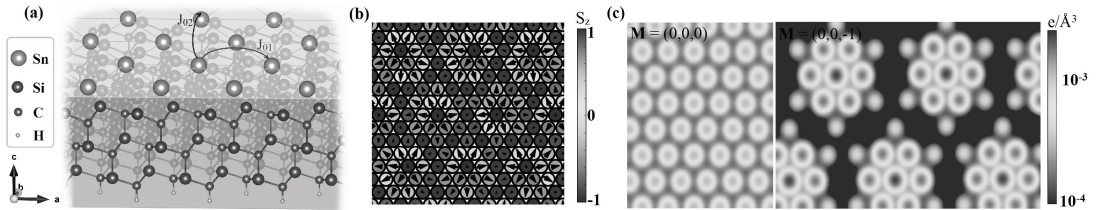


Рис. 1. (A) CRYSTAL STRUCTURE OF SN/SiC(0001); B) THE SKYRMION LATTICES FROM MONTE CARLO SIMULATIONS; C) MODELED STM SPECTRA WITHOUT AND WITH SPIN POLARIZATION OF MAGNETIC TIP

In our study we constructed microscopic magnetic model of Sn/SiC(0001) in the basis of maximally localized Wannier functions. The parameters were obtained by means of superexchange theory with additional ferromagnetic contribution for the nearest neighbour exchange integrals. Coulomb interactions were evaluated by using a constrained random phase approximation (cRPA). The constructed magnetic model was simulated by using a classical Monte Carlo approach. Without magnetic field we observe the formation of a spin-spiral state, at the same time the finite external magnetic field leads to formation of the skyrmion lattices (Fig. 1b), similarly to Si(111) adatom systems [3]. The obtained magnetic configurations were used in simulations of the spectra of the scanning tunneling microscopy (STM) experiment within Tersoff-Hamann approximation. We suggest that the spin polarized magnetic tip changes the corresponding spectra, which will allow to identify this skyrmion lattices in experiment (Fig. 1c).

This work is supported by the grant program of the Russian Science Foundation 17-72-20041.

1. H.D. Rosales, D.C. Cabra, Pierre Pujol, PRB **92**, 214439 (2015).
2. S. Glass et al., PRL **114**, 247602 (2015).
3. D.I. Badrtdinov et al., PRB **92**, 224418 (2016).

Фокусировка спиновых волн в кубических ферромагнетиках

С.М. Бахарев*, А.П. Танкеев, С.П. Савченко

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: bakharevsm@imp.uran.ru

В системах, в которых частота колебаний зависит от направления волнового вектора, фазовая и групповая скорости неколлинеарны. Поэтому волны преимущественно распространяются в определённом направлении, что приводит к их фокусировке или дефокусировке. В настоящей работе исследована фокусировка спиновых волн в кубических ферромагнетиках. В качестве примера рассмотрен кристалл YIG ($Y_3Fe_5O_{12}$), широко используемый в наноспинтронике. Полная энергия ферромагнетика рассмотрена в гармоническом приближении, она складывается из энергии взаимодействия магнитного момента с магнитным полем, обменной энергии и энергии магнитной анизотропии [1].

Используя метод вторичного квантования, мы рассчитали спектр магнонов в трёхмерной простой кубической решётке для двух случаев:

1. с учётом обменного взаимодействия только с ближайшими соседями;
2. с учётом обменного взаимодействия с ближайшими и следующими за ними соседями.

Показано, что в длинноволновом приближении спектр магнонов изотропен – он не зависит от направления волнового вектора, поэтому в этом случае фокусировка спиновых волн отсутствует. Зависимость частоты магнонов от направления волнового вектора возникает во второй половине зоны Бриллюэна в области терагерцевых частот (0.048 – 2 ТГц).

Для количественного описания эффекта фокусировки рассчитан коэффициент усиления спиновых волн $A(\mathbf{q})$ для заданного направления волнового вектора \mathbf{q} . Этот метод ранее был разработан Марисом для фононных систем [2]. Этот коэффициент показывает, во сколько раз изменится интенсивность потока частиц по сравнению с изотропной средой. Анализ изоэнергетических поверхностей показал, что в первом случае в плоскости грани куба {100} фокусировка магнонов происходит в направлении [110] в области частот $\nu \geq 0.56$ ТГц. При $\nu = 0.73$ ТГц коэффициент усиления в направлении фокусировки $A_{[110]} = 47$.

В диагональной плоскости {110} фокусировка магнонов происходит в том же диапазоне частот в направлении [111]. При $\nu = 0.73$ ТГц коэффициент усиления $A_{[111]} = 5$.

Во втором случае с параметром обменного взаимодействия со вторыми соседями $\xi = 0.5$, спектр спиновых волн имеет слабую анизотропию и, соответственно, слабую фокусировку. В направлении фокусировки [110] коэффициент усиления $A_{[110]} = 3.5$. Однако в случае $\xi = -0.2$ форма изоэнергетических поверхностей при частотах $\nu \geq 0.095$ ТГц принимает более сложный вид: в окрестности направлений [110] и [111] на них появляются вогнутые участки, что приводит к расходимости коэффициента усиления и каустике магнонов вблизи этих направлений.

Работа выполнена по плану РАН в рамках темы «Спин», при поддержке гранта №14.Z50.31.0025 по постановлению Правительства РФ №220.

1. Е.А. Туров, Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. Изд. АН СССР, Москва (1963).
2. H.J. Maris, J. Acoust. Soc. Am. **50**, 812 (1971).

Фазовые диаграммы тонкослойной асимметричной системы $S_1F_1S_2F_2$

О.Н. Борисова*, В.А. Туманов, Ю.Н. Прошин

Казанский федеральный университет, Казань, Россия

*E-mail: borisova.olya1997@gmail.com

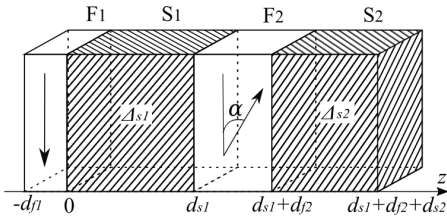


РИС. 1. Геометрия четырехслойной асимметричной системы $S_1F_1S_2F_2$

Цель данной работы заключается в изучении эффекта близости в четырёхслойной тонкослойной системе $S_1F_1S_2F_2$ (см. рис. 1). В системе такого типа возможен переход между состояниями $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$, где φ – разность фаз параметра порядка в сверхпроводящих слоях [1].

Рассмотрение сверхпроводящего металла в грязном пределе позволяет использовать уравнения Узаделя, которые вместе с граничными условиями формируют краевую задачу [2]. Результатом её решения являются функции Узаделя F_{s1} и F_{s2} , линейно зависящие от параметров порядка Δ_{s1} и Δ_{s2} , которые полагаются постоянными в пределах соответствующего слоя. Подстановка функций Узаделя, усреднённых по толщине слоя, в систему уравнений самосогласования (1), позволяет получить уравнение на критическую температуру T_c системы.

$$\begin{cases} \Delta_{s1} \ln \frac{T_c}{T_{cs}} = 2\pi T_c \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0}^{\infty} \left(F_{s1}(z, \omega, \Delta_{s1}, \Delta_{s2}) - \frac{\Delta_{s1}}{\omega} \right) \\ \Delta_{s2} \ln \frac{T_c}{T_{cs}} = 2\pi T_c \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0}^{\infty} \left(F_{s2}(z, \omega, \Delta_{s1}, \Delta_{s2}) - \frac{\Delta_{s2}}{\omega} \right), \end{cases} \quad (1)$$

где T_{cs} – критическая температура чистого сверхпроводника, ω – мацубаровские частоты.

Исследования зависимости критической температуры от толщин слоёв, прозрачности границ и других параметров системы показывают, что фазовые диаграммы системы имеют сложный вид, в частности, критическая температура как функция толщин слоёв имеет немонотонный характер. Наличие двух ферромагнитных слоёв позволяет рассматривать систему с различной взаимной ориентацией их намагниченностей. Изменяя ориентацию с помощью внешнего магнитного поля, можно осуществить переход между состояниями системы: от $\varphi = 0$ к $\varphi = \pi$. В изученной ранее геометрии S_1F_1 [3] также можно осуществить переход от 0 к π контакту, однако в нашей геометрии существенно легче осуществить пиннинг намагниченности внешнего ферромагнитного слоя. Контур, содержащий контакт $S_1F_1S_2F_2$, по нашим оценкам, может переключаться в состояние π петли [4]. Такой переключатель является важной частью элемента памяти в сверхпроводящей микроэлектронике.

Работа поддержана Минобрнауки РФ (проект № 3.2166.2017/4.6). БОН также благодарна РФФИ за частичную поддержку (грант №16-02-01016).

1. V.V. Ryazanov et al., LTP **136**, 385 (2004).
2. A.I. Buzdin, RMP **77**, 941 (2005).
3. K. Halterman, O.T. Valls, C.T. Wu, PRB **92**, 174516 (2015).
4. L.B. Ioffe, et al., Nature **398**, 679 (1999).

Модель швингеровских бозонов с жёсткими связями для построения самосогласованной теории квантовых гейзенберговских магнетиков

А.Н. Игнатенко*

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: Ignatenko@imp.uran.ru

Предложен вариант самосогласованной теории квантовых гейзенберговских магнетиков, основанный на гамильтониане швингеровских бозонов

$$H = \sum_{ij} \left(A_{ij} a_{i\sigma}^\dagger a_{j\sigma} + \frac{1}{2} (B_{ij} \varepsilon_{\sigma\rho} a_{i\sigma} a_{j\rho} + \text{h.c.}) \right) \quad (1)$$

с жёсткими связями $\sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} a_{i\sigma}^\dagger a_{i\sigma} = 2S$ для каждого узла решётки i , $\varepsilon = i\sigma_y$.

Известно [1], что при рассмотрении величин A_{ij} и B_{ij} в (1) в качестве флуктуирующих переменных преобразования Хаббарда-Стратоновича, после их интегрирования с подходящим квадратичным действием $\sim \alpha_{ij}|A_{ij}|^2 + \beta_{ij}|B_{ij}|^2$ восстанавливается гамильтониан модели Гейзенберга с операторами спинов $\mathbf{S}_i = \frac{1}{2} \sum_{\sigma\rho} \sigma_{\sigma\rho} a_{i\sigma}^\dagger a_{i\rho}$. Это позволило [1,2] использовать (1), с фиксированными в седловой точке значениями A_{ij} и B_{ij} , для построения различных вариантов самосогласованных теорий гейзенберговских магнетиков.

В традиционных подходах [1,2], связи, накладываемые на $a_{i\sigma}$, $a_{i\sigma}^\dagger$ в (1), учитываются лишь в среднем посредством уравнений $\langle \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} a_{i\sigma}^\dagger a_{i\sigma} \rangle = 2S$, что приводит к нефизическим флуктуациям чисел бозонов и к возникновению соответствующих паразитных «токов». В результате не удаётся восстановить правильную структуру спектра спиновых волн для упорядоченных состояний, а в динамическом структурном факторе появляется спиновый континуум, не наблюдаемый (за исключением, быть может, некоторых экзотических случаев) для систем размерности $d > 1$.

В настоящем подходе предлагается учесть связи $\sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} a_{i\sigma}^\dagger a_{i\sigma} = 2S$ в (1) точно, разрешая их относительно независимых канонических (b_i, b_i^\dagger) и вспомогательных (χ_i) переменных,

$$a_{i\sigma} = \frac{e^{i\chi_i}}{\sqrt{2}} \left(e^{\frac{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}_i}{2}} (L_i + b_i) u_\sigma + e^{i\psi} e^{-\frac{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}_i}{2}} (L_i - b_i) \varepsilon_{\sigma\rho} u_\rho^* \right), \quad (2)$$

$L_i = \sqrt{2S - b_i^\dagger b_i}$, аналогично тому, как это делается для спиновых операторов в представлениях Гольштейна-Примакова и Дайсона-Малеева, и разложить гамильтониан (1) до квадратичных членов по отклонениям, используя $1/2S$ в качестве малого параметра. Правильная структура спектра спиновых волн тогда гарантируется теоремой Голдстоуна. В (2) величины u_σ ($\sigma = \uparrow, \downarrow$), ψ и \mathbf{Q} определяют поляризацию спинов в основном состоянии системы (1) при $S = \infty$. Величины A_{ij} и B_{ij} определяются из уравнений седловой точки вида $A_{ij} \sim \langle \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} a_{k\sigma}^\dagger a_{l\sigma} \rangle$ и $B_{ij} \sim \langle \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} \varepsilon_{\sigma\rho} a_{k\sigma} a_{l\rho} \rangle$ самосогласованно, причем правые части этих уравнений вычисляются по приведённому выше рецепту. Введение химического потенциала [3] для бозонов b_i, b_i^\dagger позволяет описать слабо разупорядоченные состояния.

1. D.P. Arovas, A. Auerbach, PRB **38**, 316 (1988).
2. R. Flint, P. Coleman, PRB **79**, 014424 (2009).
3. M. Takahashi, PRB **40**, 2494 (1989).

Анализ модели для системы ядерных спинов в антиферромагнетике

Л.А. Калякин*

Институт математики УФИЦ РАН, Уфа, Россия

*E-mail: klenru@mail.ru

Цель доклада – анализ уравнений для модели ядерной намагниченности антиферромагнетика в той форме, которая недавно была представлена в работе [1]. После перенормировки переменных уравнения приводятся к виду

$$\frac{dx}{dt} = (\lambda - z)y - Bzx, \quad \frac{dy}{dt} = -(\lambda - z)x - Bzy - Az, \quad \frac{dz}{dt} = B(1 - z^2) + Ay, \quad (1)$$

где A, B, λ – три независимых безразмерных параметра. Система имеет частный интеграл $x^2 + y^2 + z^2 = 1$. Поэтому на единичной сфере она сводится к двум уравнениям, которые в цилиндрических координатах имеют вид:

$$\frac{dz}{dt} = B(1 - z^2) - A\sqrt{1 - z^2} \sin \psi, \quad \frac{d\psi}{dt} = \lambda - z + A \frac{z}{\sqrt{1 - z^2}} \cos \psi. \quad (2)$$

Последняя система связана с уравнениями Ландау-Лифшица предельным переходом. Модель Ландау-Лифшица для ферромагнетика в магнитном поле с продольной компонентой h_0 и быстро вращающейся поперечной компонентой h_1 может быть приведена к форме [2]:

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dT} &= \gamma h_1 \sqrt{1 - z^2} \sin \psi + \frac{b}{M_0} h_0 (1 - z^2) - \frac{b}{M_0} h_1 z \sqrt{1 - z^2} \cos \psi + \frac{b}{M_0} \frac{2K}{M_0} (1 - z^2), \\ \frac{d\psi}{dT} &= \gamma h_0 - \omega + \gamma \frac{2K}{M_0} z - \gamma h_1 \frac{z}{\sqrt{1 - z^2}} \cos \psi + \frac{b}{M_0} h_1 \frac{1}{\sqrt{1 - z^2}} \sin \psi. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\gamma, b, K = \text{const} \geq 0$, соответствующие гиромангнитному отношению, параметру релаксации и коэффициенту одноосной анизотропии; $M_0 = \text{const} > 0$. Условия приближенного перехода к более простой модели (2):

$$\frac{b}{M_0} / \gamma \approx \frac{2K}{M_0} h_0 \approx h_1 / h_0 \ll 1;$$

они соответствуют малому затуханию и сильному продольному полю. При переходе следует изменить масштаб времени.

Предельный переход от Ландау-Лифшица к модели (1) возможен лишь на единичной сфере. Вне этой сферы уравнения отличаются радикально. В частности, существует конус в пространстве $(x, y, z) \in \mathbb{R}^3$, в котором траектории системы (1) уходят на бесконечность, тогда как все траектории уравнений Ландау-Лифшица лежат на сферах. Все стационарные решения (положения равновесия) системы (1) находятся на единичной сфере. Для них исследована зависимость от параметров A, B, λ . Найдена бифуркационная поверхность, на которой меняется число таких решений. Полностью устойчивые равновесия бывают лишь на верхней полусфере. Тем не менее, на нижней полусфере может случиться равновесие, устойчивое относительно возмущений на сфере; этот факт был указан в [2].

1. М.А. Борич, Ю.М. Буньков, М.И. Куркин, А.П. Танкеев, Письма в ЖЭТФ **105**, 1, 23–27, (2017).
2. Л.А. Калякин, М.А. Шамсутдинов, Труды ИММ УрО РАН **13**, 2, 104–119 (2007).

К вопросу о корректности прямой и обратной задачи магнитостатики

В.Я. Раевский, О.В. Кудряшова*, В.В. Дякин

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: kudryashova_ov@imp.uran.ru

Работа посвящена исследованию проблемы корректности постановки обратной задачи магнитостатики и является продолжением работы с тем же названием (часть 1), в которой проводится анализ корректности постановки прямой задачи магнитостатики [1]. Интерес к такому исследованию обратной задачи вызван важным для решения проблем магнитной дефектоскопии вопросом о принципиальной возможности или невозможности *однозначного* определения геометрических (форма, размеры) или физических (магнитная проницаемость) характеристик магнетика, помещённого во внешнее поле известной напряжённости, по измеренной результирующей напряжённости поля вне магнетика.

Для исследования прямых и обратных задач магнитостатики мы используем интегродифференциальное уравнение (равносильное системе уравнений Максвелла [2])

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) - \nabla \operatorname{div} \int_{\Omega} \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r}')}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' = \mathbf{H}^0(\mathbf{r}), \quad \mathbf{r} \in \mathbb{R}^3 \quad (1)$$

и известную связь вектор-функций $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ и $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ для $\mathbf{r} \in \Omega$

$$\mathbf{M}(\mathbf{r} = (\mu - 1)) \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где Ω – область, занятая исследуемым магнетиком; $\mathbf{H}^0(\mathbf{r})$ – напряжённость внешнего поля; $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ – напряжённость результирующего поля; $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ – намагничённость, возникающая в магнетике; μ – магнитная проницаемость магнетика. В обратной задаче требуется из уравнений (1), (2) для заданного внешнего поля $\mathbf{H}^0(\mathbf{r})$ и известного (измеренного) результирующего поля $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ вне магнетика восстановить «исходные данные» – геометрические (форма и размеры области Ω магнетика) и/или физические (магнитная проницаемость μ) характеристики магнетика. В работе указана основная принципиальная причина невозможности в общем случае однозначного решения обратной задачи – неоднозначность восстановления намагничённости $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ из соотношения (1), рассматриваемого как уравнение для $\mathbf{r} \notin \Omega$. Такая неоднозначность связана с тем, что из указанного уравнения возможно однозначное восстановление только одной «гармонической» составляющей намагничённости из так называемого разложения Вейля. Поэтому в общем случае однозначно восстанавливаются только те характеристики магнетика, которые определяются только указанной составляющей. В работе приведены различные конкретные примеры неоднозначной разрешимости обратной задачи, а также ряд математических приёмов и практических указаний к изменению условий эксперимента, позволяющих в некоторых случаях эту неоднозначность исключить.

1. В.В. Дякин, О.В. Кудряшова, Дефектоскопия, **7**, 35-45 (2017).
2. Н.А. Хижняк, Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев, Наука думка, 1986. – 280 с.

Магнитный ближний порядок в металлах выше температуры Кюри

Н.Б. Мельников^{1*}, Б.И. Резер², Г.В. Парадеженко¹

¹)Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²)Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: melnikov@cs.msu.ru

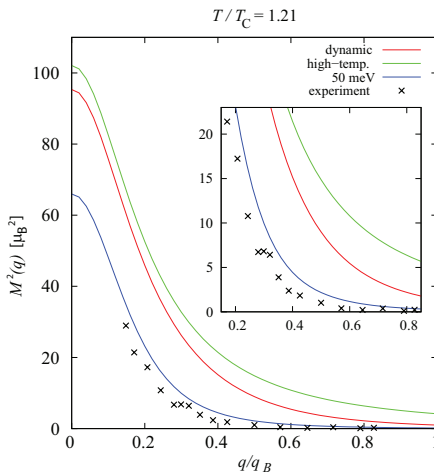


Рис. 1. Квадрат эффективного момента $M^2(q)$ о.ц.к. железа, вычисленный в ДТСФ по точной формуле, высокотемпературной формуле и по формуле с энергетическим окном 50 мев, в сравнении с экспериментом [1] при $T = 1.21 T_C$

Эксперименты по нейтронному рассеянию указывают на существование ближнего порядка в ферромагнитных металлах выше температуры Кюри T_C . Однако оценка области ближнего порядка 15–20 Å [1] основана на предположении о существовании спиновых волн в парамагнитной области, которое является спорным. В рамках динамической теории спиновых флуктуаций (ДТСФ) [2] мы получили явные выражения для эффективного и локального магнитных моментов и коррелятора спиновой плотности с учётом их квантового характера (динамики) и нелокальности флуктуаций [3].

Мы показали, что при *высоких* температурах спиновый коррелятор в металлах может быть описан формулой Орнштейна-Цернике, которая хорошо известна в теории магнетиков с локализованными спинами, а эффективный момент $M(q)$, как функция волнового вектора q , может быть описан функцией Лоренца. Коэффициенты в формуле Орнштейна-Цернике и функции Лоренца вычисляются в ДТСФ самосогласованно при каждой температуре. Теоретически показано, что с ростом температуры $M(0)$ стремится к эффективному моменту m_{eff} в законе Кюри-Вейсса. Корреляционный радиус расходится в T_C и убывает как $1/T$ при $T \gg T_C$. Численные расчёты показывают, что в железе корреляционный радиус убывает как $1/T$, начиная уже с температур порядка 1.05–1.1 T_C .

Для ферромагнитных металлов нами установлена связь между эффективным моментом и сечением рассеяния нейтронов. Это позволило сравнить теоретические результаты с экспериментом по поляризованному рассеянию нейтронов на примере желе-

за (рис. 1). Эффективный момент вычислен как функция q и T . Значения локального момента, вычисленные с учётом энергетического окна, находятся в хорошем согласии с результатами эксперимента в широком интервале температур. Поскольку формула Орнштейна-Цернике применима лишь при достаточно больших расстояниях, для количественной оценки ближнего порядка вместо корреляционного радиуса использована полуширина нормированной корреляционной функции. Полученный магнитный ближний порядок мал (в пределах 4 Å) и сохраняется при высоких температурах.

1. P.J. Brown et al., JMMM **30**, 133 (1982).

2. N.B. Melnikov, B.I. Reser, PhMM **117**, 1328 (2016).

3. N.B. Melnikov, B.I. Reser, G.V. Paradezhenko, JMMM **411**, 133 (2016).

Hidden Fermi surface in $K_xFe_{2-y}Se_2$ superconductor

I.A. Nekrasov¹, N.S. Pavlov^{1*}, M.V. Sadovskii^{1,2}

¹Institute for Electrophysics UB RAS, Russia, Ekaterinburg

²Institute of Metal Physics UB RAS, Russia, Ekaterinburg

*E-mail: pavlovn@gmail.com

Investigation of the superconductivity is one of the main trends in modern condensed matter physics. Some iron chalcogenides superconductors [1] have qualitatively different electronic properties from other iron-based superconductors. Among them, the compound $K_xFe_{2-y}Se_2$ and the monolayer FeSe on the SrTiO₃ substrate.

On the basis of angular resolved photoemission spectra (ARPES), it is assumed that for these compounds there are no or practically no hole sheets of the Fermi surface near the Γ -point of the Brillouin zone.

This fact indicates that there is no possibility of nesting between the hole sheets of the Fermi surface near the Γ -point and electronic sheets near the M-point, or the impossibility of a spin-fluctuation mechanism of superconductivity (assumed for iron pnictides [2]).

However, for the system $K_{0.62}Fe_{1.7}Se_2$ the weakly intense hole Fermi surfaces were observed in ARPES around the Γ -point [3]. In [3], the analysis of the spectra was carried out on the basis of band LDA calculations. One of the bands near the Γ -point has the Fe- $3d_{xy}$ orbital character.

The authors [3] point out that in the experimental geometry the Fe- $3d_{xy}$ states do not have a spectral weight. In consequence the Fe- $3d_{xy}$ states can be detected only indirectly in the case of hybridization with other states. This explains why the Fermi surfaces near the Γ -point were not previously observe.

In this work, a theoretical study of the compound $K_{0.62}Fe_{1.7}Se_2$ with electron-electron correlation in the framework of LDA+DMFT [4,5] was carried out. The interaction parameters were taken according to the previous calculations for $K_xFe_{2-y}Se_2$: $U = 3.75$ eV, $J = 0.56$ eV [6]. It is shown that near the Γ -point the two hole bands cross the Fermi level. One band has the Fe- $3d_{xy}$ orbital character, the second – Fe- $3d_{yz, xz}$. The comparison of the calculated and the ARPES Fermi surfaces has shown good qualitative and quantitative agreement.

The results obtained for $K_xFe_{2-y}Se_2$ can speak in favor of the spin-fluctuation mechanism of superconductivity in this system. This mechanism can clarify the situation with a high critical temperature of $K_xFe_{2-y}Se_2$ ($T_c \sim 30$ K).

1. M.V. Sadovskii. Phys. Usp. **59**, 947 (2016).
2. P.J. Hirschfeld, M.M. Korshunov, I.I. Mazin. Rep. Prog. Phys. **74**, 124508 (2011).
3. M. Sunagawa et al., JPSJ **85**, 073704 (2016).
4. K. Held et al. Int. J. Mod. Phys. B **15**, 2611 (2001).
5. G. Kotliar et al. RMP **78**, 865 (2006).
6. I.A. Nekrasov, N.S. Pavlov, M.V. Sadovskii. JETP Letters **97**, 15 (2013).

Фазовые диаграммы двумерной разбавленной антиферромагнитной модели Изинга с заряженными примесями

Ю.Д. Панов*, К.С. Будрин, А.А. Чиков, А.С. Москвин

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

*E-mail: yuri.panov@urfu.ru

Одной из актуальных проблем физики высокотемпературных сверхпроводящих купратов является сосуществование и конкуренция упорядочений различных типов: антиферромагнитного, сверхпроводящего и недавно обнаруженного зарядового. Для рассмотрения конкуренции магнитного и зарядового упорядочений в купратах в работах [1,2] была предложена упрощённая статическая двумерная спин-псевдоспиновая модель, которая учитывает как обычное спиновое обменное взаимодействие, так и внутриузельные и межузельные зарядовые корреляции. В статическом пределе эта модель эквивалентна двумерной разбавленной антиферромагнитной модели Изинга с заряженными примесями. В этой модели в основном состоянии реализуется 5 различных фаз в зависимости от концентрации заряженных примесей и соотношения между константами обменного и заряд-зарядового взаимодействия. Показано, что качественно различаются случаи сильного обмена и сильного заряд-зарядового взаимодействия. Так, для сильного обмена антиферромагнитная фаза неустойчива по отношению к фазовому разделению на подсистемы заряда и спина, которые ведут себя как несмешивающиеся квантовые жидкости. Температурная зависимость теплоёмкости обнаруживает два последовательных фазовых перехода: во-первых, антиферромагнитное упорядочение в спиновой подсистеме, разбавленной случайно распределёнными зарядами, затем конденсация заряда в зарядовых каплях. В случае сильного заряд-зарядового взаимодействия основное состояние системы фрустрировано. Для численного моделирования была реализована программа высокопроизводительных параллельных вычислений методом Монте-Карло. Полученные температурные фазовые диаграммы системы сравниваются с аналитическими результатами метода среднего поля.

1. Yu.D. Panov, A.S. Moskvin, A.A. Chikov, I.L. Avvakumov, J. Supercond. Nov. Magn. **29**, 1077 (2016).
2. Yu.D. Panov, A.S. Moskvin, A.A. Chikov, K.S. Budrin, J. Low Temp. Phys. **187**, 646 (2017).

Колебания решётки в рассеянии нейтронов ферромагнитными металлами

Г.В. Парадеженко^{1*}, Н.Б. Мельников¹, Б.И. Резер²

¹) Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²) Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: gparadezhenko@cs.msu.ru

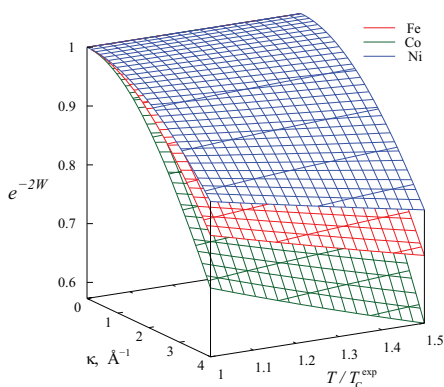


РИС. 1. ФАКТОР ДЕБАЯ-ВАЛЛЕРА e^{-2W} ДЛЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛОВ ВЫШЕ ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ.

Эксперимент по поляризованному рассеянию нейтронов используется для исследования магнитного ближнего порядка в металлах, который описывается коррелятором спиновой плотности. Вклад электронной подсистемы в коррелятор при конечных температурах вычисляется в динамической теории спиновых флуктуаций (ДТ-СФ) и сравнивается с результатами эксперимента (см. обзор [1]). Вклад колебаний решётки в коррелятор, в основном, определяется упругим рассеянием на фонах. Соответствующий поправочный множитель e^{-2W} к коррелятору называется фактором Дебая-Валлера (ФДВ).

Расчет ФДВ с использованием известной формулы $2W(\kappa) = \kappa^2 \langle u^2 \rangle / 3$ (κ – модуль вектора рассеяния) требует громоздких вычислений среднего квадрата смещения атома на узле $\langle u^2 \rangle$ в гармоническом или ангармоническом приближениях. Нами предложен простой и краткий вывод выражения для ФДВ в гармоническом приближении. Упрощение достигается за счёт формулы для канонического среднего экспонент операторов, линейных по смещениям. С помощью этой формулы удаётся компактно показать, что смещение имеет гауссово

распределение, и получить выражение для ФДВ напрямую без вычисления среднего квадрата смещения [2,3].

ФДВ для ферромагнитных металлов исследован как функция модуля вектора рассеяния κ и температуры T . Показано, что при значениях κ в пределах зоны Бриллюэна поправка за счёт ФДВ пренебрежимо мала. Например, для никеля она составляет порядка 3–4% при температуре Кюри. Поэтому при вычислении магнитных характеристик металлов, которые определяются интегралом по зоне Бриллюэна (таких как локальный магнитный момент, локальная восприимчивость и др.), вкладом фононов можно пренебречь. За пределами зоны Бриллюэна, при значениях κ в диапазоне, характерном для эксперимента по поляризованному рассеянию нейтронов, поправка за счёт ФДВ возрастает. Так, в эксперименте по никелю [4] этот диапазон составляет от нуля до 4 \AA^{-1} , и поправка за счёт ФДВ достигает 20–30% (см. рис. 1).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 17-32-50014).

1. N.B. Melnikov, B.I. Reser, Phys. Met. Metallogr. **117**, 1328 (2016).
2. G.V. Paradezhenko, N.B. Melnikov, B.I. Reser, arXiv: 1711.04302 (2017).
3. G.V. Paradezhenko, N.B. Melnikov, B.I. Reser, Theor. Math. Phys. **194**, in press (2018).
4. P.J. Brown, H. Capellmann, J. Déportes et al., J. Phys. (Paris) **47**, 491 (1986).

Электронно-ядерные магнитостатические моды в магнитоупорядоченных кристаллах. Микромагнитная структура динамического сдвига частоты ЯМР

С.П. Савченко*, М.А. Борич, А.П. Танкеев

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: s.p.savch@yandex.ru

В настоящем докладе приведены результаты исследования особенностей электронно-ядерных магнитостатических мод в магнетиках. Электронные магнитостатические моды в магнитоупорядоченных кристаллах известны давно. Существует множество статей и монографий, посвящённых динамическим эффектам в магнетиках, обусловленных этим типом колебаний [1]. Одним из основных теоретических предположений при расчёте дискретного спектра этих колебаний является гипотеза о сохранении результирующей электронной намагниченности. Обычно для описания электронных динамических свойств магнетиков используются уравнения Ландау-Лифшица или Гильберта, решения которых автоматически удовлетворяют этой гипотезе. Феноменологически динамические свойства ядерных спинов, как правило, описываются уравнением Блоха. Из обычных уравнений Блоха следует, что ядерная намагниченность не сохраняется. Однако при достаточно низких температурах (вблизи температуры жидкого гелия) эта ситуация меняется, и для ряда магнетиков можно говорить о сохранении ядерной спиновой намагниченности [2]. Последнее означает, что в указанной области температур сохраняется полная намагниченность образца, включающая в себя электронную и ядерную намагниченности, связанные сверхтонким взаимодействием. Соответствующим образом меняется и формулировка спектральной магнитостатической задачи: должна решаться полная система уравнений, включающая динамические уравнения для электронной и ядерной подсистем, уравнения магнитостатики для полной намагниченности с необходимыми граничными условиями (учёт формы образца), что и было проделано в настоящей работе. С применением численных методов удалось последовательно и полностью решить эту задачу для образцов магнетиков, имеющих форму высокой симметрии (сфера, сжатый и вытянутый эллипсоиды вращения).

Впервые на возможность реализации ядерных магнитостатических мод в магнетиках обратил внимание, Д.Е. Биман с соавторами [3]. Они изучали магнитостатические моды антиферромагнетика $MnCO_3$ с магнитной анизотропией типа «лёгкая плоскость» со скошенными подрешётками. Годом позднее вышла работа Т. Блокера [4], где был представлен детальный расчёт и соответствующие экспериментальные данные для электронно-ядерных магнитостатических колебаний в феррите $MnFe_2O_4$ со структурой шпинели. Из более поздних работ, посвящённых этой тематике, можно отметить работу А. Кинга, В. Жаккарино и др. [5], где приведены результаты экспериментального исследования ядерных магнитостатических мод в двухподрешёточном «классическом» антиферромагнетике MnF_2 .

Полученные результаты по части решения граничной задачи и определения некоторых колебательных мод могут быть распространены на материалы с многоподрешёточной магнитной структурой.

Публикация выполнена при поддержке мегагранта РФ № 14.Z50.31.0025.

1. А.Г. Гуревич, Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. – М.: Наука, 1973.
2. М.А. Борич, Ю.М. Буньков, М.И. Куркин, А.П. Танкеев, Письма в ЖЭТФ **5**, 1, 23-27 (2017).
3. D.E. Beeman, H.J. Fink, D. Shaltel, PR **147**, 454-456 (1966).
4. T.G. Blocker, PR **154**, 446-447 (1957).
5. A.R. King, V. Jaccarino, S.M. Rezende, PRL **37** 533-536 (1976).

Электронная структура KFe_2As_2 при изменении давления

И.А. Некрасов, А.А. Слободчиков*

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: stalfeear@gmail.com

До сих пор до конца невыясненным остаётся вопрос, как управлять температурой сверхпроводящего перехода T_c в высокотемпературных сверхпроводниках. В отличие от купратов, где химическое замещение управляет концентрацией электронов, в ВТСП на основе железа основным эффектом химического замещения является изменение параметров кристаллической структуры – например, угла As–Fe–As [1] или высоты аниона z [2], что и приводит к изменению T_c . В работе [3] авторы исследовали зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c от давления и получили немонотонную зависимость с острым изломом при $P_c = 17,5$ кбар. В связи с этим интересной задачей представляется исследование развития спин-флуктуационного сверхпроводящего спаривания в KFe_2As_2 под давлением, и первый шаг в её решении – расчёт электронной структуры.

Мы рассмотрели десятизонную модель, которая включает в себя Fe- d орбитали (два железа в элементарной ячейке). Для расчёта электронной структуры KFe_2As_2 в рамках приближения локальной электронной плотности (LDA) использовался пакет Wien2k [4]. В расчётах были использованы экспериментальные данные изменения параметров кристаллической решётки при приложении давления в диапазоне 0,21–6,74 ГПа [5]. Для указанных давлений в ходе проектирования на функции Ванье были получены гамильтонианы для рассматриваемой десятизонной модели. Используя их, планируется изучить поведение температуры сверхпроводящего перехода T_c в зависимости от давления в рамках модели спин-флуктуационного спаривания.

1. M. Rotter et al., *Angewandte Chemie International Edition* **47**, 7949-7952 (2008).
2. Y. Mizuguchi et al., *Superconductor Science and Technology* **23**, 054013 (2010).
3. F.F. Tafti et al., *Nature Physics* **9.6**, 349-352 (2013).
4. P. Blaha, K. Schwarz, G.K.H. Madsen, D. Kvasnicka and J. Luitz, WIEN2k, An Augmented Plane Wave + Local Orbitals Program for Calculating Crystal Properties (Karlheinz Schwarz, Techn. Universit at Wien, Austria) (2001).
5. Р. Фернандес'15, неопубликовано.

Осцилляции критической температуры в гетероструктуре (Fe/Cr/Fe)/V/Fe

В.А. Туманов^{1*}, Ю.В. Горюнов², Ю.Н. Прошин¹

¹) Казанский федеральный университет, Казань, Россия

²) Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского РАН, Казань, Россия

*E-mail: tumanvadim@yandex.ru

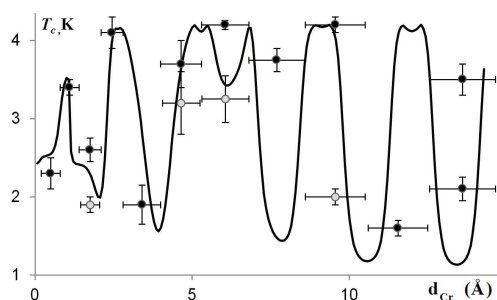


Рис. 1. T_c системы (Fe/Cr/Fe)/V/Fe в зависимости от толщины слоя Cr. Заполненные кружки соответствуют переходам большей части образца, пустые – переходам меньшей части. Теоретическая оценка $T_c(d_{Cr})$ показана сплошной линией

Мы изучаем магнитные и сверхпроводящие свойства системы, где возможно формирование доменов с характерным размером порядка сверхпроводящей длины когерентности. Экспериментальная реализация такой системы представляет из себя контакт сверхпроводника и магнитной структуры (Fe/Cr/Fe) с переменной толщиной слоя хрома. В системе (Fe/Cr/Fe) взаимная ориентация намагниченностей слоёв железа как функция толщины слоя хрома имеет очень сложный характер и зависит от условий напыления слоёв [1,2]. Кроме того, в этой системе наблюдается явление гигантского магнитосопротивления.

Температура сверхпроводящего перехода T_c измерена по скачку магнитной восприимчивости как функция толщины прослойки хрома в Fe(8Å)/Cr/Fe(8Å)/V(340Å)/Fe(20Å).

Зависимость взаимной ориентации намагниченностей слоёв железа от толщины прослойки хрома оценивалась на основе простейшей модели напыления хрома на железе с учётом различной степени заполнения верхнего слоя железа. Мы также использовали экспериментальные данные об интенсивности взаимодействия ферромагнитных слоёв по механизму типа РККИ [2].

В рамках теории эффекта близости в грязном пределе мы рассчитали критическую температуру как функцию толщины слоя хрома и добились неплохого согласия с экспериментом. Согласно нашим оценкам [3], критическая температура системы 3,8–4,2 К соответствуют ситуации, когда слой железа между хромом и ванадием расщеплён на домены, характерный размер которых порядка сверхпроводящей длины когерентности. Используя полученные в результате подгонки параметры, мы оценили разность критических температур при антипараллельной и параллельной ориентациях намагниченностей слоёв железа в системе V(110Å)/Fe(4Å)/Cr/Fe(4Å). Эта величина может достигать 1 К, что существенно для экспериментальных реализаций сверхпроводящего спинового клапана.

Работа поддержана Минобрнауки РФ (проект № 3.2166.2017/4.6). ТВА также благодарен РФФИ за частичную поддержку (грант № 16-02-01016).

1. Yu.V. Goryunov, J. of Supercond. and Nov. Mag. **20**, 121 (2007).
2. J. Unguris, R.J. Celotta, D.T. Pierce, PRL **67**, 140 (1991).
3. V.A. Tumanov, Yu.N. Proshin, JLTP **185**, 460 (2016).

Исследование спин-резонансного пика в сверхпроводящем состоянии пниктидов железа при наличии неравных сверхпроводящих щелей и присутствии немагнитных примесей

В.А. Шестаков*, М.М. Коршунов

Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

*E-mail: v_shestakov@iph.krasn.ru

Пниктиды железа являются первым открытым после купратов классом высокотемпературных сверхпроводников. Несмотря на то, что данные соединения уже достаточно хорошо изучены, к настоящему времени не удалось однозначно определить механизм возникновения в них сверхпроводимости.

Спин-резонансный пик в мнимой части динамической спиновой восприимчивости в сверхпроводящем состоянии пниктидов железа [1,2], наблюдаемый экспериментально [3,4], указывает на s_{\pm} -тип сверхпроводимости. Данный тип соответствует спин-флуктуационному механизму сверхпроводящего спаривания. Возникновение спин-резонансного пика в пниктидах железа обусловлено существенно многозонной электронной структурой этих соединений, поскольку он связан с противоположными знаками щели в пределах различных зон. Данные фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) показывают, что в пределах различных зон сверхпроводящая щель может также отличаться по абсолютной величине [5,6], что не учитывалось в работах [1,2].

Мы рассмотрели наличие неравных сверхпроводящих щелей, что позволило нам уточнить энергетический диапазон возникновения спин-резонансного пика [7]. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными позволило оценить, соответствует ли наблюдаемый пик спиновому резонансу [8].

Кроме того, при сравнении с результатами экспериментов следует учитывать наличие примесей в исследуемых соединениях. В работе [9] было показано, что в случае s_{\pm} -сверхпроводника рассеяние на немагнитных примесях может приводить к смене типа сверхпроводимости с s_{\pm} на s_{++} . Мы показали, что данный эффект проявляется в изменении характера поведения динамической спиновой восприимчивости, и как следствие, в изменении формы спин-резонансного пика. Таким образом, можно экспериментально проверить наличие данного эффекта в реальных соединениях постепенно увеличивая содержание примесей в исследуемом образце, и измеряя при этом динамическую спиновую восприимчивость.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 16-02-00098) и фонда развития теоретической физики «Базис».

1. M.M. Korshunov, I. Eremin, PRB **78**, 140509 (2008).
2. T.A. Maier, D.J. Scalapino, PRB **78**, 020514 (2008).
3. A.D. Christianson et al., Nature **456**, 930 (2008).
4. D.S. Inosov et al., Nat. Phys. **6**, 178 (2010).
5. L. Zhao et al., China Phys. Lett. **25**, 4402 (2008).
6. H. Ding et al., Europhys. Lett. **83**, 47001 (2008).
7. M.M. Korshunov, V.A. Shestakov, Yu.N. Togushova, PRB **94**, 094517 (2016).
8. M.M. Korshunov, V.A. Shestakov, Yu.N. Togushova, JMMM **440**, 133 (2017).
9. D.V. Efremov, M.M. Korshunov, O.V. Dolgov et al., PRB **84**, 180512 (2011).

Майорановские моды и топологические фазы электронного ансамбля на треугольной решётке с киральной $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$ симметрией сверхпроводящего параметра порядка

В.В. Вальков, А.О. Злотников, М.С. Шустин*

Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КИЦ СО РАН, Красноярск, Россия

*E-mail: mshustin@yandex.ru

В последнее время большое внимание уделяется исследованиям топологических сверхпроводников, в которых возможно формирование майорановских краевых состояний. Один из механизмов возникновения майорановских мод в таких системах связан с сосуществованием киральной сверхпроводимости и неколлинеарного магнитного упорядочения [1, 2, 3]. Считается, что обладающая нетривиальными топологическими свойствами киральная сверхпроводящая фаза $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$ -типа [4] может реализоваться в материалах с треугольной решёткой (например, Na_xCoO_2 [1]) и гексагональной решёткой (графен [3]).

В работе рассматривается модель, описывающая сверхпроводящие спаривания и неколлинеарный 120-градусный магнитный порядок в приближении среднего поля на треугольной решётке. Предполагается, что сверхпроводящий потенциал устанавливается за счёт эффекта близости, индуцируя сверхпроводимость с киральным $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$ -типом симметрии параметра порядка. При этом сверхпроводящие спаривания учитываются в пределах двух координационных сфер. Однако, следует отметить, что фаза сосуществования может реализоваться и за счёт внутренних взаимодействий [5].

Продемонстрировано, что при ненулевой аномальной амплитуде кирального инварианта для второй координационной сферы учёт сколь угодно слабых сверхпроводящих спариваний между ближайшими соседями приводит к исчезновению континуальной параметрической области бесщелевых объёмных возбуждений. Это позволило определить Z_2 топологический инвариант и найти условия реализации топологически устойчивых майорановских мод в киральном сверхпроводнике d -типа на треугольной решётке с топологией цилиндра при наличии 120-градусного магнитного упорядочения. Установлена связь между Z_2 инвариантом, рассчитанным в симметричных относительно операции электрон-дырочной инверсии точках зоны Бриллюэна, и целочисленным топологическим инвариантом основного состояния 2D решётки, выражаемым через матричные функции Грина [6]:

$$N_3 = \frac{1}{24\pi^2} \varepsilon_{\mu\nu\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} dk_1 dk_2 \text{Sp} \left(G \partial_{\mu} G^{-1} G \partial_{\nu} G^{-1} G \partial_{\lambda} G^{-1} \right). \quad (1)$$

Установленная связь позволяет исследовать условия реализации краевых состояний, обладающих свойствами майорановских мод, в сильно коррелированных электронных системах, находящихся в фазе сосуществования киральной сверхпроводимости и неколлинеарного магнитного упорядочения.

1. Y.-M. Lu, Z. Wang, PRL **110**, 096403 (2013).
2. A. Gupta, D. Sa, Solid State Communications **203**, 41 (2015).
3. A.M. Black-Schaffer, K. Le Hur, PRB **92**, 140503 (2015).
4. G.E. Volovik, JETP Letters **66**, 522 (1997).
5. В.В. Вальков, А.О. Злотников, Письма в ЖЭТФ **104**, 512 (2016).
6. G.E. Volovik, V.M. Yakovenko, J. Phys. Condens. Matter **1**, 5263 (1989).

**ФИЗИКА СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫХ
И НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМ**

Интерференция квантовых переходов в резонансной фотоэмиссионной спектроскопии

В.И. Гребенников*, Т.В. Кузнецова

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: vgrebennikov@list.ru

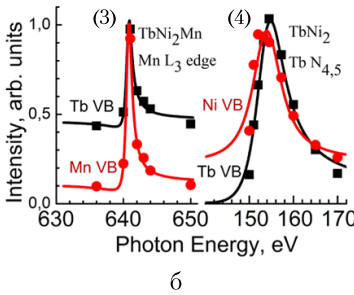
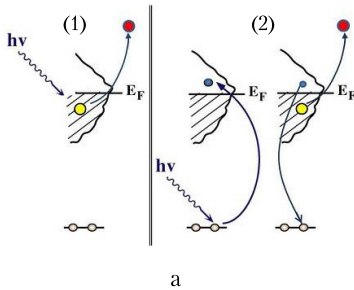


Рис. 1. (А) Прямая (1) и резонансная (2) фотоэмиссия электрона из валентной полосы; (Б) экспериментальная интенсивность фотоэмиссии в интервале энергий связи Тв (квадраты) и Мн, Ni (точки) на Мн L_3 (3) и на Тв $N_{4,5}$ краях (4). Линии – подгонка по формуле (2)

В резонансной спектроскопии твёрдых тел наблюдаются эффекты, вызванные интерференцией квантовых переходов. Впервые подробно подобного рода эффекты исследовал Уго Фано в 1961 году в связи с экспериментами по неупругому рассеянию электронов на атомах гелия. Рассмотрим процесс резонансной фотоэмиссии электронов из твёрдого тела с узкой ($3d$ или $4f$) зоной. Одно и то же конечное состояние достигается двумя способами (рис. 1): непосредственно и путём автоионизации с участием внутреннего уровня. В результате интенсивность фотоэмиссии определяется квадратом модуля суммы прямого и резонансного процессов

$$I(hf, E_B) = \sum_{k_1} |A + \sum_{k_2} \frac{M_1 M_2}{hf - (E_2 - E_c) - ig}|^2 \delta(E_B - E_1). \quad (1)$$

В равенство (1) входят соответствующие (дипольные и кулоновский) матричные элементы переходов, показанных на рис. 1. Мнимая часть знаменателя ig описывает затухание возбуждённого состояния, а его действительная часть показывает, насколько энергия фотона hf превышает край возбуждения внутреннего уровня. Обозначая её как eg и нормируя (1) на интенсивность прямой фотоэмиссии ($e \rightarrow \infty$), получим равенство

$$I(hf, E_B) = 1 + \frac{2tqe + q^2}{e^2 + 1}. \quad (2)$$

Параметр $q = |M_1 M_2 / Ag|$ определяется отношением матричных элементов резонансного и прямого переходов. Он зависит от энергии связи валентных электронов E_B и не зависит от энергии фотонов e . Формула (2) описывает резонансное усиление фотоэмиссии на пороге ($e = 0$) возбуждения внутреннего уровня. Интерференция двух переходов (линейное по e слагаемое в числителе) порождает асимметрию профиля по энергии фотонов. Коэффициент ослабления интерференции $t \in [0, 1]$, учитывает флуктуации разности фаз (комплексных) амплитуд прямого и резонансного переходов. Асимметрия профиля (2) на половине максимума равна $p \approx t/q$.

Рисунок 1б показывает, что формула (2) хорошо описывает экспериментальные результаты в интерметаллических ферромагнетиках $TbNi_2Mn$. Заметим, что магнитные моменты атомов закономерно усиливают величину резонанса.

Лондоновская глубина проникновения в ансамбле спин-поляронных квазичастиц купратных сверхпроводников

Д.М. Дзедзисашвили^{1,2*}, К.К. Комаров¹

¹Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

²Сибирский университет науки и технологий, Красноярск, Россия

*E-mail: ddm@iph.krasn.ru

В основе объяснения необычных свойств купратных высокотемпературных сверхпроводников лежит предположение о сильных электронных корреляциях, которые приводят, в частности, к значительной связи между зарядовыми и спиновыми степенями свободы. В работе [1] был развит спин-поляронный подход, позволяющий корректно учитывать отмеченные особенности купратных ВТСП. В рамках данного подхода были изучены спектральные свойства купратов при низких температурах [1,2], а также описано возникновение и эволюция с допированием поверхности Ферми в виде «дырочного кармана» в окрестности точки $(\pi/2, \pi/2)$ зоны Бриллюэна [3].

Важным этапом развития концепции спинового полярона явилось описание куперовской неустойчивости в ансамбле спиновых поляронов с d -типом симметрии параметра порядка [4]. Существенным достижением спин-поляронного подхода в этом направлении следует считать установление того факта, что кулоновское взаимодействие между дырками на ближайших ионах кислорода не влияет на d -волновую сверхпроводимость в купратах, поскольку фурье-образ этого взаимодействия выпадает из уравнения на соответствующий параметр порядка [5]. Наконец, недавно в работе [6] было показано, что s -волновая сверхпроводимость в рамках спин-поляронного подхода не возникает, т.к. уравнение на параметр порядка данной симметрии не имеет нетривиальных решений. В совокупности полученные результаты позволили решить давно стоявшую в теории купратов проблему доминирования противоречащей эксперименту s -фазы, а также проблему подавления решений d -типа кулоновским взаимодействием.

В настоящей работе на примере расчёта Лондоновской глубины проникновения λ_L показано, что спин-поляронный подход позволяет успешно описывать и электродинамические свойства купратных ВТСП. Для изучения концентрационной и температурной зависимости λ_L был разработан метод расчёта отклика ансамбля спин-поляронных квазичастиц на однородное поле векторного потенциала $A_{q=0}$. В отличие от общепринятых этот метод: 1) не предполагает заранее известным спектр квазичастиц; 2) применим к многозонным системам; 3) не ограничен малыми значениями $A_{q=0}$. Обсуждаются особенности рассчитанных концентрационных и температурных зависимостей λ_L , обусловленные спин-поляронной природой фермиевских квазичастиц.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Программы Президиума РАН №12 «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости», РФФИ (грант № 18-02-00837). Работа К.К.К. поддержана Советом по грантам Президента РФ (проект МК-1398.2017.2).

1. А.Ф. Барабанов, В.М. Березовский, Э. Жасинас, Л.А. Максимов, ЖЭТФ **83**, 819 (1996).
2. A.F. Barabanov, R.O. Kuzian, L.A. Maksimov, PRB **55**, 4015 (1997).
3. Д.М. Дзедзисашвили, В.В. Вальков, А.Ф. Барабанов, Письма в ЖЭТФ **98**, 596 (2013).
4. V.V. Val'kov, D.M. Dzebisashvili, A.F. Barabanov, Phys. Lett. A **379**, 421 (2015).
5. В.В. Вальков, Д.М. Дзедзисашвили, М.М. Коровушкин, А.Ф. Барабанов, Письма в ЖЭТФ **103**, 433 (2016).
6. В.В. Вальков, Д.М. Дзедзисашвили, М.М. Коровушкин, А.Ф. Барабанов, ЖЭТФ **152**, 957 (2017).

Синглетный механизм дальнего действия эффекта близости для джозефсоновских систем

Ю.Н. Прошин*, М.В. Авдеев

Институт физики, Казанский федеральный университет, Казань, Россия

*E-mail: yurii.proshin@kpfu.ru

Хорошо известно [1-3], что в джозефсоновских системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (SFS) спин-синглетный сверхток протекает через ферромагнетик, быстро затухая на расстоянии нескольких нанометров, поскольку обменное поле в ферромагнетике стремится разрушить синглетные сверхпроводящие пары. За перенос сверхпроводящих корреляций внутрь ферромагнетика на достаточно далёкие расстояния могут отвечать пары, сформированные по триплетному механизму из электронов с одинаковым направлением спинов и поэтому не чувствительные к обменному полю. Такой спин-триплетный канал эффекта близости возникает в том случае, если в многослойной системе FS имеются магнитные неоднородности (см., например, [3-5], и ссылки в них).

В этой связи, экспериментальное наблюдение дальнего действия эффекта Джозефсона для чистой системы SFS без магнитных неоднородностей [6] стало очень неожиданным. Протяжённость слабой связи двух вольфрамовых берегов через длинную однодоменную монокристаллическую кобальтовую нанопроволоку на два порядка превосходит оценки синглетного механизма эффекта близости. Как показано в работах [7,8], этот эффект может быть обязан существованию спин-орбитального взаимодействия в F-прослойке: в баллистическом режиме при условии, что расстояния между последовательными отражениями квазичастиц от поверхности нанопроволоки должны быть одинаковы, это может привести к дальнему вкладу в сверхток.

Мы предлагаем другую теоретическую модель дальнего действия синглетного транспорта Джозефсона. Учёт различия между эффективными массами электронов мажоритарных и миноритарных спиновых подзон [9] и анизотропии поверхности Ферми ферромагнетика может привести к «эффективному» перенормированному обменному взаимодействию, зависящему от направления импульса квазичастицы. На основе уравнений Эйленбергера мы показываем, что при определённых условиях это взаимодействие может быть полностью скомпенсировано и в системе SFS возникнет дальнедействующий сверхток. Таким образом, дальнедействующий синглетный эффект близости, наблюдаемый в монокристаллической нанопроволоке Co [10], может быть объяснён в рамках предлагаемого теоретического подхода.

Работа частично поддержана субсидией Министерства образования и науки РФ (№ 3.2166.2017) и грантом РФФИ (№ 16-02-01016).

1. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов, УФН **172**, 113 (2002).
2. A. Buzdin RMP **77**, 935 (2005).
3. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.V. Efetov, RMP **77**, 1321 (2005).
4. P.V. Leksin et al., PRB **91**, 214508 (2015).
5. A. Singh et al., PRX **5**, 021019 (2015).
6. J. Wang et al., Nature Physics **6**, 389 (2010).
7. A.S. Mel'nikov et al., PRL **109**, 237006 (2012).
8. A.B. Самохвалов, А.С. Мельников, А.И. Буздин, УФН **186**, 640 (2016).
9. M. Avdeev, Y. Proshin, arXiv:cond-mat/1709.06646 (2017).

Сверхпроводниковые спиновые вентили со спиральными магнетиками

Н.Г. Пугач^{1,2*}, М.О. Сафончик²

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына,
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Национальный исследовательский университет Высшей школы экономики, Москва, Россия

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: pugach@magn.ru

Сверхпроводящая спинтроника является новой областью в наноэлектронике квантовых систем, которая появилась в 21 веке и активно развивается последние годы. Её основной идеей, как и в обычной спинтронике, является использование переноса спина электронов для хранения и обработки информации, но реализованная в сверхпроводящих контурах при низкой температуре. Элементы памяти являются одним из основных элементов как обычной, так и сверхпроводящей спинтронике. Их работа основывается на спин-вентильном эффекте (spin valve effect – SVE), т.е. изменении критической температуры T_C для сверхпроводников, при перемагничивании магнитных слоёв.

Теоретически разработаны спиновые вентили для сверхпроводниковой спинтронике нового типа на основе магнитных материалов со спиральным магнитным упорядочением [1]. Использование таких материалов должно существенно упростить структуру элементов до двух слоёв: сверхпроводника и спирального магнетика с контролируемым направлением магнитной спирали. А, следовательно, может упростить и технологию их изготовления, и также решить проблему выборочного магнитного переключения в матрице из таких элементов (проблема полувыбора), что создаёт значительные преимущества при использовании их для низкотемпературной магнитной памяти.

1. N.G. Pugach, M. Safonchik, T. Champel, M.E. Zhitomirsky, E. Lhderanta, M. Eschrig, and C. Lacroix. *Appl. Phys. Lett.* **111**, 162601 (2017).

Ab initio подход к исследованию влияния орбитального упорядочения на сверхтонкие поля на ядрах $^{47,49}\text{Ti}$ в RTiO_3 ($R = \text{La, Nd, Sm, Gd, Y}$)

П.А. Агзамова^{1,2*}, А.Е. Никифоров²

¹Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

*E-mail: polly@imp.uran.ru

Титанаты являются хорошими модельными объектами для исследования орбитальной степени свободы в магнитных оксидах. Редкоземельные титанаты RTiO_3 (R – редкоземельный ион или Y) с искажённой перовскитной структурой обладают одним t_{2g} электроном на внешней $3d$ оболочке иона Ti^{3+} . Смещение R -иона существенно влияет на расщепление t_{2g} -уровней ионов Ti^{3+} . В таком сценарии можно ожидать, что изменится характер орбитального упорядочения для серии RTiO_3 .

Изменение окружения ионов титана в решётке может также способствовать изменению спиновой плотности на ядре и вокруг ядра магнитного иона Ti^{3+} . Такой эффект возникает вследствие взаимосвязи орбитального состояния $3d$ -оболочки и искажения локального окружения и может сказаться на величинах изотропного и анизотропного сверхтонких взаимодействий.

В настоящей работе прослежено влияние изменения орбитального состояния в системе RTiO_3 ($R = \text{La, Nd, Sm, Gd, Y}$) на параметры сверхтонких взаимодействий в рамках *ab initio* подхода. Расчёты из первых принципов проводились в программном пакете CRYSTAL [1].

В результате проведённых расчётов было показано, что 1) с увеличением радиуса R -иона абсолютное значение величины изотропного сверхтонкого взаимодействия возрастает; 2) величина анизотропного сверхтонкого взаимодействия возрастает от Y к Nd и уменьшается от Nd к La .

Мы предполагаем, что такое необычное поведение величины анизотропного сверхтонкого взаимодействия можно связать с влиянием изменения орбитального состояния в системе RTiO_3 : от антиферроорбитального порядка в YTiO_3 к ферроорбитальному порядку в LaTiO_3 .

Работа выполнена по плану РАН в рамках темы «Диагностика» (Гр.№ АААА-А18-118020690196-3).

1. www.crystal.unito.it

Исследование низкоразмерных магнетиков LiCu_2O_2 и NaCu_2O_2 методом ЯМР

А.Ф. Садыков, Ю.В. Пискунов, А.П. Геращенко, В.В. Оглобличев, А.Г. Смольников,
С.В. Верховский, З.Н. Волкова*, К.Н. Михалев

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: volkovazn@imp.uran.ru

Соединения LiCu_2O_2 (LCO) и NaCu_2O_2 (NCO) относятся к семейству низкоразмерных купратов и являются фрустрированными квазиодномерными антиферромагнетиками с температурой Нееля соответственно $T_N = 23$ и 12 К [1,2]. В работах [3–6] было показано, что как LCO, так и NCO имеют геликоидальную магнитную структуру, несоизмеримую с решёткой. Однако детальная картина их магнитных структур в основном состоянии всё ещё остается невыясненной. В частности, нет единого мнения о точной пространственной ориентации спиновых спиралей и направлении их закручивания в магнитно-неэквивалентных спиновых цепочках LCO/NCO. Кроме того, соединение NCO, в отличие от LCO, не является мультиферроиком, хотя они изоструктурны. Причина этого до сих пор неизвестна.

В данной работе впервые были получены и проанализированы температурные зависимости магнитных сдвигов линий ЯМР на различных ядрах LCO, NCO, а также магнитной восприимчивости при различных ориентациях монокристаллов во внешнем магнитном поле.

Анализ ориентационной зависимости спектров ЯМР $^{63,65}\text{Cu}$, ^7Li и ^{23}Na позволил определить значения компонент тензора ГЭП в месте расположения этих ядер. Определены спиновый и орбитальный вклады в сдвиги ЯМР и магнитную восприимчивость. Сделаны оценки дипольных и наведённых сверхтонких полей для всех исследуемых в работе ядер. Анализ природы этих полей позволил выявить достаточно высокую степень ковалентности между ионами LCO/NCO. Кроме того, установлено, что «немагнитные» ионы $\text{Cu}^{+(1+\delta)}$ имеют ненулевую дырочную заселённость ($\delta \approx 0, 2$) и, следовательно, могут иметь собственные магнитные моменты.

Установлена пространственная ориентация спиновых спиралей в LCO и NCO. Показано, что спиновые спирали в данных соединениях не лежат ни в одной из кристаллографических плоскостей ab , bc или ac . Плоскости спиралей параллельны только в цепочках, составляющих бислои $-\text{O}-\text{Cu}^{2+}-\text{O}-\text{M}-$ и $-\text{M}-\text{O}-\text{Cu}^{2+}-\text{O}-$. Направления закручивания магнитных моментов в этих цепочках в NCO противоположны, а в LCO – совпадают.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 16-12-10514).

1. А.М. Воротынов и др. ЖЭТФ **113**, 1866 (1998).
2. A. Maljuka et al. Journal of Crystal Growth **263**, 338 (2004).
3. A.A. Gippius et al. PRB **70**, 020406 (2004).
4. A.A. Gippius et al. PRB **77**, 180403(R) (2008).
5. А.Ф. Садыков и др. Письма в ЖЭТФ **92**, 580 (2010).
6. А.Ф. Садыков и др. ЖЭТФ **142**, 753 (2012).

Магнитные и транспортные свойства Mn_2FeAl

И.С. Гавриков^{1*}, М.А. Середина¹, М.В. Железный¹, А.В. Рисунков¹, И.В. Щетинин¹, А.В. Богач²,
Р. Чаттерджи³, В.В. Ховайло¹

¹Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, Россия

²Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

³Индийский технологический институт Дели, Нью-Дели, Индия

*E-mail: I.Ghavrikov@gmail.com

В настоящий момент особое внимание в магнитоэлектронике привлекают к себе новые соединения, кристаллизующиеся по структурному типу β -Mn [1,2]. Сплавы на их основе благодаря кристаллической решётке с треугольной геометрией способны проявлять необычные магнитные и транспортные свойства, что обусловлено фрустрацией магнитной подсистемы. В качестве потенциального кандидата на данную роль было представлено соединение Mn_2FeAl .

С целью исследования физических свойств сплава нами были приготовлены поликристаллические слитки методом индукционной плавки чистых элементов Mn, Fe, Al ($\geq 99,99\%$) в атмосфере аргона.

Исследования кристаллической структуры образцов проводились с помощью рентгенофазового анализа (РФА) с использованием дифрактометра Ultima IV с излучением $\text{Cu-K}\alpha$. Данный метод показал, что при комнатной температуре исследуемые образцы Mn_2FeAl имеют примитивную кубическую структуру с пространственной группой $P4_132$ (прототип β -Mn) и параметром кристаллической решётки $a = 0,636$ нм.

При измерении магнитных свойств было установлено, что исследуемый сплав является антиферромагнетиком с температурой Нееля $T_N \approx 40$ К. Из полученной температурной зависимости обратной восприимчивости χ^{-1} была также сделана оценка парамагнитной температуры Кюри, которая оказалась равной $\Theta \approx -870$ К, что указывает на сильную фрустрацию магнитных взаимодействий.

При исследовании транспортных свойств была получена температурная зависимость удельного электрического сопротивления ρ , типичная для полупроводников. Несмотря на то, что соединение Mn_2FeAl состоит из $3d$ - переходных металлов и алюминия, по величине удельного электрического сопротивления, которое равно ≈ 240 мкОм·см при комнатной температуре, данный сплав можно отнести к высокорезистивным металлам.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-42-02035).

1. T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, J. Wunderlich, Nat. Nanotech. **11**, 231 (2016).
2. T. Ghosh, S. Agarwal, JMMM **418**, 260 (2016).

Влияние однородного сдвига на морфологию кристаллических структур

Б.Н. Галимзянов*, А.В. Мокшин

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

*E-mail: bulatgnmail@gmail.com

Выполнено исследование структуры модельной однокомпонентной системы, кристаллизующейся при воздействии однородным сдвигом при различных температурах. Рассмотрена температурная область, расположенная ниже температуры стеклования системы. Выполнен кластерный и структурный анализ конфигурационных данных и оценены значения ключевых характеристик кристаллического зародышеобразования (*время ожидания нуклеации, критический размер*). Показано, что однородный сдвиг способствует структурному упорядочению системы, что подтверждается результатами кластерного анализа. Обнаружено увеличение степени несферичности формы зародышей формирующейся кристаллической фазы с увеличением скорости. При этом кристаллические зародыши критического размера характеризуются эллипсоидной формой, ориентированной под некоторым углом вдоль сдвигового направления. Угол наклона зародыша относительно градиентного направления увеличивается с ростом скорости сдвига и выходит на насыщение с углом наклона 45 градусов при чрезмерно высоких скоростях. Обнаружено наличие универсальности в зависимости формы зародыша от размера. А именно, проявляется универсальность в зависимости параметра несферичности формы (*asphericity parameter*) от критического размера. Полученные результаты сравниваются с известными экспериментальными данными и результатами моделирования других авторов.

Колоссальное магнитосопротивление слоистого манганита $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ и его описание «спин-поляронным» механизмом проводимости

С.А. Гудин*, Н.И. Солин, Н.Н. Гапонцева

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: gudin@imp.uran.ru

В работе исследовалось сопротивление монокристалла $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ в магнитных полях от 0 до 90 кОе. В рамках «спин-поляронного» механизма проводимости удалось описать наблюдаемое магнитосопротивление для температуры $T = 75$ К, вблизи которой находится максимум колоссального магнитосопротивления. Такая величина колоссального магнитосопротивления обеспечивается за счёт трехкратного роста размера полярона. Метод разделения вкладов [1–4] в магнитосопротивление от разных механизмов проводимости, разработанный для веществ с активационным типом проводимости, был обобщён на соединения, в которых наблюдается переход металл-диэлектрик. Получено, что для температуры 75 К вклад в проводимость от «ориентационного» механизма в магнитном поле 5 кОе достигает своего максимального значения ($\approx 20\%$) и практически исчезает в полях, больших 50 кОе (рис. 1).

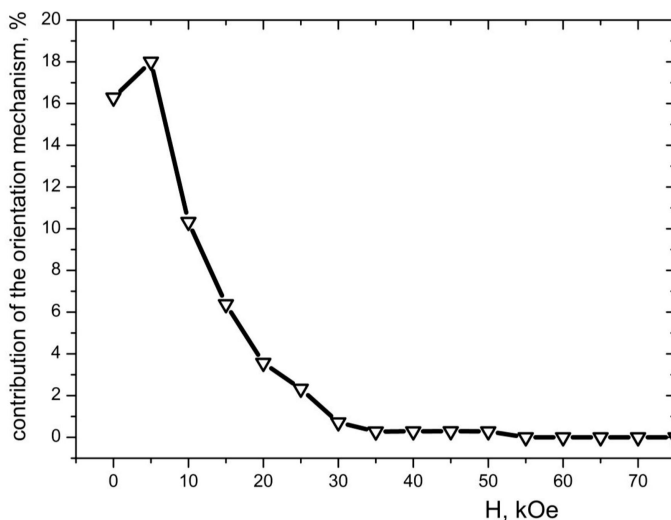


РИС. 1. Вклад в проводимость $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ (в процентах) для температуры $T = 75$ К от «ориентационного» механизма

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Квант», № 01201463332) при частичной поддержке УрО РАН (проект № 15-8-2-10).

1. М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев и др. ФТТ **55**, 5, 896 (2013).
2. С.А. Гудин, М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд и др. ЖЭТФ **148**, 5, 1005 (2015).
3. М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев и др. ЖЭТФ **143**, 5, 948 (2013).
4. С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева, Э.А. Нейфельд и др. Изв. РАН. Сер. Физич. **78**, 9, 1142 (2014).

Exact diagonalization study of large Hubbard clusters

M.U. Danilov^{1*}, S.N. Isakov², M. Harland¹, A.A. Bagrov³, A.I. Lichtenstein¹

¹Universität Hamburg, Hamburg, Germany

²University of Michigan, Ann Arbor, USA

³Radboud Universiteit Nijmegen, Nijmegen, Netherlands

*E-mail: mdanilov@physnet.uni-hamburg.de

Using efficient exact diagonalization scheme [1], we study the electronic structure of doped Hubbard cluster (fig. 1). The cluster consists of 4 plaquettes with realistic hopping parameters including next nearest neighbour hopping $t' = -0.3t$, which are a minimal model of superconducting cuprates [2]. The smooth transition from the plaquette to the 16-site cluster is achieved by multiplying the inter-plaquette hoppings by the parameter α , so that for $\alpha = 0$ we end up with 4 disconnected plaquettes.

We are aiming to find the optimal regime by adjusting the on-site interaction and chemical potential. As indicators of possible superconductivity we use the spectral function, susceptibilities, entanglement entropy of one of the plaquettes and mutual information of two adjacent plaquettes.

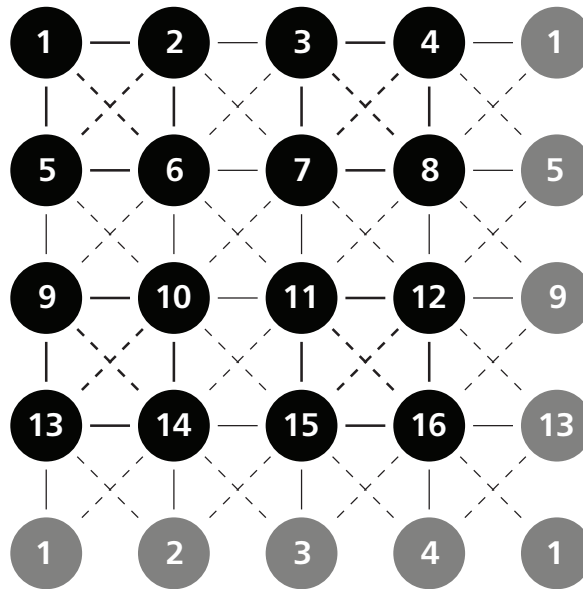


РИС. 1. PERIODIC CLUSTER OF 4 PLAQUETTES. THE THIN LINES ARE THE HOPPINGS SCALED BY α

1. S. Isakov, M. Danilov, Exact Diagonalization library for quantum electron models. ArXiv e-prints, January 2017.
2. M. Harland, M. I. Katsnelson, A. I. Lichtenstein, PRB **94**, 125133 (2016).

Магнитооптическая спектроскопия халькогенидных материалов

Т.В. Кузнецова*, В.И. Гребенников, М.В. Якушев

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: kuznetsovaups@mail.ru

В работе исследуются совершенные монокристаллы халькопиритов $\text{Cu}(\text{In,Ga})\text{Se}_2$, CuInS_2 с узкими экситонными пиками в спектре фотолюминесценции. Методами оптической спектроскопии определена природа основных ростовых дефектов, параметры их электронной структуры. Определены энергии связи и времена релаксации электрон-дырочных пар в запрещённой зоне, а также значения эффективных масс носителей, диэлектрической проницаемости, радиуса экситонов. Из спектров магнито- фотолюминесценции определена анизотропия масс. Исследована электронная структура тонких плёнок CuInSe_2 с помощью оптических спектров пропускания в магнитных полях до 29 Т. При $B=0$ обнаружены экситонные возбуждения, рекомбинация которых приводит к образованию веера уровней Ландау в полях выше 7 Т. По экспериментальной зависимости энергии связи от магнитного поля в водородоподобном приближении вычислены ридберговская энергия экситона, ширина щели и эффективная масса дырок.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 17-12-01500).

Влияние ближних корреляций на формирование аномалий в электронном спектре сильно коррелированных систем

В.И. Кузьмин^{1*}, С.В. Николаев^{1,2}, С.Г. Овчинников^{1,2}

¹Институт физики имени Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

²Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

*E-mail: kuz@iph.krasn.ru

В физике сильно коррелированных систем важную роль играют многочастичные корреляционные эффекты. Значительный вклад в формирование таких эффектов привносят ближние корреляции вследствие локального характера кулоновского взаимодействия. Одно из проявлений корреляционных эффектов – это «аномалии» в электронном спектре различных сильно коррелированных систем, такие как Ферми-арки, высоко- и низкоэнергетические кинки, «водопады» [1–3]. Также в дырочно-допированных купратных сверхпроводниках обнаружено формирование электронных Ферми-карманов [4]. На данный момент нет согласия насчёт природы всех этих особенностей в спектре.

В настоящей работе осуществлён расчёт электронной структуры в моделях Хаббарда и Хаббарда-Холстейна в рамках кластерной теории возмущений [5] на основе точной полной диагонализации кластеров 3×3 и 2×2 с применением техники X-операторов [6]. Полученные данные позволяют исследовать то, каким образом ближние корреляции, происходящие от локальных электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействий, влияют на формирование упомянутых разновидностей аномальных черт в электронной структуре сильно коррелированных систем.

Исследование выполнено при поддержке краевого государственного автономного учреждения «Красноярский краевой фонд поддержки научной и научно-технической деятельности» в рамках участия в Международной зимней школе физиков-теоретиков «Коуровка-XXXVII».

1. A. Damascelli, Z. Hussain, Z.-X. Shen, RMP **75**, 473 (2003).
2. J.C. Campuzano et al., PRL **83**, 3709 (1999).
3. J. Graf et al., PRL **98**, 067004 (2007).
4. D. LeBoeuf et al., Nature **450**, 533 (2007).
5. D. Senchal, D. Perez, M. Pigo-Ladriere, PRL **84**, 522 (2000).
6. С.В. Николаев, С.Г. Овчинников, ЖЭТФ **138**, 717(2010).

Температурная зависимость электронной структуры системы с сильными электронными корреляциями и сильным электрон-фононным взаимодействием

И.А. Макаров*, С.Г. Овчинников

Институт физики имени Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

*E-mail: maki@iph.krasn.ru

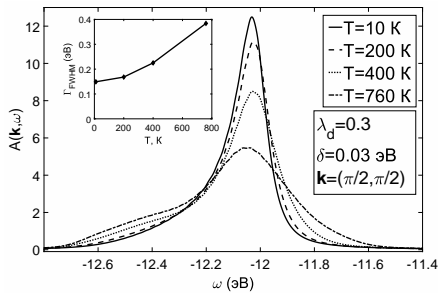


Рис. 1. Уширение пика электронной спектральной функции, подавление его интенсивности и сдвиг пика с ростом температуры от 10 до 760 К. На вставке изображено увеличение FWHM пика с ростом температуры.

взаимодействия с резонансами Франка-Кондона. Область размытия характеризуется многочисленными расщеплениями на слабодисперсные подзоны хаббардовских поляронов и равномерным распределением спектрального веса по возбуждениям со всеми возможными волновыми векторами внутри этих подзон. При этом квазичастичные возбуждения теряют когерентность, спектральная функция принимает вид широкого распределения слабоинтенсивных пиков, относящихся к многофононным возбуждениям. Рост температуры приводит к заполнению возбуждённых поляронных состояний и, следовательно, квазичастичные переходы с участием этих состояний приобретают спектральный вес и дисперсию. Это вызывает перестройку зонной структуры от антиферромагнитного типа с максимумом в точке $\mathbf{k} = (\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2})$ к парамагнитному типу с максимумом в $\mathbf{k} = (\pi, \pi)$, увеличение области и степени размытия. С ростом температуры распределение пиков некогерентных возбуждений становится шире, и при учёте конечного времени жизни квазичастиц это проявляется в виде уширения спектральной функции (рис. 1), при изменении температуры от 200 до 760 К полная ширина на половине высоты (FWHM) пика увеличивается в два раза (вставка на рис. 1). Увеличение температуры приводит также к уменьшению интенсивности пика, его сдвигу и уменьшению диэлектрической щели.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-02-00098.

Зарядовое распределение и сверхтонкие взаимодействия в мультиферроике CuCrO_2 по данным ЯМР

К.Н. Михалев^{1*}, В.В. Оглобличев¹, А.Г. Смольников¹, А.Ф. Садыков¹, Ю.В. Пискунов¹,
Ю. Фурукава², А.Ю. Якубовский³, С.Н. Барило⁴, С.В. Ширяев⁴, А.С. Белозеров¹

¹Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Ames Laboratory, Iowa State University, Ames, Iowa, USA

³Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

⁴Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, Минск, Беларусь

*E-mail: mikhalev@imp.uran.ru

Соединения с треугольной решёткой и антиферромагнитным взаимодействием между магнитными ионами являются типичными представителями фрустрированных магнитных структур. К такому типу соединений относится делафоссит CuCrO_2 , интенсивно изучающийся в последнее время как экспериментально, так и теоретически [1]. Магнитоэлектрический эффект, обнаруженный в этом оксиде, был объяснён в модели, предложенной в [2]. В этой модели показано, что электрическая поляризация возникает в несоразмерной магнитной структуре за счёт коротковолновой модуляции степени гибридизации связи металл–лиганд ($d-p$) из-за спин-орбитального взаимодействия (СОВ). В другой работе [3], однако, показано, что роль СОВ в формировании электрической поляризации не столь велика. Таким образом, экспериментальные данные об электронной структуре этого соединения представляют особый интерес.

Монокристаллический и поликристаллический образцы мультиферроика CuCrO_2 были исследованы методом ЯМР на ядрах ^{17}O в парамагнитном и магнитоупорядоченном состояниях. Были сделаны оценки наведённого поля на позициях кислорода в парамагнитной области. Форма линии ЯМР ^{17}O в области дальнего магнитного порядка типична для несоразмерной магнитной структуры и может быть описана распределением дипольных полей, наведённых на позициях кислорода ионами Cr^{3+} с магнитными моментами $\mu = 2, 2\mu_B$. Компоненты тензора градиента электрического поля (ГЭП) были получены из анализа спектров ЯМР. Квадратичная частота, пропорциональная главному значению тензора ГЭП, монотонно возрастает при понижении температуры в диапазоне 1,5 – 90 К. Было показано, что все позиции кислорода эквивалентны как в парамагнитной области, так и в магнитоупорядоченном состоянии, что противоречит модели [2]. Проведён расчёт «из первых принципов» компонент тензора ГЭП. Данные расчёта удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными при сравнении абсолютных значений величин и хорошо описывают их относительное изменение при понижении температуры.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 16-12-10514).

1. M. Frontzek, G. Ehlers, A. Podlesnyak et al., J. Phys.: Condens. Matter **24**, 016004 (2012).
2. T. Arima. J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 073702 (2007).
3. J. Xue-Fan, L. Xian-Feng, Wu Yin-Zhong, H. Jiu-Rong, Chin. Phys. B **21**, 077502 (2012).

Структурные свойства сплавов $Mn_{3-x}Co_xSn$

Т.А. Молодцова^{1*}, А.В. Рисунков¹, И.С. Гавриков¹, М.В. Железный¹, Р. Чаттерджи²,
В.В. Ховайло¹

¹Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, Россия

²Индийский технологический институт Дели, Нью-Дели, Индия

*E-mail: molodtsovata@yandex.ru

В последние годы инверсные и тетрагональные сплавы Гейслера на основе Mn, Mn_2YZ и Mn_3Z соответственно (Y – переходной 3d или 4d химический элемент, Z – металлоид) привлекают растущее внимание как с точки зрения теоретического исследования их физических свойств, так и с точки зрения экспериментальной реализации ряда необычных эффектов, теоретически предсказанных в этих соединениях.

Теоретические и экспериментальные исследования тетрагонального Mn_3Ga выявили [1], что он является фрустрированным ферромагнетиком с высокой температурой Кюри $T_C > 750$ К. Недавние экспериментальные исследования системы сплавов $Mn_{3-x}Co_xGa$ показали [2], что при замещении марганца на кобальт происходит изменение типа кристаллической решётки с тетрагональной на кубическую, которое оказывает существенное влияние на магнитные свойства этой системы. На основании полученных результатов авторы работы [2] предположили, что $Mn_{3-x}Co_xGa$ является перспективным для применений в спинтронике благодаря малым значениям намагниченности в соединениях с тетрагональной структурой ($x < 0.4$) и высокой степенью спиновой поляризации в соединениях с кубической структурой ($x > 0.5$).

Наряду с этим в последнее время большой интерес привлекает двойной интерметаллид на основе марганца Mn_3Sn , в котором был обнаружен большой аномальный эффект Холла [3]. Mn_3Sn является антиферромагнетиком с температурой Нееля $T_N = 420$ К. Данное соединение привлекает также внимание из-за уникальных магнитных свойств, поскольку его магнитная структура представляет собой треугольную или спиральную магнитную конфигурацию в разных температурных диапазонах [4].

Однако, насколько нам известно, частичное замещение Mn на Co в случае Mn_3Sn , которое также представляет интерес для дальнейшего рассмотрения, не было экспериментально изучено. Таким образом, целью нашего исследования было получение и изучение структурных характеристик серии образцов $Mn_{3-x}Co_xSn$ ($x = 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1$). В работе определены области существования тетрагональной и кубической фаз, а также область сосуществования этих фаз в зависимости от степени замещения марганца на кобальт.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-42-02035).

1. J. Winterlik, B. Balke, G.H. Fecher et al., PRB **77**, 054406 (2008).
2. J. Winterlik, S. Chadov, A. Gupta et al., Advanced Materials **24**, 6283 (2012).
3. S. Nakatsuji, N. Kiyohara, T. Higo, Nature **527**, 212 (2015).
4. T.F Duan, W.J. Ren, W.L. Liu et al., Applied Physics Letters **107**, 082403 (2015).

Исследование спектральных свойств сильно коррелированных систем во внешнем магнитном поле в рамках кластерной теории возмущений

С.В. Николаев^{1,2*}, В.И. Кузьмин², С.Г. Овчинников^{1,2}

¹Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

²Институт физики имени Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

*E-mail: svinikolaev@sfu-kras.ru

В настоящее время учёт пространственных корреляций является актуальной задачей в физике конденсированного состояния вещества. В данной работе представлены результаты исследования двумерных ферми- и бозе-систем с сильными корреляциями во внешнем магнитном поле в рамках развиваемого нами кластерного подхода – кластерной теории возмущений в представлении Х-операторов Хаббарда [1–3]. В частности, проведено исследование спектральных свойств квазидвумерных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и ультрахолодных атомов в двумерных оптических ловушках при различных внешних возмущениях. Преимуществом использования кластерного подхода является точный учёт ближних пространственных корреляций, которые играют существенную роль при формировании физических свойств исследуемых систем. Основная идея кластерного подхода заключается в покрытии исходной решётки кластерами определенной формы и точного решения задачи для отдельного кластера. Межкластерное взаимодействие учитывается по теории возмущений.

Для описания ВТСП соединений мы используем двумерные $t - J$ модель и модель Хаббарда. Вычисление спектральной функции позволило получить плотность состояний, дисперсию вдоль симметричных направлений в первой четверти первой зоны Бриллюэна, поверхность Ферми (ПФ) с учётом спектрального веса квазичастиц при различных значениях дырочного допирования и величине внешнего магнитного поля. Также нами были получены нули функции Грина и проанализировано их влияние на распределение спектрального веса вдоль ПФ. В частности было показано, что увеличение концентрации дырок приводит к квантовым фазовым переходам, которые сопровождаются изменением топологии ПФ. При наличии внешнего магнитного поля было проанализировано влияние изменения магнитного порядка на спектральные свойства системы в рамках $t - J$ модели [3]. Обнаружено немонотонное изменение законов дисперсии электронов с разными проекциями спина, плотности состояний и поверхности Ферми с ростом магнитного поля.

Исследование спектральных свойств ультрахолодного газа бозе-атомов в двумерной оптической решётке мы проводили в рамках модели Бозе-Хаббарда [4]. Построены дисперсионные поверхности с учётом спектрального веса бозевских квазичастиц, проведён анализ дисперсионных кривых вдоль симметричных направлений в первой четверти первой зоны Бриллюэна, плотности состояний и распределения частиц по импульсам. Исследован квантовый фазовый переход от фазы Мотта к сверхтекучей фазе. В частности построена фазовая диаграмма в переменных химический потенциал – параметр перескока, на которой определена граница между состоянием моттовского изолятора и сверхтекучей фазой. Исследованы спектральные свойства ультрахолодных бозонов в двумерной кластеризованной решётке и в лестничном потенциале. Показано, что наличие синтетического магнитного поля существенно увеличивает площадь и изменяет форму областей Мотта.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 16-02-00098, № 18-02-01127).

1. С.В. Николаев, С.Г. Овчинников, ЖЭТФ **138**, 717 (2010); **141**, 135 (2012).

2. V.I. Kuz'min, S.V. Nikolaev, S.G. Ovchinnikov, PRB **90**, 245104 (2014).

3. В.И. Кузьмин, С.В. Николаев, С.Г. Овчинников, ЖЭТФ **150**, 592 (2016).

4. K. Kudashkin, S. Nikolaev, S. Ovchinnikov, J. Supercond. Nov. Magn. **30**, 103 (2017).

Первопринципные расчёты электронной структуры полупроводниковых халькопиритных соединений для фотовольтаики

Д.И. Радзивончик^{1*}, Л.Н. Грамотеева², А.В. Лукоянов^{1,2}, Т.В. Кузнецова^{1,2}

¹Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

*E-mail: radzivonchik@mail.ru

В настоящее время активно осуществляется поиск новых материалов для фотовольтаики. Лидерами по эффективности преобразования и надёжности работы выступают солнечные батареи на основе халькопиритов CuInSe_2 , CuInS_2 , CuGaSe_2 . Данные соединения активно исследуются теоретически и экспериментально [1–3] и рассматриваются как перспективные материалы для создания нового поколения высокоэффективных и недорогих элементов солнечных батарей.

Теоретическое подкрепление результатов исследований по халькопиритным соединениям [1–3] мы обеспечиваем, используя теорию функционала плотности (DFT). В докладе будут представлены электронные зоны, полные и парциальные плотности электронных состояний (рис. 1) халькопиритов CuInSe_2 , CuInS_2 , CuGaSe_2 . Электронная структура полупроводниковых соединений была рассчитана в программном пакете Quantum ESPRESSO. Использовалось приближение обобщённой градиентной поправки (GGA) версии Пердюю-Берка-Эзнерхофа (PBE). Интегрирование по \mathbf{k} -пространству выполнялось на сетке $6 \times 6 \times 6$ \mathbf{k} -точек. В рамках скалярно-релятивистских расчётов был использован метод проекционных плоских волн (PAW). Для получения хорошей сходимости кинетическая энергия обрезки была выбрана 540 эВ (40 Ry).

В докладе будет приводиться сравнение и обсуждение результатов расчета с результатами экспериментальных исследований спектроскопическими методами.

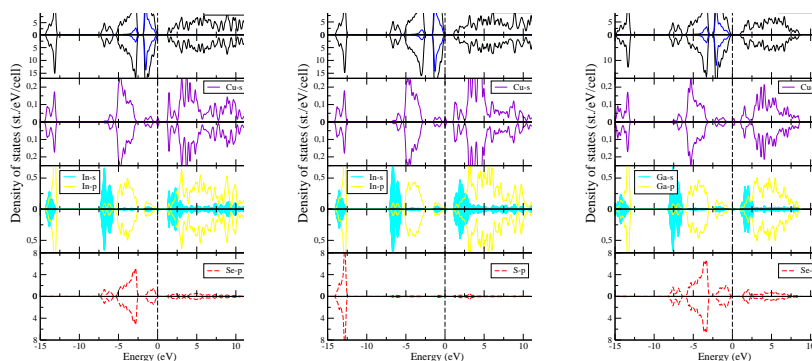


РИС. 1. Полная и парциальные плотности электронных состояний CuInSe_2 , CuInS_2 , CuGaSe_2 (в соответствующем порядке слева направо; энергия Ферми – 0 эВ).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 17-12-01500.

1. M.V. Yakushev et al., Applied Physics Letters **97**, 152110 (2010).
2. M.V. Yakushev et al., Applied Physics Letters **92**, 111908 (2008).
3. F. Luckert et al., Applied Physics Letters **97**, 162101 (2010).

Структурные, магнитные и транспортные свойства быстрозакалённых лент Mn_2CoX ($X = Sn, Ga$)

М.А. Середина^{1*}, Д.Ю. Карпенков¹, М.В. Железный¹, А.И. Базлов¹, Р. Чаттерджи²,
В.В. Ховайло¹

¹Национальный Исследовательский Технологический Университет «МИСиС», Москва, Россия

²Индийский институт технологии Дели, Нью-Дели, Индия

*E-mail: nmseredina@gmail.com

Среди полуметаллических инверсных сплавов Гейслера особое место занимают сплавы Mn_2CoX ($X = Al, Ga, Ge, Sn, Sb$), имеющие физические свойства (например малая коэрцитивная сила, высокая температура Кюри), позволяющие рассматривать их как перспективный материал с точки зрения практических применений в спинтронике [1]. В настоящее время достаточно большое число работ по теоретическому изучению представителей данной системы – Mn_2CoSn и Mn_2CoGa , однако экспериментально они частично изучены только в форме массивных образцов и тонких плёнок [2–4]. Учитывая возросший интерес к сплавам данных составов, мы решили детально изучить структурные, магнитные и транспортные свойства Mn_2CoSn и Mn_2CoGa в виде быстрозакалённых лент.

Образцы были получены методом спиннингования (быстрой закалки из расплава) при скорости вращающегося барабана 30 м/с. Для изготовления исходных слитков использовались чистые элементы Mn, Co, Sn (99,9 ат. % чистоты) и Ga (99,999 ат. % чистоты). Толщина полученных лент составляла 30 и 35 мкм для Mn_2CoSn и Mn_2CoGa , соответственно. Заметных колебаний по длине и ширине лент не было обнаружено. В «торцевом» сечении лент с использованием сканирующей электронной микроскопии наблюдалась развитая столбчатая структура зёрен, причём диаметр «столбцов» для Mn_2CoSn был меньше, чем для Mn_2CoGa . Результаты рентгенофазового анализа показали, что кристаллическая структура образцов является кубической (пространственная группа $F\bar{4}3m$) с параметром решётки $a = 0,6073$ нм для Mn_2CoSn и $a = 0,5868$ нм для Mn_2CoGa . С помощью установки для измерения гальваномагнитных свойств CRYOTEL были исследованы транспортные свойства образцов. В интервале от 80 до 375 К поведение удельного электросопротивления у обоих составов различно – металлический ход у лент Mn_2CoGa и полупроводниковый ход у лент Mn_2CoSn . Оба сплава имеют аномально высокие значения электросопротивления, что характерно для полуметаллических материалов. Величины удельного электросопротивления у Mn_2CoSn заметно превышают аналогичные у Mn_2CoGa (660 мкОм·см против 480 мкОм·см при комнатной температуре), одной из причин этого могут являться структурные отличия между образцами. В образцах также был исследован эффект Холла в температурном диапазоне от 80 до 375 К и в магнитных полях до 1 Т. На установке для измерения физических свойств PPMS были сняты изотермические кривые намагничивания, а также температурная зависимость удельной намагниченности в температурном диапазоне от 5 до 300 К. Результаты магнитных измерений позволяют отнести данные составы к ферримагнетикам. Обработка кривых намагниченности и холловского сопротивления позволила вычислить коэффициенты аномального Холла.

1. M. Meinert, J.-M. Schmalhorst, G. Reiss, J. Phys.: Condens. Matter **23**, 116005 (2011).

2. G.D. Liu, X.F. Dai, H.Y. Liu et al., PRB **77**, 014424 (2008).

3. M. Meinert, J.-M. Schmalhorst, C. Klewe et al., PRB **84**, 132405 (2011).

4. Y.J. Zhang, G.J. Li, E.K. Liu et al., J. Appl. Phys. **113**, 123901 (2013).

Магнитные и транспортные свойства массивных образцов и быстрозакалённых лент сплавов Гейслера $\text{Fe}_{43.5}\text{Mn}_{34}\text{Al}_{15}\text{Ni}_{7.5}$

В.В. Ховайло^{1*}, М.В. Лянге¹, М.А. Середина¹, А.В. Богач², R. Varga³, Т. Omori⁴, R. Kainuma⁴, R. Chatterjee⁵

¹Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, Россия

²Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

³University of Pavol Jozef Safarik, Kosice, Slovakia

⁴Graduate School of Engineering, Tohoku University, Sendai, Japan

⁵Indian Institute of Technology Delhi, New Delhi, India

*E-mail: khovaylo@misis.ru

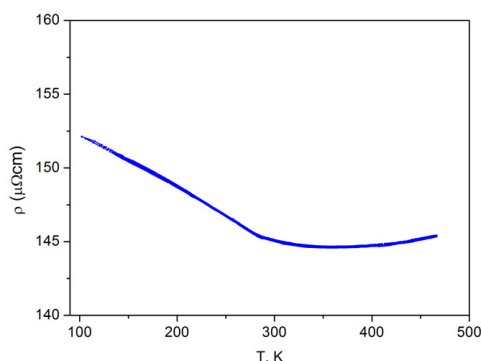


Рис. 1. Температурная зависимость электрического сопротивления массивного образца $\text{Fe}_{43.5}\text{Mn}_{34}\text{Al}_{15}\text{Ni}_{7.5}$

Сравнительно недавно было обнаружено, что ферритные сплавы на основе FeMnAl демонстрируют ярко выраженные сверхупругие свойства в широком температурном диапазоне [1]. Уникальность этих материалов – слабая зависимость сверхупругих напряжений от температуры, которая, как полагают, обусловлена слабой зависимостью энтропии превращения от температуры. Эта особенность является очень полезной для практических применений. Более того, низкая стоимость FeMnAlNi предполагает, что эти сплавы подходят для использования в крупномасштабных приложениях.

В настоящей работе исследованы магнитные и транспортные свойства массивных образцов и быстрозакалённых лент сплава Гейслера $\text{Fe}_{43.5}\text{Mn}_{34}\text{Al}_{15}\text{Ni}_{7.5}$. Магнитные измерения показали, что как массивные образцы, так и быстрозакалённые ленты $\text{Fe}_{43.5}\text{Mn}_{34}\text{Al}_{15}\text{Ni}_{7.5}$ демонстрируют особенности процесса намагничивания, характерные для магнитомягких материалов. Намагничивание насыщения образцов при $T = 10$ К составляет $90 \text{ Ам}^2/\text{кг}$, что соответствует магнитному моменту $\sim 3,3\mu_B$ на формульную единицу. Транспортные свойства образцов $\text{Fe}_{43.5}\text{Mn}_{34}\text{Al}_{15}\text{Ni}_{7.5}$ оказались слабо зависящими от температуры. А именно, изменение абсолютного значения электросопротивления ρ не превышало 2% во всём измеренном диапазоне температур ($10 < T < 350$ К). Кроме того, для быстрозакалённых лент при ~ 205 К, а для массивных образцов при ~ 300 К (рис. 1) наблюдался переход от полупроводникового к металлическому типу поведения электросопротивления. Было предложено, чтобы усиление рассеяния носителей заряда на магнонах при приближении к температуре Кюри T_C можно рассматривать как возможную причину возникновения кроссовера транспортных свойств.

1. T. Omori, K. Ando, M. Okano et al., Science **333**, 68 (2011).

Универсальность структурных особенностей и динамических процессов в жидких щелочных металлах

Р.М. Хуснутдинов*, А.В. Мокшин

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

*E-mail: khrm@mail.ru

Представлены результаты сравнительного анализа структурных и динамических свойств жидких щелочных металлов (Li, Na, K) вблизи их температур плавления. С помощью масштабных соотношений и экспериментальных данных по дифракции рентгеновских лучей для радиальной функции распределения $g(r)$ и статического структурного фактора $S(k)$ показано, что все элементы группы щелочных металлов описываются единой r - и k -зависимостями. На основе сравнительного анализа экспериментальных данных по неупругому рассеянию рентгеновских лучей установлено, что особенности микроскопической коллективной динамики для группы щелочных металлов имеют единый характер. Также показано, что закон дисперсии для продольных колебаний $\omega(k)$ в редуцированной форме характеризуется универсальной k -зависимостью.

**ТЕОРИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ
И НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМ**

Berezinskii–Kosterlitz–Thouless and Vogel–Fulcher–Tammann criticality in XY model

M.G. Vasin^{1*}, V.N. Ryzhov¹, V.M. Vinokur²

¹Institute for High Pressure Physics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

²Materials Science Division, Argonne National Laboratory, Argonne, IL, USA

*E-mail: dr_vasin@mail.ru

Celebrated Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT) works [1,2] brought a new paradigm of topological phase transitions driven by topological excitations. At the BKT temperature, T_{BKT} , the binding-unbinding transition between the *confined* phase, at $T < T_{\text{BKT}}$, where the topological excitations (vortices) of the opposite sign are bound into the «neutral» dipoles, and the unbound phase, at $T > T_{\text{BKT}}$ where topological excitations unbind loose and form a «free» neutral plasma. Among many remarkable properties of the BKT transition, the singularity of its critical behavior stands out. On approach T_{BKT} from above, the correlation length that sets the spatial scale for separation between the free excitation, diverges extremely rapidly, $\xi \sim \exp[\sqrt{E_0/(T - T_{\text{BKT}})}]$, much faster than any power law governing the correlation length $\xi \sim |T - T_c|^{-\nu}$ for a standard continuous phase transition [3,4].

The BKT criticality strikingly resembles the criticality near the glass transition with the relaxation time diverging according to the Vogel–Fulcher–Tammann (VFT) law, $\tau \sim \exp[E'_0/(T - T_G)]$. The possible connection between the two criticalities was indicated by Anderson [5], who attributed the VFT criticality to logarithmic interaction between the topological excitations. However although there exists a rich lore of various specific models for both structural and spin glasses leading to VFT behavior, a universal «first-principle-like» theory for the VFT criticality is still lacking.

We constructed a gauge theory of the XY-model with quenched disorder taking into account formation of vortex-like topological excitations. We have found that at $T = T_c$ the disordered XY-model acquires an orientational stiffness [6], which leads to the formation of vortices. We extended the BKT approach onto the systems subject to quenched disorder and demonstrated that in two dimensions the XY-model experiences the customary BKT transition into a confined phase, whereas the three-dimensional XY-model, where vortices appear in a form of the vortex lines, i.e. vortices starting and ending at the system surfaces, and vortex loops of an arbitrary size [7], undergoes the transition to disordered frozen phase, which exhibits the VFT critical behavior. However, if the vortex concentration is not high enough, and remains below some threshold value, the system undergoes the usual second order phase transition [8].

1. V.L. Berezinskii, Sov. Phys. JETP **32**, 493 (1970).
2. J.M. Kosterlitz, D.J. Thouless, Journal of Physics C: Solid State Phys. **5**, L124 (1972).
3. J.M. Kosterlitz, Journal of Physics C: Solid State Phys. **7**, 1046 (1974).
4. J. José, L.P. Kadanoff, S. Kirkpatrick, D.R. Nelson, Phys. Rev. B **16**, 1217 (1977).
5. P.W. Anderson, Lectures on amorphous systems, edited by R. Balian *et al.* North-Holland, Amsterdam (1978).
6. A.Z. Patashinskii, V.L. Pokrovskii, Fluctuation Theory of Phase Transitions. Pergamon Press, Oxford (1979).
7. S.P. Obukhov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **83**, 1978 (1982).
8. M.G. Vasin, V.N. Ryzhov, V.M. Vinokur, ArXiv:1712.00757.

The Fermi-surface reconstruction in the t - J model

I. Ivantsov

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia
L.V. Kyrensky Institute of Physics SB RAS, Krasnoyarsk, Russia
E-mail: ilyaivantsov@iph.krasn.ru

A number of recent experiments have highlighted a remarkable transformation of a large cuprate Fermi surface into small pockets in the underdoped region signalling a breakdown of a conventional FL theory in the PG phase. A few phenomenological models have been recently put forward to account for this transformation. However, none of those models have been derived microscopically nor are they totally compatible with experimental data. To address this problem we employ the cluster perturbation theory based on the exact diagonalization of the 3 by 3 and 4 by 4 clusters in the underdoped t - J model. In this way, we show that the bidirectional charge density wave order induces the FS reconstruction into a nodal electron pocket accompanied by two hole pockets as detected in experiment. Such a reconstruction can be accounted for directly within the microscopic t - J model of correlated electrons, provided strong electron correlations are properly taken into account.

Декорированная квадратная решётка в модели Изинга

Ф.А. Кассан-Оглы*, А.И. Прошкин

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: felix.kassan-ogly@imp.uran.ru

В работе получено точное аналитическое выражение для максимального собственного значения трансфер-матрицы Крамерса-Ванье на декорированной квадратной решётке в модели Изинга с учётом произвольных обменных взаимодействий между спинами на ближайших узлах по разным направлениям решётки.

Исследовано температурное поведение энтропии и теплоёмкости в зависимости от величин и знаков обменных взаимодействий. Обнаружена точка фрустраций и найдено точное значение нуль-температурной энтропии в этой точке.

Обнаружено новое явление – расщепление теплоёмкости на острый центральный пик, соответствующий температуре фазового перехода, и два сопутствующих плавных максимума выше и ниже точки перехода (рис. 1).

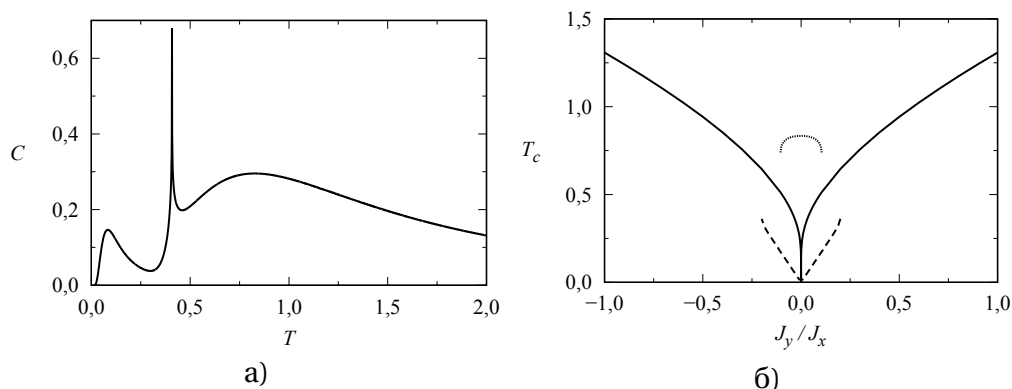


Рис. 1. Магнитная теплоёмкость как функция температуры в модели Изинга на квадратной декорированной решётке $J_y/J_x=0,05$ А), температура перехода (сплошная кривая) и положения левого (пунктирная кривая) и правого (точечная кривая) максимумов как функции отношения обменных параметров Б)

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Квант», № 01201463332).

1. I. Syozi, Transformation of Ising Models. Section 7 in Phase Transitions and Critical Phenomena. Vol. 1: Exact results, Academic Press (1972).
2. J. Strečka, M. Jaščur, Acta physica slovacica **64**, 235 (2015).
3. M. Jaščur, V. Štubňa, K. Szałowski, T. Balcerzak, JMMM **417**, 92 (2016).

Зависимость от давления температуры Кюри в Gd_2Fe_{17} : *Ab-initio* вычисления

Е.Е. Кокорина^{1*}, М.В. Медведев¹, И.А. Некрасов¹, П.А. Игошев²

¹Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: kokorina@iep.uran.ru

Объяснение экспериментаторами магнитных свойств перспективных ферромагнитных интерметаллических соединений класса R_2Fe_{17} часто опирается на гипотезу о конкуренции ферромагнитного и антиферромагнитного обмена четырьмя типами ближайших атомов железа в неэквивалентных кристаллических позициях.

В настоящей работе на примере ромбоэдрического ферромагнетика Gd_2Fe_{17} выполнен расчёт магнитных моментов атомов железа и гадолиния и параметров обмена между атомами Fe, а также температуры Кюри T_C как при нулевом давлении $P = 0$, так и при гидростатическом сжатии решётки.

Показано, что под давлением магнитный момент элементарной ячейки Gd_2Fe_{17} уменьшается, причём это уменьшение почти полностью обязано уменьшению магнитных моментов атомов ионов Fe, а не атомов Gd, у которых зависимость величин магнитных моментов от давления на порядок слабее.

Выяснено, что в противоположность гипотезе о конкуренции обменных взаимодействий между разными типами атомов Fe параметры обмена между ближайшими атомами железа в разных кристаллических позициях являются положительными ферромагнитными (как при нулевом давлении, так и при сжатии) и что ферромагнитный характер взаимодействия существует даже у атомов Fe в так называемых гантельных позициях с кратчайшими межатомными расстояниями.

Показано, что температура Кюри T_C в Gd_2Fe_{17} падает при увеличении давления.

Наконец, выявлено, что изменение обменных параметров и магнитных моментов Gd_2Fe_{17} при сжатии в основном связано с изменением положения ветвей энергетического спектра относительно друг друга и относительно уровня Ферми ε_F , а не с изменением степени перекрытия волновых функций, играющее второстепенную роль.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания № 0389-2015-0024 и при частичной поддержке проекта РФФИ № 18-02-00281.

Фазовые переходы в антиферромагнитной модели Изинга и Гейзенберга на ОЦК решётке с взаимодействиями ближайших и следующих ближайших соседей

А.К. Муртазаев^{1,2*}, М.К. Рамазанов², Д.Р. Курбанова², К.Ш. Муртазаев¹

¹Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала, Россия

²Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

*E-mail: akai2005@mail.ru

Исследование фазовых переходов (ФП) и критических явлений в спиновых системах с конкурирующими обменными взаимодействиями является одной из актуальных задач статистической физики [1]. Это связано с тем, что в таких системах из-за конкуренции обменного взаимодействия в системе могут возникнуть эффекты фрустрации. Спиновые системы с фрустрациями во многом проявляют свойства, отличные от соответствующих нефрустрированных систем. Это отличие выражается в разнообразии особенностей критического поведения, в богатой картине фаз и ФП, что обусловлено сильным вырождением и высокой чувствительностью фрустрированных систем к различного рода возмущающим взаимодействиям [2].

В настоящее время продолжают интенсивные исследования природы ФП, тепловых, магнитных и критических свойств фрустрированных спиновых систем [3,5]. Традиционные методы исследования ФП в таких системах сталкиваются с многочисленными и разнообразными проблемами. Поэтому ФП в фрустрированных системах интенсивно изучаются методами Монте-Карло [4–6]. При изучении ФС до сих пор основное внимание уделялось системам на треугольной и гексагональной решётке. Поэтому в настоящей работе нами предпринята попытка по возможности с максимальной точностью, с соблюдением единой методики, использованием надёжной и проверенной схемы, на основе репличного алгоритма метода Монте-Карло определить род ФП антиферромагнитной модели Изинга и Гейзенберга на объёмно-центрированной кубической решётке с учётом взаимодействий вторых ближайших соседей. ФП ФС на ОЦК решётке с учётом взаимодействий вторых ближайших соседей практически не исследованы. Исследование этой модели на основе современных методов и идей позволит получить ответ на ряд вопросов, связанных с характером и природой ФП фрустрированных спиновых систем. Для анализа характера ФП, особенностей поведения тепловых характеристик вблизи критической точки и определения критической температуры T_N наиболее эффективным является метод кумулянтов Биндера четвёртого порядка. Для более подробного анализа рода ФП нами использовался гистограммный анализ данных метода Монте-Карло.

Построены фазовые диаграммы зависимости критической температуры от величины взаимодействия вторых ближайших соседей. Для модели Изинга установлено, что в рассмотренном интервале значений величины взаимодействия вторых ближайших соседей имеет место фазовый переход второго рода. Результаты нашей работы, полученные на основе гистограммного анализа, показывают, что в модели Гейзенберга для соотношения величин обменного взаимодействия следующих и ближайших соседей $r = 1$ показано, что переход из антиферромагнитной фазы в парамагнитную фазу является фазовым переходом первого рода. Для случая, где имеет место ФП второго рода, определены критические индексы.

1. С.В. Малеев, УФН **172**, 617 (2002).

2. Р.С. Гехт, ЖЭТФ **102**, 1968 (1992).

3. Д. Лойсон, А.И. Соколов и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 447 (2000).

4. И.К. Камиллов, А.К. Муртазаев, Х.К. Алиев, УФН **169**, 773 (1999).

5. A.K. Murtazaev and M.K. Ramazanov, PRB **76**, 174421 (2007).

6. А.К. Муртазаев, М.К. Рамазанов, Ф.А. Касан-Оглы, Д.Р. Курбанова, ЖЭТФ **147**, 127 (2015).

Особенности неравновесной критической динамики синтетических антиферромагнетиков и фрустрированных низкоразмерных спиновых систем

П.В. Прудников

Омский государственный университет имени Ф.М. Достоевского, Омск, Россия
E-mail: prudnikp@univer.omsk.su

Мультислоенное сочетание магнитных плёнок наномасштабной толщины, разделённых слоем немагнитного металла, характеризуется эффектами гигантского магнитосопротивления. Открытие этого эффекта обусловило толчок для создания направления наноконструирования магнитных структур [1].

Причина интенсивных исследований ультратонких магнитных плёнок и магнитных сверхструктур на их основе во многом определяется возможностями их применения в технологиях записи высокой плотности [2] и устройствах спинтроники [3]. Использование мультислоенных магнитных структур с эффективным антиферромагнитным межслоевым взаимодействием в магниторезистивной памяти (Magnetic Random Access Memory) позволило уменьшить величину записываемых токов [4] и время записи [5].

Наномасштабная периодичность создаёт в магнитных мультислоенных структурах мезоскопические эффекты пространственной спиновой корреляции с медленной релаксационной динамикой намагниченности при замораживании системы в неравновесном состоянии. По сравнению с объёмными магнитными системами, в которых медленная динамика и эффекты старения проявляются вблизи критической точки, магнитные сверхструктуры с наномасштабной периодичностью дают возможность увеличить время релаксации за счёт эффектов, связанных с увеличенной в этих структурах характеристической корреляционной длиной спин-спиновых корреляций. Неравновесные «спин-стекольные» эффекты [6] могут наблюдаться в низкоразмерных магнетиках [7] и мультислоенных структурах [8] в более широком температурном интервале по сравнению с объёмными магнитными системами.

В данной работе методами Монте-Карло осуществлено исследование неравновесного критического поведения мультислоенных магнитных структур, описываемых анизотропной моделью Гейзенберга, и низкоразмерных магнетиков.

Исследования поддержаны грантами Президента РФ МД.6024.2016.2 и РФФИ 17-02-00279. Для проведения расчётов были использованы ресурсы суперкомпьютерного комплекса МГУ им. М.В. Ломоносова, межведомственного суперкомпьютерного центра РАН г. Москвы и г. Санкт-Петербурга, Центра данных ДВО РАН, г. Хабаровск.

1. R.A. Duine, K.-J. Lee, S.S.P. Parkin, M.D. Stiles, Arxiv.org:1705.10526 (2017).
2. Y. Chen, D. Song, J. Qiu et al., IEEE Trans. Magn. **46**, 697 (2010).
3. G. Scheunert, O. Heinonen, R. Hardeman et al., Appl. Phys. Rev. **3**, 011301 (2016).
4. J. Hayakawa, S. Ikeda, Y.M. Lee et al., Jpn. J. Appl. Phys. **45**, L1057 (2006).
5. A. Bergman, B. Skubic, J. Hellsvik et al., Phys. Rev. B **83**, 224429 (2011).
6. В.В. Прудников, П.В. Прудников, М.В. Мамонова, УФН **187**, 817 (2017).
7. I.S. Popov, P.V. Prudnikov, A.N. Ignatenko, A.A. Katanin, PRB **95**, 134437 (2017).
8. В.В. Прудников, П.В. Прудников, А.Н. Пуртов, М.В. Мамонова, Письма в ЖЭТФ **104**, 797 (2016).

Спиновые нематики с $S = 1, 3/2$ и 2

Ю.А. Фридман^{1*}, О.А. Космачев¹, Б.А. Иванов²

¹Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Россия

²Институт магнетизма НАН Украины, Киев, Украина

*E-mail: yuriiifridman@gmail.com

Интерес к изучению новых фазовых состояний спиновых систем магнетиков растёт в течение последних двух десятилетий. Для изотропных магнетиков при наличии высших по спинам обменных слагаемых типа $(S_1 S_2)^n$, $n > 1$ возможна реализация не только фаз с магнитным порядком, то есть с отличным от нуля средним значением спина (дипольного параметра порядка $\langle S \rangle$), но также и фаз с $\langle S \rangle = 0$, в которых спонтанное нарушение вращательной симметрии обусловлено средними значениями спиновых мультиполей, например, квадрупольными средними $S^{ij} = \langle S^i S^j + S^j S^i \rangle / 2$. Такое состояние, названное спиновым нематиком (SN), было найдено для магнетиков со спином $S=1$. Геометрическим образом SN-фазы является квадрупольный эллипсоид, представляющий симметричный тензор второго ранга S^{ij} , в основном состоянии этот эллипсоид является эллипсоидом вращения и симметрия состояния на узле есть C_∞ . Для этой системы найдена также ортогональная нематическая (ON), для которой ориентации главной оси квадрупольного эллипсоида перпендикулярны для разных подрешёток. Нематические состояния возникают только для моделей, учитывающих все высшие обменные инварианты вида $(S_1 S_2)^n$ с n до максимального значения $2S$. Нематические состояния спиновых систем с $S \geq 1$ представляет особый интерес для исследования квантовых состояний ультрахолодных газов атомов в оптических ловушках, для которых стандартной ситуацией являются немалые значения высших обменных интегралов. Нематические состояния для высших спинов $S > 1$ демонстрируют качественно новые эффекты, отсутствующие для случая $S=1$. Для спина $S=3/2$ найдены фазы с $\langle S \rangle = 0$, для которых симметрия относительно отражения времени нарушена за счёт нетривиальных свойств трёхспиновых средних. Ненулевые кубические средние определяют ось третьего порядка, а также комбинированное преобразование, то есть поворот на $\pi/6$ в сочетании с инверсией времени. В силу этого для спина $S=3/2$ возможно существование антинематической (AN) фазы, в которой оси третьего порядка для спиновых состояний подрешёток совпадают, а кубические корреляторы, определяющие планарную структуру, переходят друг в друга при повороте на угол $\pi/3$, что эквивалентно отражению времени.

Для системы со спином $S=2$ теоретически описаны несколько различных типов SN-состояний, среди которых есть и состояния с нарушенной инвариантностью относительно отражения времени и тетраэдрической симметрией средних на узле. Состояния магнетика со спином $S=2$ существенно отличаются от тех, что известны для исследованных ранее случаев. Для $S=2$ найдена ON фаза с низкой (двухосной C_2) симметрией спинового состояния на узле, а для тетраэдрической и антитетраэдрической фазы квадрупольные эллипсоиды вырождаются в сферы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-02-00069).

Изменение свойств нанокластеров графена по мере увеличения количества атомов углерода в рамках гамильтониана Хаббарда в приближении статических флуктуаций

А.А. Ванчугов*, Г.И. Миронов

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола, Россия

*E-mail: alvanch@mail.ru

Графену, являющемуся перспективным материалом для применения в различных областях [1], уделяется большое внимание как π -электронной сильно коррелированной системе, исследование которой основано в рамках классической модели Хаббарда [2,3]:

$$\hat{H} = \varepsilon \sum_{f,\sigma} a_{f\sigma}^+ a_{f\sigma} + \sum_{f \neq f'} B_{f,f'} (a_{f\sigma}^+ a_{f'\sigma} + a_{f'\sigma}^+ a_{f\sigma}) + U \sum_{f,\sigma} \hat{n}_{f\uparrow} \hat{n}_{f\downarrow},$$

где ε – собственная энергия электронов, $B_{f,f'}$ – интеграл перескока электрона с узла f на соседний узел f' нанокластера графена, U – кулоновский потенциал, $a_{f\sigma}^+$, $a_{f\sigma}$ – операторы рождения и уничтожения электрона на узле f с проекцией спина σ .

В работе рассмотрены нанокластеры графена различного размера, когда, взяв в центре в первом случае атом углерода, во втором случае гексагон, последовательно увеличивали размер нанокластера, окружая исходные нанокластеры симметричными слоями гексагонов, количество слоев гексагонов довели с одного до 8 слоёв, а количество атомов соответственно увеличилось с 13 до 384 атомов.

В качестве примера приведём фурье-образ антикоммутирующей функции Грина для нанокластера графена с 13 атомами ($\varepsilon_1 = \varepsilon$, $\varepsilon_2 = \varepsilon + U$):

$$\langle\langle a_{1\sigma}^+ | a_{1\sigma} \rangle\rangle_E = \frac{i}{2\pi} \left(\sum_{\alpha=\pm} \sum_{\gamma=1}^2 \left\{ \frac{3/20}{E - \varepsilon_\gamma + \alpha B} + \frac{1/10}{E - \varepsilon_\gamma + \alpha\sqrt{6}B} \right\} \right).$$

Полюса функций Грина определяют энергетический спектр, числители показывают вероятности нахождения электрона на соответствующем уровне энергии. В приближении статических флуктуаций [4,5] в модели Хаббарда были получены и проанализированы энергетические спектры нанокластеров. Рассчитаны плотности электронных состояний для различных случаев по мере роста числа атомов в нанокластере графена. Рассчитаны плотности электронных состояний для случая графена бесконечного размера, показано, как плотности электронных состояний конечных нанокластеров по мере роста числа атомов приближаются к виду плотности состояний в случае графена бесконечного размера. Рассчитаны и представлены уравнения на хипотенциал, позволяющие контролировать зависимость числа электронов от числа атомов углерода, температуры, химического потенциала. Для рассмотренных структур графена была рассчитана энергия основного состояния, проведён анализ изменения вида энергии основного состояния при увеличении числа атомов в нанокластере.

1. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang et al., *Science* **306**, 666, (2004).
2. J. Hubbard, *Proc. Roy. Soc.* **276**, 238 (1963).
3. Е.В. Кузьмин, Г.А. Петраковский, Э.А. Завадский, *Физика магнитоупорядоченных веществ*. Н.: Наука (1976).
4. Г.И. Миронов, *ФТТ* **47**, 1075 (2005).
5. Д.С. Волков, Г.И. Миронов, *Известия Пензенского государственного педагогического университета* 355 (2012).

Энергетические спектры одностенных углеродных нанотрубок типа кресло и типа зигзаг в модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций

А.В. Григорьева*, Г.И. Миронов

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола, Россия

*E-mail: alevtina-grigoreva1305@mail.ru

Работа посвящена теоретическому исследованию конечных кластеров углеродных нанотрубок в модели Хаббарда [1,2]:

$$H = \varepsilon \sum_i^N (n_{i\uparrow} + n_{i\downarrow}) + B \sum_f^N (a_{f\sigma}^+ a_{f'\sigma} + a_{f'\sigma} a_{f\sigma}^+) + U \sum_i^N n_{i\uparrow} n_{i\downarrow},$$

где ε – собственная энергия электронов в атоме; B – интеграл переноса; U – потенциальная энергия кулоновского взаимодействия двух электронов на одном атоме; $a_{f\sigma}^+ a_{f'\sigma}$ – операторы рождения и уничтожения электрона на узле f с проекцией спина σ ; f – индекс, описывающий номер узла кристаллической решётки, σ – проекция спина (\uparrow или \downarrow).

В работе приведены сравнения энергетических спектров для углеродных нанотрубок типа armchair (6,6), содержащих 36, 60, 84 и 96 атомов, и нанотрубок типа zigzag (6,0), содержащих 24, 60, 72 атома. Для нанотрубки типа armchair (6,6) в случае 36 атомов фурье-образ функции Грина имеет вид:

$$\langle\langle a_{1\uparrow}^+ | a_{1\uparrow} \rangle\rangle = \frac{i}{2\pi} \left\{ \frac{0.04166666667}{E - \sqrt{3 + \sqrt{2}B - \varepsilon - U}} + \frac{0.04166666667}{E - \sqrt{3 - \sqrt{6}B - \varepsilon - U}} + \frac{0.04166666667}{E - \sqrt{3 + \sqrt{6}B - \varepsilon - U}} + \frac{0.02083333333}{E + B + \sqrt{2}B - \varepsilon} + \frac{0.04166666667}{E + \sqrt{3 + \sqrt{2}B - \varepsilon - U}} + \frac{0.02083333333}{E - B - \sqrt{2}B - \varepsilon - U} + \frac{0.04166666667}{E - \sqrt{3}B - \varepsilon} + \frac{0.04166666667}{E + \sqrt{3 - \sqrt{6}B - \varepsilon - U}} + \frac{0.04166666667}{E + \sqrt{3 + \sqrt{2}B - \varepsilon}} + \frac{0.04166666667}{E - \sqrt{3 - \sqrt{2}B - \varepsilon}} + \frac{0.04166666667}{E - \sqrt{3 - \sqrt{2}B - \varepsilon - U}} + \frac{0.04166666667}{E + \sqrt{3}B - \varepsilon} + \frac{0.04166666667}{E + \sqrt{3 - \sqrt{2}B - \varepsilon}} + \frac{0.04166666667}{E - \sqrt{3 + \sqrt{6}B - \varepsilon}} + \frac{0.02083333333}{E + B - \sqrt{2}B - \varepsilon} + \frac{0.02083333333}{E + B + \sqrt{2}B - \varepsilon - U} + \frac{0.02083333333}{E - B + \sqrt{2}B - \varepsilon} + \frac{0.04166666667}{E - \sqrt{3 + \sqrt{2}B - \varepsilon}} + \frac{0.04166666667}{E + \sqrt{3}B - \varepsilon - U} + \frac{0.04166666667}{E + \sqrt{3 - \sqrt{6}B - \varepsilon}} + \frac{0.04166666667}{E + \sqrt{3 - \sqrt{2}B - \varepsilon - U}} + \frac{0.04166666667}{E - \sqrt{3}B - \varepsilon - U} + \frac{0.04166666667}{E + \sqrt{3 + \sqrt{6}B - \varepsilon}} + \frac{0.04166666667}{E + \sqrt{3 + \sqrt{6}B - \varepsilon - U}} + \frac{0.04166666667}{E - \sqrt{3 - \sqrt{6}B - \varepsilon}} + \frac{0.02083333333}{E - B - \sqrt{2}B - \varepsilon} + \frac{0.02083333333}{E + B - \sqrt{2}B - \varepsilon - U} + \frac{0.02083333333}{E - B + \sqrt{2}B - \varepsilon} + \frac{0.02083333333}{E - B + \sqrt{2}B - \varepsilon - U} \right\}.$$

Фурье-образы для функции Грина аналогичным образом получаются для нанотрубок, содержащих разное количество атомов. Были получены и проанализированы энергетические спектры нанотрубок в приближении статических флуктуаций в модели Хаббарда [3]. Рассчитаны и показаны уравнения на химпотенциал, позволяющие контролировать зависимость числа электронов от числа атомов углерода. Сделаны выводы о состояниях нанотрубок в зависимости от значений энергетических спектров при увеличении числа атомов в нанотрубке.

1. J. Hubbard, Electron correlations in narrow energy bands. P. 257 (1963).
2. Е.В. Кузьмин, Г.А. Петраковский, Э.А. Завадский, Физика магнитоупорядоченных веществ. С. 102. (1976).
3. Г.И. Миронов, Углеродные кольца нанотрубок в модели Хаббарда. С. 706. (2007).

Двухпараметрическая теория фазового перехода металл–изолятор в магнитном поле

Л. Дубовский

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия
Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия
E-mail: ldubovskii@mail.ru

Фазовый переход металл–изолятор рассмотрен на основе уравнений типа Гинзбурга-Ландау с двумя различными параметрами порядка. Любой фазовый переход металл–изолятор (МИ фазовый переход) в кристаллическом веществе должен быть переходом от состояния, в котором электронные зоны перекрываются, к состоянию, когда перекрытие отсутствует. Фазовый переход сопровождается появлением нового параметра порядка, представляющего собой плотность носителей заряда электронного или дырочного типа. МИ переход определяется давлением или распределением плотности вещества на МИ интерфейсе. Распределение плотности вещества на МИ интерфейсе является параметром порядка фазовых переходов первого рода. В дополнение к этому параметру у нас имеется другой параметр порядка, являющийся параметром порядка фазовых переходов второго рода и описывающий электронную плотность в металлической фазе. Эти два взаимодействующих параметра порядка могут быть описаны самосогласованными уравнениями типа Гинзбурга-Ландау для двух зонного проводника (см. [1,2]). Включение в эту картину магнитного поля является существенным шагом в понимании поведения кинетики МИ фазового перехода системы. Магнитное поле приводит к многочисленным сингулярностям поверхностного натяжения, которые дают радикальные изменения поведения кинетики фазового перехода. Наиболее сильная сингулярность связана с диамагнетизмом Ландау и определяет особенности кинетики МИ фазового перехода. Эта сингулярность объясняет хорошо известный экспериментальный факт, состоящий в том, что почти все полуметаллы являются диамагнетиками.

1. L. Dubovskii, JETP Letters **99**, 22 (2014).
2. L. Dubovskii, J. Low Temp. Phys. **182**, 192 (2016).

Global and local gap in graphene encapsulated in h-BN

A.D. Zabolotskiy^{1,2*}, Yu.E. Lozovik^{1,2,3}

¹Dukhov Research Institute of Automatics, Moscow, Russia

²Institute of Microelectronics Technology and High Purity Materials RAS, Chernogolovka, Russia

³Institute of Spectroscopy RAS, Troitsk, Russia

*E-mail: zabolotskiy@vniia.ru

Graphene and hexagonal boron nitride (h-BN), among other 2D materials, are the building blocks for vertical 2D van der Waals heterostructures. Graphene is usually used as controllable conducting layer, h-BN serves as insulator. However, it must be taken into account that h-BN modifies the behavior of electrons in graphene, imposing a moiré superlattice. The influence of one neighboring layer of h-BN or similar material on the electrons in graphene is studied well [1,2]. However, the combined effect of double moire from two neighboring layers in a heterostructure is studied less.

One significant effect on graphene spectrum coming from neighboring h-BN is the gap. It is known that graphene can obtain global gap in spectrum in the weak interaction regime, and the low-energy states of graphene can become localized in strong interaction regime. Following ref. [1], we study graphene placed between h-BN layers using effective tight-binding model, and also symmetry considerations.

In the more realistic weak interaction (perturbative) regime, we show that depending on the rotation angles of the h-BN layers, the global gap in the spectrum of graphene could be avoided, contrary to the case of a single neighboring layer when the gap is unavoidable.

In the non-perturbative regime of strong inter-layer interaction, we find that the low-energy modes could propagate along one-dimensional paths, contrary to the case of a single neighboring layer when there is either full localization or a two-dimensional net of possible paths.

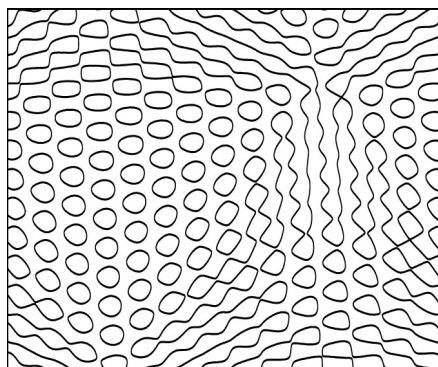


Рис. 1. TYPICAL PICTURE OF DOUBLE MOIRE PATTERN OF $m^{eff}=0$ LOCAL EFFECTIVE MASS (I.E., GAP) LEVEL LINES OCCURRING IN GRAPHENE.

1. M. Kindermann, B. Uchoa, D.L. Miller, PRB **86**, 115415 (2012).

2. P. San-Jose, A. Gutiérrez, M. Strula, F. Guinea, PRB **90**, 115152 (2014).

Магнитные фрустрации на изинговских цепочках

А.В. Зарубин*, Ф.А. Кассан-Оглы, А.И. Прошкин

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: Alexander.Zarubin@imp.uran.ru

Явление магнитной фрустрации в низкоразмерных магнетиках чрезвычайно активно изучается последние годы [1,2]. Существование в таких системах конкурирующих взаимодействий, приводящее к бесконечному числу допустимых эквивалентных (по энергии) состояний, определяет необычность их магнитных свойств и порождает разнообразие физических явлений, в том числе возможность возникновения специфических состояний, таких как спиновая жидкость, спиновый лёд и некоторых других [3,4]. Вследствие сложности таких систем возникают значимые проблемы с интерпретацией экспериментальных данных как термодинамических и магнитных характеристик, так и при анализе нейтронографических данных.

В представленной работе исследуются свойства одномерной модели Изинга на моноатомной эквидистантной решётке во внешнем магнитном поле с учётом обменных взаимодействий между спинами на узлах первых и вторых соседей. В данной модели возможно описание фрустрированных состояний.

С использованием метода трансфер-матрицы Крамерса-Ваннье получены точные решения для термодинамических функций, а также Фурье-образа парной спиновой корреляционной функции (ФОПСКФ), которая позволяет описать интенсивность рассеяния нейтронов в системе. Проведён подробный анализ конфигурационных особенностей фазовой диаграммы основного состояния.

Исследовано возникновение магнитных фрустраций в таких одномерных системах при наличии конкуренции не только между энергиями взаимодействий (т.н. геометрическая фрустрация), но и между ними и энергией внешнего магнитного поля. Сформулированы критерии возникновения фрустраций в системе.

Определено характерное поведение системы вблизи положения фрустрации, также проанализированы температурные и полевые особенности формирования энтропии, теплоёмкости, намагниченности и магнитной восприимчивости, а также ФОПСКФ системы. Продемонстрировано кардинальное отличие в поведении системы вне и во фрустрационной области. Также показано, что фрустрация в системе приводит к подавлению фазового перехода.

Предложенный анализ позволяет рассмотреть широкий круг явлений во фрустрированных низкоразмерных системах, описать их связь с упругим магнитным рассеянием неполяризованных нейтронов на одномерных или квазиодномерных магнитных системах. Также развитый математический аппарат даёт возможность решать подобные задачи в более сложных моделях, в частности, во многокомпонентных спиновых моделях с дискретной симметрией.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Квант», № 01201463332).

1. Ф.А. Кассан-Оглы, Б.Н. Филиппов, Известия РАН. Серия физическая **74**, 1513 (2010).
2. Introduction to frustrated magnetism. Ed. by C. Lacroix *et al.*, Springer (2011).
3. Frustrated spin systems. Ed. by H.T. Diep, World Scientific (2013).
4. A.V. Zarubin, F.A. Kassan-Ogly, A.I. Proshkin, Mater. Sci. Forum **845**, 122 (2016).

Теоретическое исследование электронной структуры углеродных нанотрубок типа зигзаг (9,0) в модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций

А.В. Захаров*, Г.И. Миронов

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола, Россия

*E-mail: zahar93n@mail.ru

В атоме углерода имеются три малоподвижных электрона σ -типа и один высокоподвижный π -типа, показано, что свойства нанотрубок из атомов углерода определяют в основном π -электроны [1].

При перекрытии волновых функций π -электроны могут переходить от одного атома к другому, когда на одном узле окажутся два электрона, необходимо учитывать кулоновское отталкивание этих электронов. Система π -электронов представляет собой систему с сильными корреляциями, для исследования которой можно использовать модель Хаббарда [2-4]:

$$\hat{H} = \varepsilon \sum_{f,\sigma} a_{f\sigma}^+ a_{f\sigma} + \sum_{f \neq f'} B_{ff'} \left(a_{f\sigma}^+ a_{f'\sigma} + a_{f'\sigma} a_{f\sigma}^+ \right) + \frac{U}{2} \sum_{f,\sigma} \hat{n}_{f\uparrow} \hat{n}_{f\downarrow},$$

где ε – собственная энергия электронов, $B_{ff'}$ – интеграл перескока электрона с узла f на соседний узел f' , U – кулоновский потенциал, $a_{f\sigma}^+$, $a_{f\sigma}$ – операторы рождения и уничтожения электрона на узле f и f' нанотрубки с проекцией спина σ .

С помощью приближения статических флуктуаций [5] решены уравнения движения, получены аналитические выражения для фурье-образов антикоммутирующих функций Грина. Построен энергетический спектр, показано как с увеличением количества атомов изменяется вид спектра элементарных возбуждений. Графически продемонстрировано, как ширина зоны проводимости (верхней хаббардовской подзоны) и ширина зоны запрещённых энергий изменяются по мере роста нанотрубки.

Получено решение для оператора рождения частицы для бесконечной одностенной нанотрубки, вычислена антикоммутирующая функция Грина, получен энергетический спектр. Считается, что одностенные нанотрубки, для которых разность хиральных индексов кратна трём, являются металлическими [1]. Анализ энергетического спектра показывает, что в соответствии с [6] (9,0) нанотрубка является полупроводником, правило кратности трём разности хиральных индексов не работает. Выведено уравнение на химический потенциал для нанотрубки с различным количеством атомов. Получены выражения для термодинамических средних, определяющих вероятности перескоков электронов с узла нанотрубки на соседний узел, вероятности нахождения двух π -электронов на одном узле нанотрубки. Получены аналитические выражения и представлены графически плотности электронных состояний для π -электронов, показано, как изменяется плотность электронных состояний по мере роста одностенной углеродной нанотрубки. Получено аналитическое выражение для энергии основного состояния углеродной нанотрубки, представлены графики зависимостей энергии основного состояния как функции отношения кулоновского потенциала к интегралу перескока, от числа узлов нанотрубки.

1. П.Н. Дьячков, Электронные свойства и применение нанотрубок, Москва (2011).
2. S.P. Shubin, S.V. Wonsowskii, Proc. Roy. Soc. A **145**, 159 (1934).
3. J. Hubbard, Proc. Roy. Soc. A **276**, 238 (1963).
4. Д.И. Хомский, ФММ **29**, 31 (1970).
5. G.I. Mironov, Physics of the Solid State **48**, 1378 (2006).
6. M. Ouyang, J. Huang, C. Cheung, C. Lieber, Science **292**, 702 (2001).

Переход металл-изолятор и тяжёлые носители тока в антиферромагнитной фазе модели Хаббарда с сильным кулоновским взаимодействием

П.А. Игошев^{1,2*}, В.Ю. Ирхин¹, М.А. Тимиргазин³

¹Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

³Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск, Россия

*E-mail: igoshev_pa@imp.uran.ru

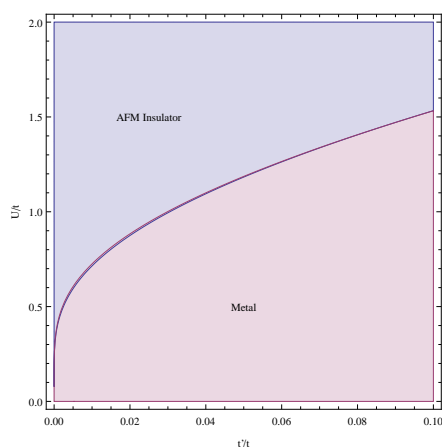


Рис. 1. Фазовая диаграмма модели Хаббарда при $n = 1$ в переменных плотность n – кулоновское взаимодействие U для квадратной решётки

В рамках метода вспомогательных бозонов Котляра-Рукештейна рассмотрено формирование спирального и антиферромагнитного состояния и слэтеровский сценарий перехода металл-изолятор в основном состоянии модели Хаббарда в том случае, когда он доминирует над мотовским [1–3]. Показано, что геометрия решётки в пределе малого U играет в этой ситуации критическую роль: для квадратной решётки условие нестинга и сингулярность ван Хофа в плотности электронных состояний приводит к очень узкой области антиферромагнитного металла между областями парамагнитного металла и антиферромагнитного изолятора. В случае кубической решётки область антиферромагнитного металла оказывается достаточно широкой. Представлена аналитическая теория, определяющая роль перехода. Исследован спектр дырок для антиферромагнитного состояния с малым числом носителей при $U \gg W$, где W – ширина зоны. В частности, при $U = \infty$ показано, что для квадратной решётки со спектром

$$\epsilon_k = -2t(\cos k_x + \cos k_y) + 4t' \cos k_x \cos k_y \quad (1)$$

насыщенный ферромагнитный порядок (состояние Нагаока) оказывается устойчивым (неустойчивым) при $t' > 0$ ($t' < 0$). Во втором случае дырочные состояния в антиферромагнитной матрице обладают значительной перенормировкой массы вплоть до $|t'| < t/\sqrt{2\pi}$ для квадратной решётки. В случае $|t'| > t/\sqrt{2\pi}$ для квадратной и всегда для кубической решётки при $t' < 0$ формируется антиферромагнитный порядок с умеренной перенормировкой массы. Упомянутые случаи исследованы аналитически.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта № 01201463326 в рамках госзадания «Электрон», РФФИ (грант № 16-02-00995а).

1. P.A. Igoshev, M.A. Timirgazin, V.E. Gilmutdinov et al., J. Phys.: Cond. Mat. **27**, 446002 (2015).
2. M.A. Timirgazin, P.A. Igoshev, A.K. Arzhnikov et al., J. Phys.: Cond. Mat. **28**, 505601 (2016).
3. M.A. Timirgazin, P.A. Igoshev, A.K. Arzhnikov et al., JLTTP **185**, 651 (2016).

Исследование фазового перехода металл-диэлектрик в плёнке VO_2 в диапазоне длин волн 8 мм

А.П. Каманцев^{1*}, Д.С. Калёнов¹, В.В. Коледов¹, М.П. Пархоменко¹, В.Г. Шавров¹, А.А. Комлев²,
А.Е. Комлев², Д.А. Кузьмин³, И.В. Бычков³

¹Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

²Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

³Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

*E-mail: kaman4@gmail.com

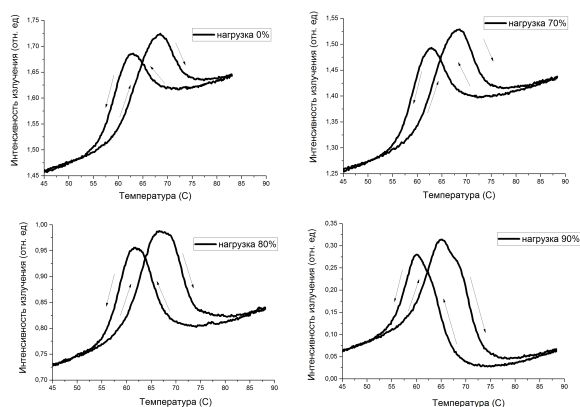


РИС. 1. Температурная зависимость интенсивности излучения образца, снятая на радиометре при разной нагрузке «холодного» излучения чёрного тела, охлаждаемого жидким азотом

Большой научный интерес проявлен к оксиду ванадия VO_2 , монокристаллы которого в стандартных условиях, обладая диэлектрическими свойствами, при частотах ниже 6,7 ТГц имеют высокую прозрачность и низкое поглощение, обусловленное низкой концентрацией свободных носителей ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Авторами работы экспериментально изучено собственное излучение тонкой плёнки VO_2 , напылённой на подложку из SiO_2 , вблизи фазового перехода (ФП) металл-диэлектрик ($T = 67^\circ\text{C}$) в диапазоне длин волн 8 мм. Для разделения вкладов собственного и отражённого излучения применена разностная методика измерений. Образец облучался подсветкой разной яркостной температуры: от 90% до 0% «холодного» излучения от нагрузки – чёрного тела, охлаждаемого азотом. Соотношение «холодного» и «тёплого» излучения регулировалось на аттенюаторе. В присутствии «тёплого» комнатного излучения (нагрузка азота 0–70%) уровень сигнала на радиометре линейно растёт с температурой, а в области ФП диэлектрик-металл наблюдается резкое увеличение интенсивности на 15% и температурный гистерезис (рис. 1). Интенсивность данных аномалий излучения при ФП в VO_2 , фиксируемая радиометром, не меняется при увеличении яркостной температуры подсветки от температуры кипения жидкого азота до комнатной. Также методами радиометрии выявлено гистерезисное поведение коэффициента отражения поверхности плёнки при прямом и обратном ФП, при этом вид кривой сильно зависит от частоты (27–37 ТГц). Для объяснения этого эффекта предложена теоретическая модель в рамках теории Друде, плазменная частота и частота соударений электронов зависят от температуры как в [1].

1. T. Peterseim, M. Dressel, M. Dietrich, A. Polity, Journal of Applied Physics **120**, 075102 (2016).

Моделирование корреляционных эффектов в монослое сурьмы

И.В. Кашин^{1*}, В.В. Мазуренко¹, А.Н. Руденко²

¹Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

²Институт Молекул и Материалов, Неймеген, Нидерланды

*E-mail: i.v.kashin@urfu.ru

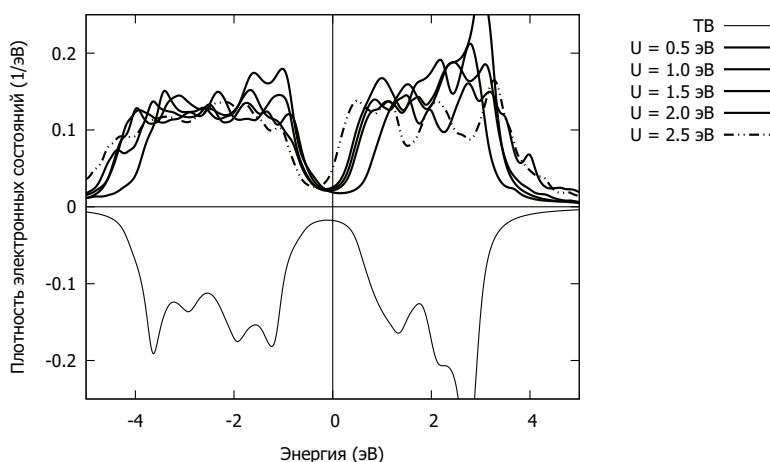


РИС. 1. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ, ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРА КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ U

Монослой сурьмы (МСС) представляет собой двумерную физическую систему, которая наряду с графеном и родственными ему соединениями может быть получена непосредственно в экспериментах. МСС является перспективным соединением с точки зрения возможности наблюдения на его примере топологических фазовых переходов [1].

В работе [2] была предложена модель магнитоактивной оболочки атомов сурьмы в приближении сильной связи (*tight binding* – *TB*). На её основе в данной работе было проведено теоретическое исследование влияния динамических электронных корреляций на электронную структуру системы. Для этого исходная модель была рассмотрена в рамках теории динамического среднего поля (*Dynamical Mean Field Theory* – *DMFT*) с применением метода точной диагонализации для решения эффективной примесной модели Андерсона.

Для расчёта параметр внутриатомного обменного взаимодействия был выбран $J = 0,3$ эВ. На рисунке 1 представлены результирующие спектральные функции, соответствующие плотности электронных состояний, для различных значений параметра кулоновского взаимодействия U . Видно, что рост U приводит к увеличению ширины энергетических зон и влияет на их положение, что находится в контрасте со случаем двумерной системы черного фосфора [3]. Это указывает на существенность роли динамических корреляций в формировании электронной структуры МСС, материала с большими перспективами использования в передовой наукоёмкой индустрии.

Работа поддержана грантом Российского Научного Фонда № 17-72-20041.

1. S.H. Kim et al., *Sci. Rep.* **6**, 33193 (2016).
2. A.N. Rudenko, M.I. Katsnelson, R. Roldan, *PRB* **95**, 081407 (2017).
3. L. Craco, T.A. da Silva Pereira, S. Leoni, *PRB* **96**, 075118 (2017).

Термоупругое мартенситное превращение в сплаве Ti_2NiCu на микро-, нано- и мезомасштабе размеров

П.В. Лега¹, В.В. Коледов^{1*}, Н.Ю. Табачкова², А.В. Иржак^{2,3}, А.В. Шеляков⁴, Д.С. Кучин¹,
А.П. Орлов¹, В.Г. Шавров¹

¹Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

²Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, Россия

³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

⁴Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Россия

*E-mail: victor_koledov@mail.ru

Методом просвечивающей электронной микроскопии экспериментально изучены проявления термоупругого мартенситного перехода в клиновидных пластинках сплава Ti_2NiCu . Величины температур начала и конца прямого и обратного мартенситного перехода использованных в данной работе образцов составляют соответственно: $M_s = 60^\circ C$, $M_f = 52^\circ C$, $A_s = 55^\circ C$ и $A_f = 64^\circ C$. Обнаружено, что в Ti_2NiCu при комнатной температуре мартенситная фаза наблюдается при уменьшении толщины пластины по крайней мере до 80 нм, а в более тонких слоях наблюдается аустенитная фаза. Изучение кристаллографической структуры клиновидных пластинок сплава при различных температурах в интервале 100 ÷ 400 К показало, что температура термоупругого мартенситного перехода в сплаве Ti_2NiCu уменьшается при уменьшении толщины пластины, а при толщине менее 20 нм переход блокируется. Зависимость температуры мартенситного перехода от толщины пластины имеет гистерезисный характер (рис. 1а).

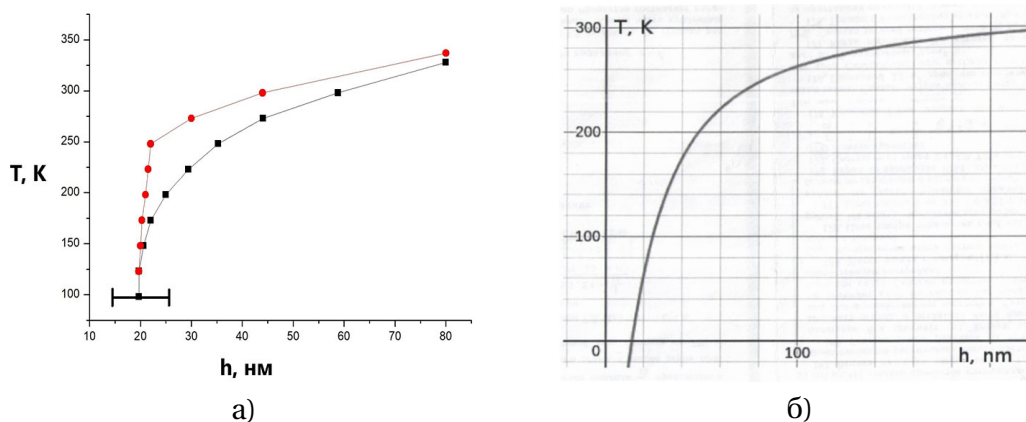


РИС. 1. Зависимость температуры мартенситного перехода T в клиновидной пластинке сплава Ti_2NiCu от толщины пластинки h : (А) эксперимент; (Б) теоретическая оценка согласно модели

Предложена физическая мезоскопическая модель, объясняющая температурную зависимость мартенситного перехода от толщины пластинки. В рамках этой модели сделано предположение, что в наноразмерных слоях материал находится под действием отрицательного давления вблизи плоской поверхности по отношению к давлению в её глубине. Можно также предположить, что этот отрицательный вклад в давление может быть существенен в отсутствие кривизны поверхности, например, в тонких пластинках твердотельных материалов и на краях более толстых клиновидных образцов. Согласно гипотезе, физический смысл этого вклада заключается в том, что совокупность молекулярных сил в твёрдом теле, притягивающих молекулы, имеет равнодействующую, которая отражает коллективное сжатие малых

объемов материала в его глубине, и которое убывает при приближении к поверхности на расстоянии порядка некоторого параметра a . Сам параметр a должен быть найден в эксперименте или рассчитан на основе квантовомеханических микроскопических моделей. Развивая эту идею, можно попытаться получить аналог формулы Клапейрона-Клаузиуса для зависимости температуры перехода аустенит–мартенсит от давления или от толщины пластины. Качественно эта формула приводит к повышению температуры фазового перехода при снижении давления (уменьшение толщины) для сплавов, у которых плотность аустенита ниже плотности мартенсита, и к снижению температуры мартенситного перехода при снижении давления (уменьшения толщины) для сплавов, у которых плотность аустенита выше плотности мартенсита (рис. 1б).

Работа выполнена за счет гранта РФФИ № 17-19-01748.

1. P. Lega et al., *Advanced Engineering Materials* **19(8)**, 1700154 (2017).

Мартенситный переход $\gamma \rightarrow \alpha$ в нанозёрнах и наночастицах Fe-Ni

А.Р. Кузнецов^{1,2*}, Л.Е. Карькина¹, И.Н. Карькин¹

¹Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

*E-mail: a_kuznetsov@imp.uran.ru

В результате многочисленных экспериментальных работ установлено, что наноматериалы обладают рядом уникальных свойств. Изучение $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода в наноматериалах и наночастицах позволяет проследить особенности его механизма и кинетики в сравнении с данным процессом в крупнозернистых материалах. Следует отметить, что имеются экспериментальные данные о существенном усилении электрон-фононного взаимодействия при возникновении «мягких мод» в ГЦК-сплаве вблизи точки решёточной неустойчивости (также наблюдаемой при мартенситном переходе), что резко повышает температуру сверхпроводящего перехода [1].

В работе проанализирован $\gamma \rightarrow \alpha$ переход как в нанозернах, так и в наночастицах сплава Fe-20 at.% Ni с использованием моделирования методом молекулярной динамики. Используются опробованные многочастичные (EAM) потенциалы межатомного взаимодействия, описывающие фазовую диаграмму Fe-Ni.

Для перехода в нанозёрнах показано, что модификация зернограничной структуры в нанозёрнах, часто рассматриваемая в качестве предвестника образования новой фазы, фактически является важным этапом перехода. Роль границ зёрен при переходе оказалась более сложной, чем это обычно предполагалось, и не может быть адекватно описана просто снижением поверхностной энергии при образовании зародыша фазы (сценарий принятый в традиционных моделях перехода). Состояние границы зерна и разориентировка соседних γ -зёрен играют важные роли в динамике $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода. Мы считаем, что этот вывод важен для разработки микроскопической модели, описывающей механизмы развития решёточной неустойчивости и мартенситного перехода.

Также проведено моделирование мартенситного перехода при коалесценции двух наночастиц Fe-20 at.% Ni в диапазоне размеров $d \approx 3-7$ нм [2]. Анализ ориентационных соотношений показал, что наблюдаются ориентационные соотношения Курдюмова-Закса между исходной γ -фазой и конечной α -фазой (при $T = 0$ К) для всех изученных случаев разориентации зёрен. Получено существенное изменение типа границ контакта между двумя наночастицами после завершения мартенситного перехода, вызванное изменением индексов оси разориентировки частиц и числа её элементов симметрии. В частности, для асимметричных границ с осью наклона (110) γ показана тенденция превращения большеугловых границ зёрен между частицами (ГЦК-фаза) в малоугловые (ОЦК-фаза). Для симметричных границ сохраняется вариант большеугловой контактной границы между частицами, которая является случайной в рамках возможных ориентационных соотношений. Анализ смещений на начальной стадии мартенситного перехода показал, что они начинаются со ступенек на поверхности наночастиц и возле их границы контакта приблизительно в одно и то же время. Показаны последовательные стадии зарождения смещений при мартенситном переходе. Кинетика перехода сходна с его кинетикой в нанозёрнах. Полученные результаты позволяют судить о механизме возникновения решёточной неустойчивости и $\gamma \rightarrow \alpha$ мартенситного перехода, говорят о важной роли границ зёрен, относительная доля которых в наноматериалах велика.

1. A.A. Gippius, N.E. Sluchanko, V.V. Glushkov et al., J. Phys.: Cond. Matter **12**, 9167 (2000).

2. L.E. Karkina, I.N. Karkin, A.R. Kuznetsov, Physics Letters A **381**, 2965 (2017).

Магнитное упорядочение и электрическая поляризация в манганатах

В.В. Меньшенин*, Н.Н. Гапонцева

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: menshenin@imp.uran.ru

Определена симметрия основного состояния манганата лантана в антиферромагнитной фазе. Показано, что основное состояние характеризуется двумя неприводимыми представлениями пространственной группы $Pbam$ [1]. Установлено, что первое из этих представлений является полностью симметричным, а базисной функцией этого представления оказывается z - проекция вектора \mathbf{C} (в обозначениях Дзялошинского), описывающая дальний магнитный порядок ионов Mn в позиции $4f$; тогда как второе представление есть Γ_2 , характеризующее упорядочение спинов ионов Mn в позиции $4h$, базисными функциями которого являются проекции вектора \mathbf{A} на ось y и вектора \mathbf{G} на ось x соответственно. Векторы \mathbf{G} , \mathbf{A} меняют знак при перестановке подрешёток под действием операции пространственной инверсии. Таким образом, переход из парамагнитного состояния в антиферромагнитную фазу должен происходить по двум неприводимым представлениям группы симметрии парамагнитного состояния. Были исследованы фазовые переходы в рамках теории Ландау в антиферромагнитную структуру с учётом в термодинамическом потенциале инвариантов до шестой степени по степеням параметров порядка. Найдено точное решение для параметров порядка в результате фазового перехода второго рода, когда оба они отличны от нуля. Определены условия, при которых этот переход реализуется как переход второго рода. Определена линия переходов первого рода и критическая точка. Показано, что в антиферромагнитной фазе вследствие взаимодействия спиновых волн с оптическими фононами может появиться динамическая электрическая поляризация. Благодаря резонансному взаимодействию оптических фононов со спиновыми волнами поляризация может оказаться доступной для экспериментального обнаружения.

Сравнение этих результатов с полученными ранее результатами анализа магнитного упорядочения в соединениях PrMn_2O_5 и BiMn_2O_5 и причин отсутствия сегнетоэлектрического упорядочения в первом из оксидов и наличия электрической поляризации во втором из них [2] позволяет сделать следующее заключение. Сегнетоэлектрическое упорядочение, индуцируемое коллинеарным антиферромагнитным дальним порядком при магнитном переходе из парамагнитной фазы в соединениях RMn_2O_5 , может появиться только в том случае, если волновой вектор магнитной структуры связан с неоднородными представлениями пространственной группы системы, а магнитные векторы, описывающие антиферромагнитное состояние, включают в свой состав хотя бы два из них ортогональные друг другу. В этом случае дальний магнитный коллинеарный антиферромагнитный порядок допускает существование инвариантов в эффективном гамильтониане, линейных относительно электрической поляризации. Это условие является необходимым, но не достаточным, поскольку спиновые флуктуации вблизи фазового перехода второго рода могут подавлять появление дальнего сегнетоэлектрического порядка. Наличие же в эффективном гамильтониане инвариантов, квадратичных по электрической поляризации, означает возможность реализации в системе структурного перехода, сопровождающегося появлением электрической поляризации. Однако экспериментально изменение кристаллической структуры в манганатах не обнаружено.

1. В.В. Меньшенин, Н.Н. Гапонцева, ФТТ **59**, 865 (2017).

2. В.В. Меньшенин, ЖЭТФ **147**, 1179 (2015); ЖЭТФ **149**, 165 (2016).

Зонная структура и оптические переходы в одностенных углеродных нанотрубках в модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций

Г.И. Миронов

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола, Россия

E-mail: mirgi@marsu.ru

В углеродных нанотрубках углерод находится в sp^2 -гибридизованном состоянии и основной вклад в свойства таких систем вносит π -электронная система [1], особенностью этой системы является то, что π -электроны являются частично локализованными и частично делокализованными.

В ряде работ, например [2], отмечается, что экспериментальные данные по нанотрубкам нельзя объяснить без привлечения концепции о сильно коррелированных состояниях. Для описания сильно коррелированных систем можно использовать модель Хаббарда [3]. Следует отметить, что модель Хаббарда является частным случаем модели Шубина-Вонсовского [4], предложенной практически за 30 лет до модели Хаббарда. Хотя и в графене, и в нанотрубках, и в случае фуллерена мы имеем дело с sp^2 -гибридизацией, очевидно, что параметры модели Шубина-Вонсовского-Хаббарда для этих трёх аллотропных состояний углерода должны быть разными, особенно, что касается интеграла переноса, поскольку орбитали π -электронов в нанотрубках оказываются непараллельными друг другу.

Предложенная в работе методика решения модели одностенной углеродной нанотрубки в рамках гамильтониана Шубина-Вонсовского-Хаббарда в приближении статических флуктуаций [5] позволяет объяснить, как можно проанализировать содержимое объёмного образца нанотрубок в зависимости от геометрии нанотрубки, в общем случае в зависимости от хиральности нанотрубок. Понятно, что нужно получить перед этим экспериментальные и теоретические данные по зависимости минимальной оптической щели E_{11} [6], а возможно и второй оптической щели E_{22} , а также E_{33} и E_{44} от радиуса нанотрубок в случае хиральных нанотрубок и ахиральных нанотрубок типа «кресло» и «зигзаг», исследуя ультрачистые индивидуальные нанотрубки. Вычисления показали, что ширина минимальной оптической щели E_{11} обратно пропорциональна квадрату радиуса нанотрубки в случае нанотрубки типа «зигзаг». После получения таких зависимостей экспресс-анализ промышленных образцов нанотрубок на наличие и процентное содержание нанотрубок определённой геометрической структуры может значительно упроститься. Это позволит, варьируя условия синтеза углеродных нанотрубок по определённым параметрам производства, узнать в каких случаях выход нанотрубок нужной структуры будет оптимальным.

При проведении расчётов опора была сделана на известные эксперименты по определению ширины запрещённой зоны в «металлических» нанотрубках типа «зигзаг» (9,0), (12,0), (15,0) [7]. Удалось показать, почему эти нанотрубки являются узкощелевыми полупроводниками, и получить значения ширины запрещённой зоны, которые в пределах погрешностей эксперимента совпали с данными эксперимента. Поэтому с большой долей истинности можно выдвигать утверждение, что все одностенные углеродные нанотрубки типа «зигзаг» являются полупроводниками, правило, согласно которому треть нанотрубок типа «зигзаг» (разность индексов хиральности делится на три), является неверным. Этим самым можно подтвердить, что нестабильность Пайерлса наблюдается и в случае нанотрубок типа «зигзаг», при температурах вблизи абсолютного нуля нанотрубки будут обладать свойствами диэлектриков.

1. T. Pichler, M. Knupfer, M.S. Golden, J. Fink, PRL **80**, 4729 (1998).
2. Z. Wang, D. Psiachos, R.F. Badilla, et al., J. Phys.: Cond. Mat. **21**, 095009 (2009).
3. J. Hubbard, Proc. Roy. Soc. A **276**, 238 (1963).
4. S.P. Schubin, S.V. Wonsowskii, Proc. Roy. Soc. A **145**, 159 (1934).

5. Г.И. Миронов, ФТТ **44**, 209 (2002).
6. П.Н. Дьячков, Электронные свойства и применение нанотрубок, Бином (2011).
7. M. Ouyang, J.-L. Huang, C. Li, et al., Science **292**, 702 (2001).

Аномальное поведение магнетокалорического эффекта в открытой нанопроволоке

В.В. Вальков, В.А. Мицкан*, М.С. Шустин

Институт физики имени Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

*E-mail: mitskan@iph.krasn.ru

Предсказано аномальное поведение магнетокалорического эффекта в открытой нанопроволоке со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и наведённым потенциалом сверхпроводящего спаривания при изменении магнитного поля H . Индуцирование аномального поведения определяется тем, что при рассмотрении открытой нанопроволоки с конечным числом узлов в области параметров, для которой состояние бесконечной проволоки являлось топологически нетривиальным, возникает конечное число подобластей, в которых фермионная чётность основного состояния отрицательна. При пересечении каждой границы происходит квантовый фазовый переход со сменой фермионной чётности, сопровождающийся магнетокалорическими аномалиями (см. рис. 1).

Обнаруженные особенности магнетокалорического эффекта сохраняются при учете кулоновских взаимодействий. Включение кулоновских корреляций приводит к смещению областей с топологически нетривиальной фазой бесконечной цепочки. При изменении параметров внутри данных областей для открытой короткой цепочки реализуется каскад квантовых переходов с изменением фермионной четности основного состояния, сопровождающийся сменой знака магнетокалорического эффекта.

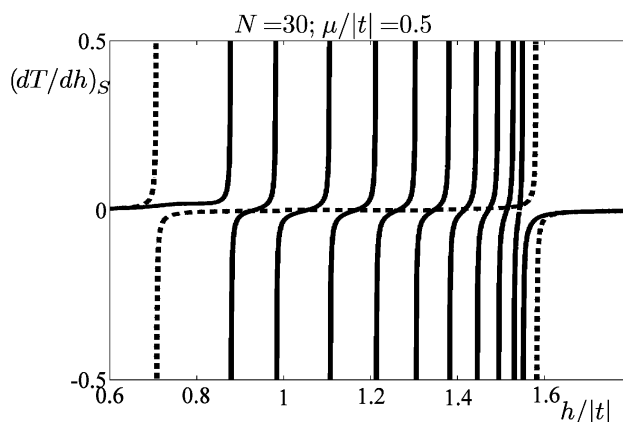


Рис. 1. Зависимость магнетокалорического эффекта от магнитного поля для цепочки из 30 узлов при температуре $T=10^{-3}|t|$, наведённом потенциале сверхпроводящего спаривания $\Delta=0,5|t|$ и спин-орбитальном взаимодействии Рашбы $\alpha=0,8|t|$, где $|t|$ – амплитуда интеграла перескока между ближайшими узлами. Штриховые линии соответствуют поведению магнетокалорического эффекта в замкнутой цепочке, сплошные – в разомкнутой

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ, Правительства Красноярского края и Краевого фонда науки (проекты № 16-02-00073-а, 17-42-240441), а также в рамках гранта Президента РФ МК-1398.2017.2.

Ферромагнитный резонанс в упорядоченных 2D-массивах квадратных нано- и микроэлементов

П.Д. Ким¹, В.А. Орлов^{1,2*}, Е.Ю. Руденко^{1,2}, А.В. Кобяков^{1,2}, А.В. Лукьяненко^{1,2},
В.С. Прокопенко³, И.Н. Орлова³, Т.В. Руденко²

¹Институт физики имени Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

²Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

³Красноярский государственный педагогический университет имени В.П. Астафьева, Красноярск, Россия

*E-mail: orlhome@rambler.ru

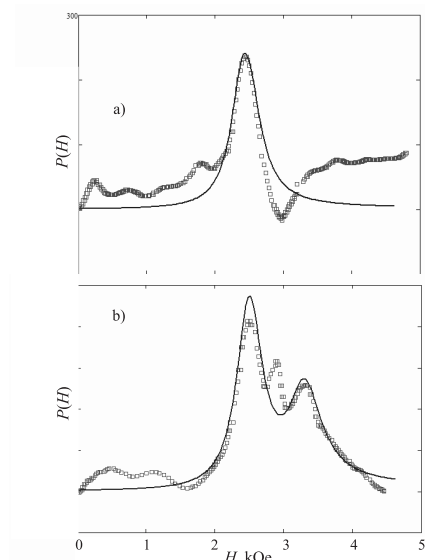


Рис. 1. Интегральные кривые поглощения

уравнения позволило определить амплитуды колебаний кора магнитного вихря в наноточках и поглощаемую мощность. Результат расчётов показан на рисунке 1 сплошными линиями.

Удовлетворительное качественное согласие экспериментальных данных и аналитических оценок позволяет считать верным предположение о магнитостатической причине расщепления частоты ФМР.

Факт сильного взаимного влияния элементов может оказаться препятствием в попытках найти надёжный метод управления состоянием намагниченности (поляризованностью и киральностью) в массивах плотно упакованных элементов. Вместе с тем, этот фактор открывает возможность практически одновременно управлять состоянием целого набора элементов, охваченных одной модой колебаний.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ проект № 16-32-00103.

1. A.A. Thiel, PRL **30**, 230 (1975).

2. J. Kim, S.-B. Choe, J. of Magn. **12**, 113 (2007).

Экспериментально и теоретически исследуются особенности резонансного поведения намагниченности двумерного массива магнитостатически взаимодействующих ферромагнитных элементов квадратной формы. Массив квадратных наноточек был сформирован методом «Lift-off» из сплошной плёнки термическим напылением в высоком вакууме сплава 80НХС на кремниевую подложку, покрытую фоторезистом. В эксперименте резонансное поведение намагниченности исследовалось на ФМР спектрометре при частоте $\omega=415$ МГц. В результате были получены кривые поглощения, интегральный вид которых показан на рисунке 1. При малых расстояниях между элементами в массиве наблюдается расщепление резонансной частоты.

Теоретический расчёт проводился на основе решения уравнения Тила [1] для координаты коров магнитных вихрей с учётом магнитостатического взаимодействия:

$$\mathbf{G} \times \mathbf{v} - D\mathbf{v} - \nabla U = 0. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{G} – гировектор, \mathbf{v} – вектор скорости кора магнитного вихря, D – коэффициент эффективного вязкого трения [2], U – эффективная потенциальная энергия кора, включая магнитостатическую энергию в дипольном приближении. Решение этого

Динамика намагниченности в двумерных массивах квадратных нано- и микроэлементов

В.А. Орлов^{1,2*}, Е.Ю. Руденко^{1,2}, А.В. Кобяков^{1,2}, А.В. Лукьяненко^{1,2}, П.Д. Ким¹,
В.С. Прокопенко³, И.Н. Орлова³

¹Институт физики имени Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

²Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

³Красноярский государственный педагогический университет имени В.П. Астафьева, Красноярск, Россия

*E-mail: orlhome@rambler.ru

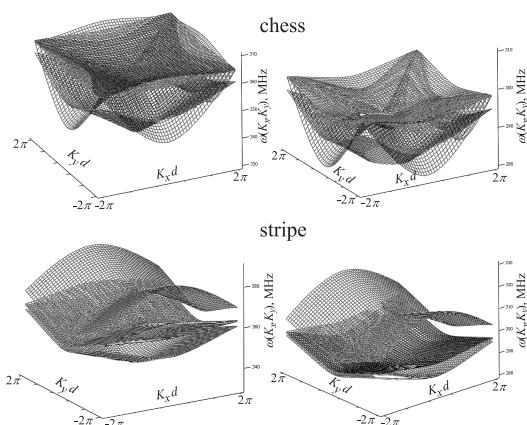


Рис. 1. Дисперсионные поверхности для шахматной и полосовой структуры. Для удобства восприятия высокочастотный и низкочастотный диапазон разнесены

почки. Законы дисперсии для рассмотренных случаев приведены на рисунке 1.

Проведённый эксперимент на 2D-массиве квадратных микроточек из пермаллоя показал, что при включении магнитного поля перпендикулярного плёнке, величина расщепления частот в длинноволновом пределе совпадает по порядку величины с предсказанными законами (рис. 1).

Важно, что при проектировании устройств на основе больших массивов наноэлементов нельзя пренебрегать взаимным влиянием их магнитных моментов на частотах, близких к собственным.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ проекты № 16-32-00103 и № 18-02-00187.

1. A.A. Thiel, PRL **30**, 230 (1975).

В работе представлены результаты аналитического и численного исследования особенностей коллективного движения намагниченности в массиве магнитостатически взаимодействующих ферромагнитных микроэлементов квадратной формы. Получено выражение для эффективного потенциала кора магнитного вихря в квадратной наноточке, которое в дальнейшем используется для вычисления частот мод колебаний намагниченности в двумерном массиве. В основе расчётов лежит уравнение Тила [1]. Энергия магнитостатического взаимодействия между элементами массива была записана в дипольном приближении.

Решение уравнения движения для колов магнитных вихрей позволило определить частоты мод в длинноволновом приближении для частных случаев шахматного распределения знака топологического заряда π_T вихрей и полосовой структуры, где наноточки с одинаковым π_T образовывали одномерные взаимодействующие цепи.

Модель Изинга на квадратной декорированной решётке в магнитном поле

А.И. Прошкин*, Ф.А. Кассан-Оглы

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: proshkin_ai@imp.uran.ru

Рассмотрена антиферромагнитная модель Изинга на квадратной декорированной решётке с учётом взаимодействий между ближайшими соседями в магнитном поле. Численными методами исследовано поведение намагниченности, энтропии и магнитной теплоёмкости в рассматриваемой системе.

Из полевой зависимости намагниченности, представленной на рис. 1а, видно, что, во-первых, любое сколько угодно малое магнитное поле изменяет основное состояние, так что система становится намагниченной, и, во-вторых, имеется критическое поле $H_{fr} = 4$, в котором при низких температурах происходит скачок намагниченности. В полях выше критического основное состояние системы является ферромагнитно упорядоченным.

Если модель Изинга на простой квадратной решётке испытывает фазовый переход в магнитных полях вплоть до $H=4$ в соответствии с гипотезой Мюллера-Хартманна и Циттарза [1], то в декорированной решётке любая сколько угодно малая величина внешнего магнитного поля полностью подавляет фазовый переход в системе. Магнитная теплоёмкость вблизи фрустрирующего поля испытывает расщепление на два широких куполообразных максимума.

В критическом поле при низких температурах имеется $2^{N/3}$ различных конфигураций, обладающих одинаковой энергией. Как следствие, основное состояние системы оказывается фрустрированным с нуль-температурным значением энтропии, равным $1/3 \ln 2$ (рис. 1б).

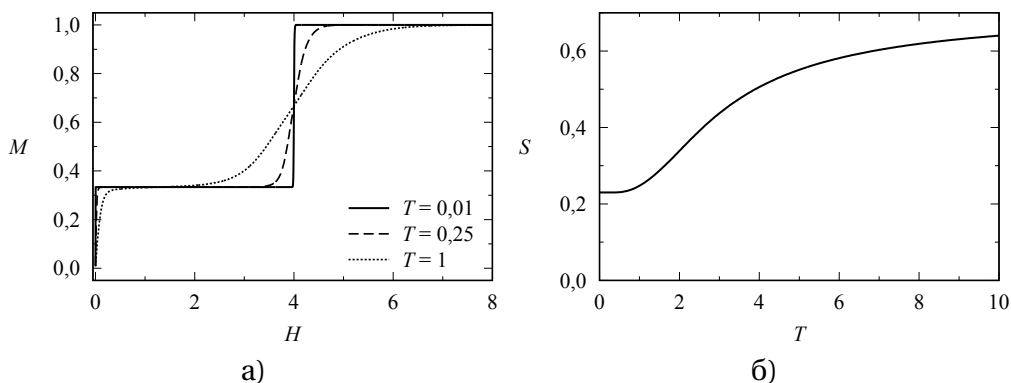


РИС. 1. Полевая зависимость намагниченности в антиферромагнитной модели Изинга на квадратной декорированной решётке для трёх значений температур а), температурная зависимость энтропии во фрустрирующем поле $H_{fr} = 4$ б)

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Квант», № 01201463332).

1. E. Müller-Hartmann, J. Zittartz, Physik B **27**, 261 (1977).
2. F.A. Kassin-Ogly, A.K. Murtazaev, A.K. Zhuravlev et al., JMMM **384**, 247 (2015).

Численные исследования эффектов старения и нарушения ФДО в неравновесном поведении двумерной XY-модели

В.В. Прудников*, П.В. Прудников, И.С. Попов

Омский государственный университет имени Ф.М. Достоевского, Омск, Россия

*E-mail: prudnikov@univer.omsk.su

В последние годы исследование систем, характеризующихся медленной динамикой, вызывает значительный интерес как с теоретической, так и экспериментальной точек зрения. Это обусловлено предсказываемыми и наблюдаемыми при медленной эволюции систем из неравновесного начального состояния свойствами старения, характеризующимися нарушениями флуктуационно-диссипативной теоремы. Примерами подобных систем с медленной динамикой и эффектами старения являются такие комплексные неупорядоченные системы как спиновые стёкла [1], системы, испытывающие фазовые переходы второго рода с аномально большими временами релаксации в критической области [2,3], а также двумерная XY-модель с проявлением эффектов медленной динамики во всей низкотемпературной фазе с $T \leq T_{\text{ВКТ}}$ – температуры топологического фазового перехода Березинского-Костерлица-Таулесса [4,5]. Введённое ранее для спиновых стекол флуктуационно-диссипативное отношение (ФДО), связывающее двухвременную спиновую функцию отклика и двухвременную корреляционную функцию и обобщающую флуктуационно-диссипативную теорему на случай неравновесного поведения, становится новой универсальной характеристикой для неравновесного критического поведения различных систем.

В данной работе осуществлено численное исследование методом Монте-Карло особенностей неравновесного критического поведения в двумерной структурно неупорядоченной XY-модели при её эволюции из низкотемпературного начального состояния ($T_0 = 0$). На основе анализа двухвременной зависимости автокорреляционных функций и динамической восприимчивости для систем со спиновыми концентрациями $p = 1, 0, 9$ и $0,6$ были выявлены эффекты старения, характеризующиеся замедлением релаксации и корреляции в системе с ростом времени ожидания. Впервые показано, что присутствие дефектов структуры приводит к эффектам субстарения в поведении спин-спиновой автокорреляционной функции и сверхстарения в поведении связанной спиновой автокорреляционной функции.

Для рассмотренных систем в работе впервые были получены значения универсального предельного флуктуационно-диссипативного отношения. Так, проведённый расчёт температурной и концентрационной зависимости предельного ФДО $X^\infty(T, p)$ показал, что при использовании спин-спиновой автокорреляционной функции значения $X^\infty(T, p) < 1$ для всех температур $T \leq T_{\text{ВКТ}}(p)$ и рассмотренных спиновых концентраций p , в то время как при использовании связанной спиновой автокорреляционной функции $X^\infty(T, p) > 1$. Для случая с $X^\infty(T, p) < 1$ показано, что температурная зависимость $X^\infty(T, p)$ является линейно возрастающей и значения $X^\infty(T, p)$ при фиксированной температуре T растут с увеличением концентрации дефектов структуры. Выявлена универсальная зависимость $X^\infty(T, p)$ от приведённой температуры $T/T_{\text{ВКТ}}(p)$, имеющая линейный характер для всех рассмотренных спиновых концентраций p . Для случая с $X^\infty(T, p) > 1$ показано, что для чистой системы значения $X^\infty(T, p = 1)$ уменьшаются с ростом температуры, в то время как для структурно неупорядоченных систем увеличиваются. При этом значения $X^\infty(T, p)$ для структурно неупорядоченной модели больше, чем для чистой, и увеличиваются с ростом концентрации дефектов для рассмотренных значений спиновой концентрации p .

1. L. Berthier, J. Kurchan, Nature Phys. **9**, 310 (2013).
2. P. Calabrese, A. Gambassi, J. Phys. A **38**, R133 (2005).
3. В.В. Прудников, П.В. Прудников, М.В. Мамонова, УФН **187**, 817 (2017).
4. L. Berthier, P.C.W. Holdsworth, M. Sellitto, J. Phys. A **34**, 1805 (2001).
5. П.В. Прудников, В.В. Прудников, И.С. Попов, Письма в ЖЭТФ **101**, 596 (2015).

Высокопроводящее состояние низкоразмерных систем при конечных температурах

Л.М. Свирская

Южно-Уральский государственный гуманитарно-педагогический университет, Челябинск, Россия
E-mail: svirskayalm@mail.ru

Одной из характерных особенностей систем с пониженной размерностью является возможность скачкообразного перехода в высокопроводящее состояние под влиянием внешних воздействий (давления, температуры, изменения плотности). К числу таких систем относятся, например, тонкие слои и одномерные проводящие капилляры быстрозамороженных металло-аммиачных растворов [1], полимерные нанотрубки и нанопибриллы [2], нанокристаллические металлооксидные плёнки [3] и др. Переход в состояние высокой проводимости (СВП) может сопровождаться образованием полярных состояний, что позволяет применить для его описания модель Шубина-Вонсовского [4]. Энергетический спектр двухэлектронной системы ($N_e=N=2$, N – число узлов) в полярной модели кристалла при учёте интеграла U кулоновского отталкивания электронов в «двойке» и интеграла переноса t содержит три синглетных состояния и трёхкратно вырожденное триплетное состояние. Среднее число «двоек» \bar{S} , вычисленное методами статистической термодинамики для такого спектра, определяется выражением:

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \frac{ch \frac{K}{kT} - \frac{U}{2K} sh \frac{K}{kT} + e^{-\frac{U}{2kT}}}{ch \frac{K}{kT} + ch \frac{U}{2kT} + e^{\frac{U}{2kT}}}, \quad K = \sqrt{\left(\frac{U}{2}\right)^2 + 4t^2}. \quad (1)$$

В частном случае, когда $t \rightarrow 0$, из (1) следует:

$$\bar{S}_{t \rightarrow 0} = \frac{1}{2e^{U/kT} + 1}, \quad (2)$$

т.е. с ростом U величина \bar{S} уменьшается. В области низких температур, когда $U/kT \gg 1$, интеграл кулоновского отталкивания «двойки» играет роль энергии активации. В другом предельном случае, когда $U \rightarrow 0$, из (1) следует:

$$\bar{S}_{U \rightarrow 0} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2 + ch \frac{2|t|}{kT}} \right), \quad (3)$$

т.е. рост интеграла t приводит к увеличению \bar{S} . В основном состоянии эффективная масса токоносителей увеличивается с ростом интеграла U ($\partial m^* / \partial U > 0$), что согласуется с критерием СВП [5,6]:

$$am^*u > h, \quad (4)$$

указывающим на важность учёта электрон-фононного взаимодействия [7] (a – параметр решётки, u – скорость звука, h – постоянная Планка), и с экспериментально обнаруженным возрастанием эффективной массы на 4 порядка при переходе в СВП быстрозамороженных металло-аммиачных растворов [1].

1. P. Arendt, Solid State Comm. **67**, 12, 1161 (1988).
2. А.Н. Алешин, ФТТ **49**, 11, 1921 (2007).
3. Т.В. Бельшева, Г.Н. Герасимов, В.Ф. Громов, ЖФХ **84**, 9, 1706 (2010).
4. S.P. Shubin, S.V. Vonsovsky, Proc. Roy. Soc. A **145**, 159 (1934).
5. С.В. Вонсовский, М.С. Свирский, Л.М. Свирская, ФММ **67**, 885 (1989).
6. Л.М. Свирская, Вестник ЮУрГУ, серия «Математика, механика, физика» **6**, 1091(2012).
7. F. Giustino, RMP **89**, 1 (2017).

Теоретическое изучение одностенных золотых нанотрубок (8,0) в модели Хаббарда в приближении статических флуктуаций

Г.И. Миронов, А.Д. Семенов*

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола, Россия

*E-mail: richman-aleks@mail.ru

Интерес к теоретическому исследованию нанотрубок, состоящих из атомов золота Au, вызван возможностью их применения в качестве контактов между элементами молекулярной электроники, а также необходимостью выяснения причин обладания золотыми нанотрубками большей способностью к катализу по сравнению с объёмными материалами из атомов золота [1]. Расчёты в [2] в случае нанотрубок (8,0) из атомов золота показали, что в золотых нанотрубках d -электроны вовлекаются в электронный транспорт, зона проводимости соответствует d -электронам, тогда как s -электроны, находясь в валентной зоне, не принимают участия в транспорте электронов. Золото относится к подгруппе меди группы переходных металлов, для исследования которых успешно применяется модель Хаббарда [3]. Отметим, что за 30 лет до работы Хаббарда была предложена более общая модель [4] Шубина-Вонсовского. Целью нашей работы является исследование золотых нанотрубок (8,0), содержащих от двух десятков до нескольких сотен атомов золота. Гамильтониан модели Хаббарда для d -электронной системы имеет вид:

$$H = \varepsilon \sum_i (n_{i\uparrow} + n_{i\downarrow}) + B \sum_f (a_{f\sigma}^{\dagger} a_{f'\sigma} + a_{f'\sigma} a_{f\sigma}^{\dagger}) + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow},$$

где ε – собственная энергия d -электронов; B – интеграл перескока электрона с узла на соседний узел; U – кулоновский потенциал; $a_{f\sigma}^{\dagger} a_{f'\sigma}$ – операторы рождения и уничтожения электрона на узле f с проекцией спина σ . Решения модели Хаббарда получены в рамках приближения статических флуктуаций [5]. При небольшом количестве атомов в [6] было показано, что одностенная золотая нанотрубка (SWGН) ведёт себя как полупроводник, наша работа подтверждает этот вывод, но при большем количестве атомов, как показывает наше исследование, нанотрубка ведёт себя как металл. Увеличение числа атомов золота в составе нанотрубки ведёт как к увеличению числа уровней энергии в спектре, так и к увеличению ширины валентной зоны и зоны проводимости (верхней и нижней хаббардовских подзон). Ширина щели между верхней и нижней хаббардовскими подзонами, играющей роль зоны запрещённых энергий заметно сужается от Au(24) к Au(112) по мере увеличения количества атомов в золотой нанотрубке (8,0) и при числе атомов 112 система при рассматриваемых значениях параметров модели Хаббарда переходит в металлическое состояние. Таким образом, при определённых значениях параметров рассматриваемой квантовой системы мы наблюдаем переход полупроводник–металл. Вычислены энергия основного состояния, энергия ионизации и энергия сродства к электрону, был проведён сравнительный анализ наносистем. Вычислена и построена плотность электронных состояний, пики на графике соответствуют особенностям Ван Хофа. Расстояние между сингулярностями левее и правее энергии Ферми определяет минимальную энергии прямого перехода при оптическом поглощении в золотой нанотрубке (8, 0).

1. V.G. Yarzhemsky, C. Battocchio, Rus. J. Inorg. Chem. **56**, 1, 947 (2011).
2. P.N. D'yachkov, Rus. J. Inorg. Chem. **60**, 8, 947 (2015).
3. J. Hubbard, Proc. Roy. Soc. A **276**, 1365, 238 (1963).
4. S.P. Shubin, S.V. Wonsowskii, Proc. Roy. Soc. A **145**, 854 (1934).
5. Г.И. Миронов, Е.Р. Филиппова, ФТТ **54**, 8 (2012).
6. X.P. Yang, J.M. Dong, PRB **71**, 233, 403 (2005).

Анизотропия магнитосопротивления и сопротивления Холла в области перехода антиферромагнетик–сверхпроводник в $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

Т.Б. Чарикова^{1*}, Н.Г. Шелушнина¹, Д.С. Петухов¹, А.С. Клепикова¹, О.Е. Петухова¹,
А.А. Иванов²

¹Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

*E-mail: charikova@imp.uran.ru

Исследования сильно коррелированных систем, которые находятся вблизи точки квантового фазового перехода между принципиально различными основными состояниями (из металлического в диэлектрическое, из антиферромагнитного в сверхпроводящее и т.п.), в настоящее время представляют большой интерес. Сильные флуктуации, развивающиеся в окрестности непрерывного квантового фазового перехода, приводят к существенным электронным корреляциям, что затрудняет описание данных систем в рамках стандартной теории фермижидкости. Более того, проблема взаимосвязи сверхпроводимости и магнетизма всегда является актуальной в физике конденсированного состояния. Показано, что на границе перехода антиферромагнетик–сверхпроводник в стехиометрических соединениях электронно-легированных сверхпроводников $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ имеет место корреляция магнитосопротивления и сопротивления Холла, которую можно проанализировать на основе степенного соотношения $\rho_{xy}(B) \sim [\rho_{xx}(B)]^\beta$ [1].

Анализ коэффициента анизотропии сопротивления свидетельствует о том, что перенос в направлении c резко некогерентен в области сосуществования антиферромагнитного и сверхпроводящего упорядочения ($x = 0,135; 0,145$) и приближается к когерентному в сверхпроводящей фазе ($x = 0,15$). Мы предполагаем, что именно сосуществование (и конкуренция) двух типов упорядочения в квантовых ямах CuO_2 способствует некогерентному характеру переноса носителей заряда вдоль оси c в исследованных монокристаллических плёнках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$.

Анизотропный характер коэффициента Холла в плёнках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с различной ориентацией оси c (001) и (010) указывает на наличие некогерентного переноса носителей заряда между проводящими плоскостями и особенностей движения вихрей в двумерной системе.

Обсуждается влияние нестехиометрического беспорядка на особенности анизотропии магнитосопротивления и сопротивления Холла.

1. N.G. Shelushinina, G.I. Harus, T.B. Charikova et al., *Low Temperature Physics* **43**, 593 (2017).

Транспорт экситонов в одномерных молекулярных агрегатах

М.А. Шакиров^{1*}, С.К. Сайкин², Ю.Н. Прошин¹

¹Казанский Федеральный Университет, Казань, Россия

²Гарвардский университет, Кембридж, США

*E-mail: s.mars-9@mail.ru

Интерес к оптическим свойствам супрамолекулярных структур на основе органических пигментных молекул мотивирован возможностью их применения в нанофотонике, квантовой информатике, а также для создания оптических и химических сенсоров [1,2]. В таких структурах сигнал может передаваться посредством электронных возбуждений молекул – синглетных френкелевских экситонов, что позволяет не брать во внимание дифракционные ограничения. Недавно в экспериментальных работах [3–5] было показано, что экситонные возбуждения в молекулярных агрегатах способны распространяться на расстояния порядка нескольких микрон, при этом предполагалось, что существенную роль в транспорте экситонов играет когерентная динамика. Одна из таких структур на основе молекул гетеротриангуленов [5] была детально изучена в нашей работе [6]. Нами была построена детальная микроскопическая модель, позволяющая дать сравнительную оценку результатам, полученным на основе экспериментов.

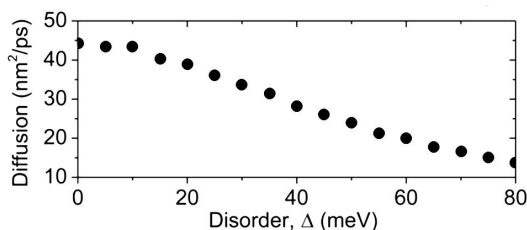


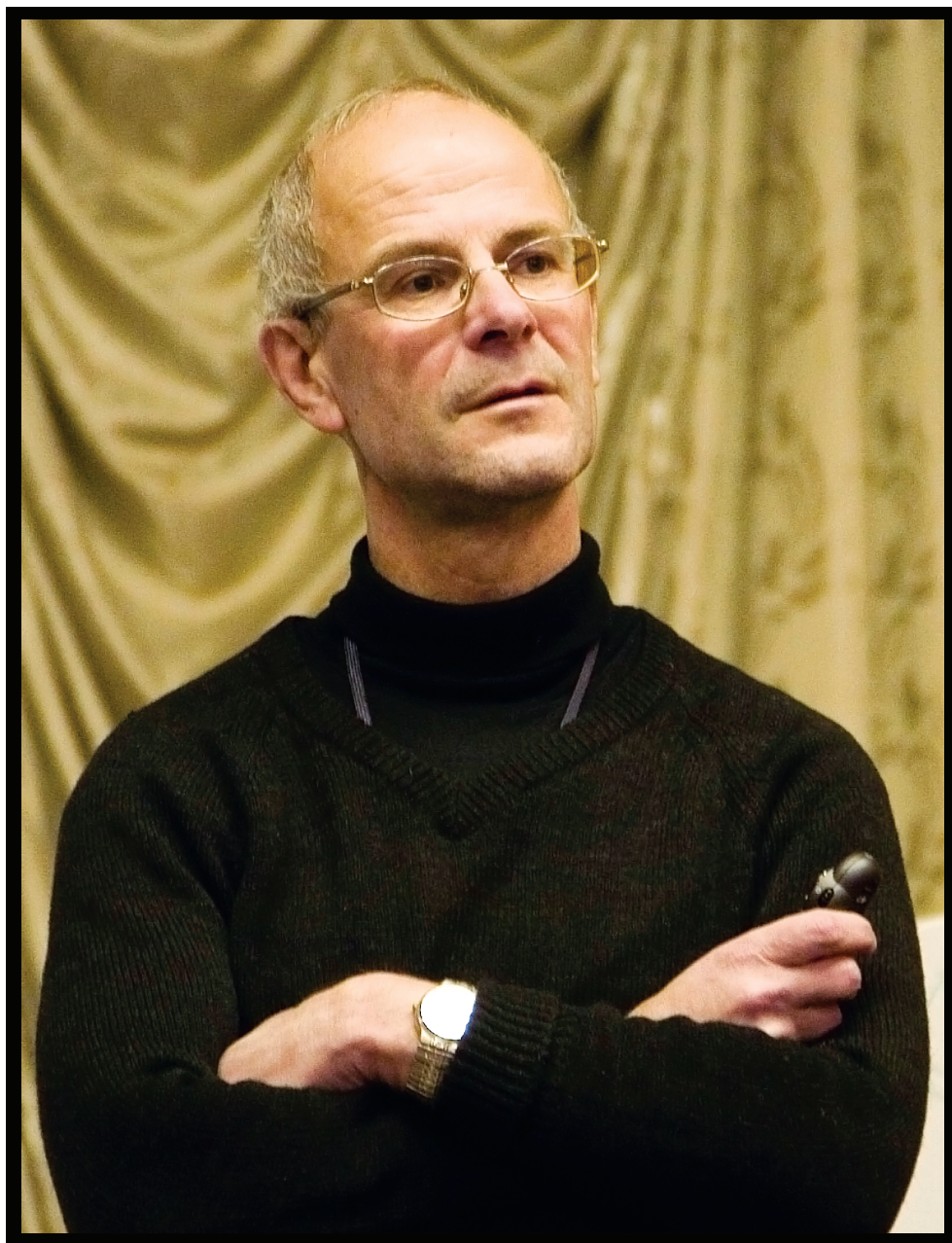
РИС. 1. Зависимость коэффициента диффузии от величины беспорядка

При этом удалось смоделировать как когерентную, так и некогерентную динамику экситонов. Мы показали, что когерентное распространение экситона затухает в пределах нескольких межмолекулярных расстояний. Для оценки дальности некогерентного распространения возбуждений в цепи мы пользовались понятием коэффициента диффузии. На рисунке показана зависимость коэффициента диффузии от величины структурного беспорядка в агрегате. Последнее было введено с целью приблизить модель к описанию реальных систем. Мы получили, что даже при полностью упорядоченной структуре значение коэффициента диффузии в несколько раз ниже оценок, полученных на основе экспериментальных данных. Данный результат предполагает, что экситонный механизм передачи возбуждений в молекулярных агрегатах недостаточен для описания экспериментов [3–5]. Скорее всего, в данных структурах происходит гибридизация экситонных возбуждений и фотонных мод с образованием слабо локализованных поляритонов, что, возможно, даёт необходимую подвижность экситонов [1–3].

Работа была проведена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (проект № 3.2166.2017/4.6). ШМА также благодарен РФФИ за частичную поддержку (проект № 16-02-01016).

1. S.K. Saikin et al., *Nanophotonics* **2**, 21, (2013).
2. Y. Yongli et al., *Chem. Soc. Rev.* **42**, 4325 (2014).
3. J.R. Caram et al., *Nano Lett.* **16**, 6808 (2016).
4. I. Eisenberg et al., *Phys. Chem. Chem. Phys.* **16**, 11196 (2014).
5. A.T. Headler et al., *Nature* **523**, 196 (2015).
6. S.K. Saikin et al., *J. Phys. Chem. C* **121**, 24994 (2017).

СЕМИНАР ПАМЯТИ К.А. КИКОИНА



*КИКОИН Константин Абрамович
(1945–2016)*

Junctions of quantum wires – renormalization by fermionic approach

D.N. Aristov

Petersburg Nuclear Physics Institute, NRC «Kurchatov Institute», Gatchina, Russia
Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia
E-mail: aristov@thd.pnpi.spb.ru

An impurity in a quantum wire with electronic interaction is subject to power-law renormalization of its scattering amplitude, the effect is well known since early 1990s [1,2]. Such renormalization leads to a complete loss of transparency (conductance) of the wire for repulsive interaction in the zero-temperature limit. The problem was addressed by two complementary theoretical approaches, bosonization [1] and conventional fermionic one [2]. Both approaches were generalized for the case of junctions of several quantum wires [3,4] and similar renormalization effects were demonstrated.

In the initial formulation the fermionic approach was developed in the lowest order of interaction strength for arbitrary junction, characterized by its S matrix [2,3]. The appearing logarithmic singularities were treated in a poor-man renormalization group (RG) scheme. We found a way to improve this simplified treatment by going to higher orders of perturbation theory and extracting the principal sequence of one loop diagrams contributing to RG beta function [5].

The scaling exponents found by our method are in exact correspondence with bosonization studies. Moreover, the fermionic approach provides much wider information about RG flows and fixed points, depending on the interaction strength [6]. This becomes increasingly important for junctions of three and four wires, where bosonization approach may be questionable [7].

I will sketch the basics of fermionic approach and the results obtained so far. These include peculiarities of renormalization of chiral junctions [7] crossings of edge states of topological insulators [8] renormalization group equations out of equilibrium [9].

1. C.L. Kane, M.P.A. Fisher, PRB **46**, 15233 (1992); A. Furusaki, N. Nagaosa, PRB **47**, 4631 (1993).
2. D. Yue, L.I. Glazman, K.A. Matveev, PRB **49**, 1966 (1994).
3. S. Lal, S. Rao, D. Sen, PRB **66**, 165327 (2002).
4. M. Oshikawa, C. Chamon, I. Affleck, J. Stat. Mech. 2006(02), P02008 (2006).
5. D.N. Aristov, P. Wölfle, PRB **80**, 045109 (2009).
6. D.N. Aristov, A.P. Dmitriev, I.V. Gornyi et al., PRL **105**, 266404 (2010).
7. D.N. Aristov, P. Wölfle, PRB **88**, 075131 (2013).
8. D.N. Aristov, R.A. Niyazov, PRB **94**, 035429 (2016).
9. D.N. Aristov, I.V. Gornyi, D.G. Polyakov, P. Wölfle, PRB **95**, 155447 (2017).

Исследование формирования упорядоченного состояния металлов в рамках метода функциональной ренормгруппы

П.А. Игошев*, А.А. Катанин

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия
Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

*E-mail: igoshev_pa@imp.uran.ru

В рамках метода функциональной ренормгруппы (fRG, одночастично-неприводимая реализация) [1,2] с температурным обрезанием (регулятором) T рассмотрено формирование упорядоченного состояния в невырожденной модели Хаббарда для трёхмерных решёток. Для уравнений fRG использовалось однопетлевое приближение и приближённое расщепление уравнений по каналам рассеяния [3], что позволяет существенно сократить число неизвестных – вершин V , в каждом канале зависящих от импульсов.

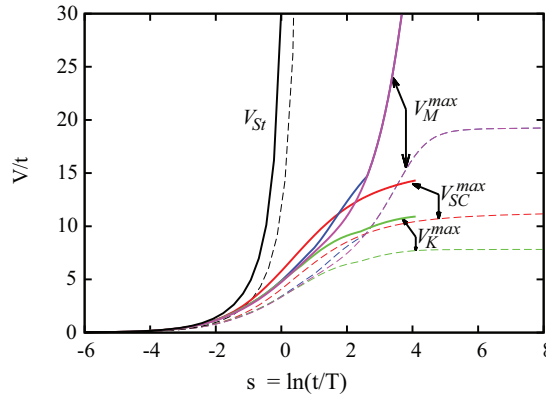


Рис. 1. Температурные зависимости максимальной в данном канале вершин для ГЦК решётки с параметрами переноса $t' = -0,13t$, $t'' = +0,08t$. V_{max}^{SC} – максимальная вершина в сверхпроводящем (красная линия), V_{max}^M – магнитном (синяя линия), V_{max}^K – зарядовом (зелёная линия) канале. Фиолетовым цветом показана вершина в магнитном канале на нулевой передаче импульса $V_M(q=0)$. Результат теории Стонера (V_{St}) – чёрные линии. Все линии для $U = 5t$ штриховые, для $U = 6t$ – сплошные

На рис. 1 в качестве примера показана температурная зависимость максимальной вершины в разных каналах для ГЦК решётки с параметрами переноса $t' = -0,13t$, $t'' = +0,08t$ и энергией Ферми $E_F = 2,1t$ – случай, когда E_F лежит вблизи сингулярности ван Хофа плотности состояний. Сравнение с результатами теории Стонера показывает, что учёт рассеяния в разных каналах приводит к существенному уменьшению критической температуры T_C перехода в ферромагнитное состояние (расходимость вершины). Для исследованных параметров переход в ферромагнитное состояние происходит между $U = 5t$ и $U = 6t$. При высоких температурах доминируют несоизмеримые магнитные флуктуации, которые затем подавляются магнитными флуктуациями с нулевой передачей импульса (ферромагнитными).

Разработанный метод применим к анализу результатов первопринципных расчётов для определения типа неустойчивости парамагнитного состояния.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта № 01201463326 в рамках госададания «Электрон», РФФИ (грант № 17-02-00942а).

1. C. Honerkamp and M. Salmhofer, PRB **64**, 184516 (2001).
2. W. Metzner et al., RMP **84**, 299 (2012).
3. C. Husemann and M. Salmhofer, PRB **79**, 195125 (2009).

The interplay of mass renormalizations and shifts of the chemical potential as measured by the positions of VAN HOVE singularities in Fe based multiband superconductors

S.-L. Drechsler*, D.V. Efremov

Leibniz-Institute for SolidState Research and Materials Science IFW Dresden, Dresden, Germany
E-mail: s.l.drechsler@ifw-dresden.de

As compared to density functional theory based (DFT) electronic structure calculations the experimentally (ARPES) observed quasi-particles exhibit both a squeezing (mass renormalization) of their momentum dispersion and a relative shift towards the Fermi energy accompanied with charge redistribution in a multi-band system. Both phenomena are consequences of the ignored el-el interaction (self-energy) in the DFT approaches treated here as bare reference states ignoring the weak correlation and exchange effects taken into account in their present day implemented DFT-functionals. The quasi-2D electronic structure of the Fe based superconductors (IBS) gives rise to generic VAN HOVE singularities in the density of states (DOS) slightly below the FERMI energy $\varepsilon_F = 0$. We argue that its position is mainly determined by the doping dependent matrix element of the fundamental high-energy interactions, the orbital dependent HUBBARD onsite repulsion U and the HUND's coupling J . The mass renormalization at and near ε_F instead contains also significant low-energy bosonic contributions among them the pairing interaction which provide the glue responsible for superconductivity within our adopted effective multi-band (orbital) ELIASHBERG-MIGDAL approach. The experimentally SOMMERFELD coefficient γ of the linear in temperature specific heat provides a natural constraint on both high- and low energy interactions. Within in this picture we analyze the most strongly correlated isovalent hole overdoped superconductors $A\text{Fe}_2\text{As}_2$ with $A = \text{K, Rb, Cs}$ based on high-precision full relativistic GGA and LDA DFT and GW calculations with a k-dependent self-energy focusing on the saddle-point Fe $3d_{xz}-3d_{yz}$ derived VAN HOVE singularity and compare them with our ARPES, specific heat and magnetic susceptibility data. The 3 sister systems under consideration are expected to have nearly the same high-energy interactions U and J but different low-energy ones due to the vicinity of a quantum critical point to a novel phase (probably a stripe-type phase according to NMR) which causes a non-FERMI liquid behavior in the spin lattice relaxation rate $1/T_1$, the penetration depth, and in the resistivity, all most pronounced for CsFe_2As_2 . From the comparison of the distances of the VAN HOVE singularities to ε_F of -14.5 meV for KFe_2As_2 and -11 meV for CsFe_2As_2 from ARPES with the naturally underestimated DFT and GW predictions (-50 and -14 meV for the GW), we conclude that CsFe_2As_2 is less strongly correlated than its K and Rb sister-compounds in sharp contrast with an opposite statement in Ref. [1] suggesting an increase of $U \approx 15$ to 20 % ongoing from KFe_2As_2 to CsFe_2As_2 . Puzzles of the decreasing and rather small WILSON ratios, the nature of an unusual (non-phonon) bosonic excitation near 20 meV idetected in point-contact spectroscopy, the anisotropies of the upper critical field $H_{c2}(T)$, and various scenarios for the line-nodal gap structure on various Fermi surface sheets (FSS) of KFe_2As_2 in the superconducting state as well as the elucidation of the dominant -FSS for the pairing are briefly discussed, too. For more details see [2-4].

1. F Eilers et al., PRL **116**, 237, 003 (2017).
2. S.-L. Drechsler et al., Physica Status Solidi (b) **254**, 1700006 (2017).

Многоэлектронное представление в физике сильнокоррелированных систем

В.Ю. Ирхин*, Ю.Н. Скрябин

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*E-mail: valentin.irkhin@imp.uran.ru

Атомное представление X -операторов в модели Хаббарда с сильными корреляциями [1] оказалось чрезвычайно плодотворным для прояснения физики многоэлектронных (МЭ) состояний в конденсированных средах. Этот подход было успешно развит в работах Ю.П. Ирхина, Л.А. Максимова и К.А. Кикоина [2-4]. В частности, МЭ представление было обобщено на случай вырожденных зон проводимости; была установлена связь X -операторов с одноэлектронными операторами [2,3]. Более того, с определённой точки зрения МЭ состояния многочастичной системы оказываются первичными по сравнению с обычными одноэлектронными состояниями. Например, в топологической картине [5] фермионы возникают при разрыве струн (аналогичная ситуация возникает в андерсоновском состоянии резонирующих валентных связей – RVB). В современной теории конденсированного состояния используются различные представления МЭ операторов в терминах фермиевских и бозевских вспомогательных частиц – голонов, спинов, допонов [6–9], дающие разные физические картины спектра элементарных возбуждений. При рассмотрении спектра купратов (базовых систем для высокотемпературных сверхпроводников) возникает нодально-антинодальная дихотомия [6]: природа спектра различна на разных участках поверхности Ферми (ПФ). Спектр является бесщелевым вблизи нодальных точек $(\pm\pi/2, \pm\pi/2)$ (где возбуждения описываются как дираковские фермионы) и щелевым вблизи антинодальной точки $(0, \pi)$. В теории среднего поля для $t - J$ модели [7] электронный спектральный вес происходит из двух зон: низкоэнергетической спиновой и высокоэнергетической электронной. Спектральный вес от спиновой зоны представляет собой острый когерентный пик. Широкий спектральный вес от электронной зоны соответствует некогерентному фону. Вблизи нодальной точки возникает сильное гибридизационное перемешивание между фермиевскими спинонами и электронами, а вблизи антинодальной точки смешивание отсутствует. Соответственно ПФ является большой или остаётся малой. По существу, такая картина близка к гибридизационной двухзонной модели решётки Кондо, где возникает разделение локализованных и коллективизированных состояний [8]. Альтернативное описание может быть дано в терминах бозевских (швингеровских) спинов [9]. Рассмотрены проблемы хаббардовского расщепления и перехода от «малой» поверхности Ферми к «большой» в сильнокоррелированных d - и f -системах. При этом изменение статистики спинов происходит в точке квантового фазового перехода между двумя фазами конфайнмента: магнитной и фазой с большой ПФ [10]. Формирование малой ПФ (конфайнмент спинов и голонов) и переход в состояние с хаббардовскими подзонами (неупорядоченными локальными моментами) оказываются связанными с топологическим порядком в состоянии спиновой жидкости.

1. J. Hubbard, Proc. Roy. Soc. **A285**, 542 (1965).
2. В.Ю. Ирхин, Ю.П. Ирхин, ФММ **76**, 4, 49 (1993); Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в d - и f -металлах и их соединениях. Екатеринбург: УрО РАН (2004).
3. V.Yu. Irkhin, Yu.P. Irkhin, Phys. stat. sol. (b) **183**, 9 (1994).
4. Л.А. Максимов, К.А. Кикоин, ФММ **28**, 43 (1969).
5. X.-G. Wen, Quantum Field Theory of Many-Body Systems, From the Origin of Sound to an Origin of Light and Electrons. Oxford University Press (2004).
6. P.A. Lee, N. Nagaosa, X.-G. Wen, RMP **78**, 17 (2006).
7. T.C. Ribeiro, X.-G. Wen, PRB **74**, 155113 (2006).
8. В.Ю. Ирхин, Ю.Н. Скрябин, Письма в ЖЭТФ **106**, 161 (2017).
9. M. Punk and S. Sachdev, PRB **85**, 195123 (2012).
10. S. Sachdev, M.A. Metlitski, M. Punk, J. Phys.: Cond. Mat. **24**, 294205 (2012).

Two-color Fermi liquid theory for transport through a multi-level Kondo impurity

M.N. Kiselev

International Center for Theoretical Physics, Trieste, Italy
E-mail: mkiselev@ictp.it

We consider a quantum dot with few orbital levels occupied by two electrons connected to two electric terminals. The generic model is given by a multi-level Anderson Hamiltonian. The weak-coupling theory at the particle-hole symmetric point is governed by a two-channel $S = 1$ Kondo model characterized by intrinsic channels asymmetry. Based on a conformal field theory approach we derived an effective Hamiltonian at a strong-coupling fixed point. The Hamiltonian capturing the low-energy physics of a two-stage Kondo screening represents the quantum impurity by a two-color local Fermi-liquid. Using non-equilibrium perturbation theory around the strong-coupling fixed point we analyze the transport properties of the model at finite temperature, Zeeman magnetic field and source-drain voltage applied across the quantum dot. We compute the Fermi-liquid transport constants and discuss different universality classes associated with emergent symmetries.

Quantum phase transition in the electron-hole liquid in coupled-quantum wells

I.Ya. Polishchuk

National Research Center «Kurchatov Institute», Moscow, Russia
E-mail: iyppolishchuk@gmail.com

Condensation of Photons coupled to a Dicke field and Collective States in Optical Microcavities

V. Fleurov

School of Physics and Astronomy, Tel Aviv University, Tel Aviv, Israel

E-mail: fleurov@post.tau.ac.il

Considering Bose-Einstein condensation of light coupled to incoherent dye molecules in a microcavity, we show that the system permits superfluid regimes where the relevant molecular degrees of freedom are collective Dicke states rather than individual excitations. For sufficiently high dye concentration, Dicke states become robust against local decoherence. We study a model describing competition of interactions between N two-level systems (TLSs) against decoherence. Most interesting is the case when decoherence strongly affects a single TLS, e.g. via broadening of emission lines as well as vibrational satellites, however its influence is strongly suppressed for large N due to the interactions between TLSs. In this interaction dominated regime we find unique signatures in the emission spectrum, including strong $O(\sqrt{N})$ level shifts, as well as $1/N$ suppression of both the decoherence width and of the vibrational satellites.

Авторский указатель

A

Alisultanov Z.Z., 32
Aristov D.N., 115

B

Badrtdinov D.I., 45
Bagrov A.A., 70

C

Chatterjee R., 79

D

Danilov M.U., 70
Drechsler S.-L., 117

E

Efremov D.V., 21, 117

F

Fleurov V., 121

G

Grigoriev P.D., 40

H

Harland M., 70
Held K., 28
Hofstetter W., 29

I

Iskakov S.N., 70
Ivanov B.A., 22
Ivantsov I., 83
I.Ya. Polishchuk, 120

K

Kainuma R., 79
Katsnelson M.I., 45
Kiselev M.N., 119
Kuchinskii E.Z., 23

L

Lichtenstein A.I., 70
Lozovik Yu.E., 92
Lyapilin I.I., 38

M

Mazurenko V.V., 45
Mishchenko A.S., 24
Mogilyuk T.I., 40

N

Nekrasov I.A., 25, 52
Nikolaev S.A., 45

O

Okorokov M.S., 38
Omori T., 79

P

Pavlov N.S., 52
Prokofiev N., 26

R

Reich K.V., 41
Rudenko A.N., 45
Ryzhov V.N., 82

S

Sadovskii M.V., 23, 25, 52
Абдрафикова Р., 35
Авдеев М.В., 44, 63
Агзамова П.А., 65
Будрин К.С., 53
Бычков И.В., 96
Барабанов А.Ф., 34
Барило С.Н., 74
Багаев Д.С., 43
Бахарев С.М., 46
Базлов А.И., 78
Белозеров А.С., 74
Борисов А.Б., 33
Борисова О.Н., 47
Борич М.А., 55
Богач А.В., 67, 79
Вальков В.В., 34, 59, 104
Ванчугов А.А., 89
Верховский С.В., 66
Волкова З.Н., 66
Грамотеева Л.Н., 77
Гребенников В.И., 61, 71
Григорьева А.В., 90
Гуслиенко К.Ю., 35
Гудин С.А., 69
Гареева З.В., 35
Гавриков И.С., 67, 75
Галимзянов Б.Н., 68
Гапонцева Н.Н., 69, 101
Герашенко А.П., 66
Горюнов Ю.В., 57
Дубовский Л., 91
Дякин В.В., 50
Дзедзисашвили Д.М., 34, 62
Екомасов А.Е., 36
Екомасов Е.Г., 36, 43
Железный М.В., 67, 75, 78
Зарубин А.В., 93
Захаров А.В., 94
Звездин К.А., 36

- Злотников А.О., 59
Ирхин В.Ю., 95, 118
Иржак А.В., 98
Иванов А.А., 111
Иванов Б.А., 88
Игнатенко А.Н., 48
Игошев П.А., 85, 95, 116
Курбанова Д.Р., 86
Кучин Д.С., 98
Кузьмин В.И., 72, 76
Кузьмин Д.А., 96
Кузнецов А.Р., 100
Кузнецова Т.В., 61, 71, 77
Кудряшова О.В., 50
Карькин И.Н., 100
Карькина Л.Е., 100
Карпенков Д.Ю., 78
Кассан-Оглы Ф.А., 84, 93, 107
Катанин А.А., 116
Кашин И.В., 97
Калякин Л.А., 49
Калёнов Д.С., 96
Каманцев А.П., 96
Клепикова А.С., 111
Коршунов М.М., 58
Коровушкин М.М., 34
Космачев О.А., 88
Кобяков А.В., 105, 106
Кокорина Е.Е., 85
Коледов В.В., 96, 98
Комаров К.К., 62
Комлев А.А., 96
Комлев А.Е., 96
Киселев В.В., 37
Ким П.Д., 105, 106
Лукияненко А.В., 105, 106
Лукоянов А.В., 77
Лянге М.В., 79
Лега П.В., 98
Муртазаев А.К., 86
Муртазаев К.Ш., 86
Мазуренко В.В., 97
Макаров И.А., 73
Мельников Н.Б., 51, 54
Меньшенин В.В., 39, 101
Медведев М.В., 85
Москвин А.С., 53
Мокшин А.В., 68, 80
Молодцова Т.А., 75
Миронов Г.И., 89, 90, 94, 102, 110
Михалев К.Н., 66, 74
Мицкан В.А., 104
Некрасов И.А., 56, 85
Николаев С.В., 72, 76
Никифоров А.Е., 65
Орлов А.П., 98
Орлов В.А., 105, 106
Орлова И.Н., 105, 106
Овчинников С.Г., 72, 73, 76
Оглобличев В.В., 66, 74
Прудников В.В., 108
Прудников П.В., 87, 108
Прошкин А.И., 84, 93, 107
Прошин Ю.Н., 44, 47, 57, 63, 112
Прокопенко В.С., 105, 106
Пугач Н.Г., 64
Пархоменко М.П., 96
Парадеженко Г.В., 51, 54
Панов Ю.Д., 53
Петухов Д.С., 111
Петухова О.Е., 111
Попов И.С., 108
Пискунов Ю.В., 66, 74
Руденко А.Н., 97
Руденко Р.Ю., 105, 106
Руденко Т.В., 105
Рыбаков Ф.Н., 33
Рыжов В.Н., 42
Расковалов А.А., 37
Раевский В.Я., 50
Рамазанов М.К., 86
Радзивончик Д.И., 77
Резер Б.И., 51, 54
Рисунков А.В., 67, 75
Степанов С.В., 36
Сафончик М.О., 64
Савченко С.П., 46, 55
Сайкин С.К., 112
Садыков А.Ф., 66, 74
Свирская Л.М., 109
Середина М.А., 67, 78, 79
Семенов А.Д., 110
Скрябин Ю.Н., 118
Слободчиков А.А., 56
Смольников А.Г., 66, 74
Солин Н.И., 69
Сираев Ф.М., 44
Туманов В.А., 47, 57
Таскаев С.В., 43
Табачкова Н.Ю., 98
Танкеев А.П., 46, 55
Тимиргазин М.А., 95
Ульянов М.Н., 43
Shlyarņikov G.V., 30
Фридман Ю.А., 88
Фурукава Ю., 74
Фомин Ю.Д., 42
Хуснутдинов Р.М., 80
Ховайло В.В., 43, 67, 75, 78, 79
Чарикова Т.Б., 111
Чатгерджи Р., 67, 75, 78
Чиков А.А., 53
Щетинин И.В., 67
Якушев М.В., 71
Якубовский А.Ю., 74
Шустин М.С., 59, 104

Шавров В.Г., [96](#), [98](#)
Шакиров М.А., [112](#)
Шестаков В.А., [58](#)
Шелушина Н.Г., [111](#)
Шеляков А.В., [98](#)
Ширяев С.В., [74](#)
Циок Е.Н., [42](#)
Streltsov S.V., [27](#)

V

Varga R., [79](#)
Vasin M.G., [82](#)
Vinokur V.M., [82](#)
Volovik G.E., [20](#)

Z

Zabolotskiy A.D., [92](#)

ISBN 978-5-9500855-2-9



Международная зимняя школа физиков-теоретиков

«КОУРОВКА-XXXVII»

25 февраля – 3 марта 2018 г.

Тезисы докладов

Ответственный за выпуск — В.В. Меньшенин.
Компьютерная вёрстка — П.А. Агзамова, З.Н. Волкова

Орфография, а также оформление рисунков соответствуют качеству предоставленных оригиналов.

Формат 70×108/16.

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН
620990, г. Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18