

XXXIX МЕЖДУНАРОДНАЯ ЗИМНЯЯ ШКОЛА ФИЗИКОВ-ТЕОРЕТИКОВ

«Копровка»

3–9 АПРЕЛЯ 2022 Г.

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ



XXXIX МЕЖДУНАРОДНАЯ ЗИМНЯЯ ШКОЛА ФИЗИКОВ-ТЕОРЕТИКОВ

„Кашаровка“

ГРАНАТОВАЯ БУХТА, п. В. СЫСЕРТЬ, 3–9 АПРЕЛЯ 2022 Г.

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ



Екатеринбург, 2022 г.

Оглавление

ОРГКОМИТЕТ	8
ЛЕКЦИИ	9
Anomalous elasticity of flexible two-dimensional materials, <i>I.S. Burmistrov</i>	10
Двумерные полупроводники: электронные и экситонные эффекты, <i>М.М. Глазов</i>	11
Спин-орбитальные модели и их модификации, <i>К.И. Кугель</i>	12
Electronic structure, magnetic state and lattice stability of strongly correlated electron systems, <i>I.V. Leonov</i>	13
Анизотропные магнетики на треугольной решетке, <i>П.А. Максимов</i>	14
Квантовые точки: особенности формирования, оптические и электрон- ные свойства, наблюдаемые эффекты, <i>В.Н. Манцевич</i>	15
Майорановские состояния в сверхпроводящих системах, <i>А.С. Мельников</i>	16
Микромагнитная теория устойчивых 1, 2 и 3-х мерных локализован- ных состояний в ферромагнетиках, <i>К.Л. Метлов</i>	17
Природа ВТСП купратов и никелатов, <i>А.С. Москвин, Ю.Д. Панов</i>	18
Статические критические свойства неупорядоченных моделей Поттса, <i>А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, Г.Я. Атаева</i>	19
Пределы применимости теории Элиашберга и ограничения на темпе- ратуру сверхпроводящего перехода, <i>М.В. Садовский</i>	21
Подкрученный двухслойный графен. Обзорная лекция, <i>А.О. Сбойчаков, А.В. Рожков, А.Л. Рахманов, Ф. Нори</i>	22
Спиновые цепочки с антиферромагнитным обменом, <i>А.И. Смирнов</i>	23
Фотогальванические эффекты в двумерных системах, <i>С.А. Тарасенко</i>	24
Nucleation and dynamics of magnetic solitons in topological materials, <i>О.А. Tretiakov</i>	25
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	26



Взаимодействие неелевского скирмиона и пирловского вихря, <i>Е.С. Андрияшина, И.С. Бурмистров</i>	27
Управление топологическим состоянием цепочки магнитных приме- сей в сверхпроводнике посредством джозефсоновской разно- сти фаз, <i>А.А. Беспалов</i>	28
Зеемановское спин-орбитальное взаимодействие и эффективный g - фактор электронов определяемый из квантовых осцилляций в антиферромагнитных металлах, <i>П.Д. Григорьев, Р. Рамазашвили, М.В. Карцовник</i>	29
Влияние гидростатического давления на электросопротивление кера- мики $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$ вблизи T_c , <i>С.А. Гудин, А.Г. Гамзатов, Т.Р. Арсланов</i>	30
Квантовый транспорт электронов через системы атомного масштаба, <i>А.Б. Ключанцев, Д.М. Дзедзисашвили</i>	31
Стекольный переход — топологический фазовый переход в упругой сре- де, <i>М.Г. Васин, К.Я. Шкляев</i>	33
Особенности магнитокалорического эффекта вблизи точки фазового перехода в ферромагнетике с биквадратичным обменом, <i>Е.Е. Кокорина, М.В. Медведев</i>	34
Описание линейных тримеров переходных металлов в серии $\text{Ba}_4\text{NbTM}_3\text{O}_{12}$ ($\text{TM} = \text{Mn, Rh, Ir}$), <i>Е.В. Комлева, Д.И. Хомский, С.В. Стрельцов</i>	35
Влияние спин-орбитального взаимодействия на температуру сверхпро- водящего перехода гибридных структур сверхпроводник/ферро- магнетик, <i>А.А. Копасов, А.С. Мельников</i>	36
Электрон-фононная перенормировка массы в металле за пределами адиабатического приближения, <i>Э.З. Кучинский, Н.А. Кулеева</i>	37
Нелинейный фотогальванический эффект в топологических изолято- рах, <i>Н.В. Леппенен, Л.Е. Голуб</i>	38
Метод флуктуирующего локального поля для описания решёточных мо- делей в сильнокоррелированном режиме, <i>Я.С. Ляхова, А.Н. Рубцов</i>	39
<i>Ab initio</i> и экспериментальное исследование гетероструктур $\text{BaTiO}_3/$ LaMnO_3 , <i>И.И. Мамин, А.А. Гумарова, А.В. Леонтьев, А.О. Чибирев</i>	40
Критическая динамика распространения звука вблизи переходов в не- соизмеримые магнитные фазы в слоистых средах с тетрагональ- ной структурой, <i>В.В. Меньшенин</i>	41
Реализация концепции спинового полярона в купратных сверхпровод- никах на основе диаграммной техники, <i>В.А. Мицкан, Д.М. Дзедзисашвили</i>	42



Электронная структура и электропроводность неупорядоченного бинарного сплава в рамках кластерного подхода, <i>С.В. Николаев, Ю.С. Орлов</i>	43
Аномальный магнитотранспорт в двумерном неупорядоченном газе массивных дираковских электронов, <i>С.Г. Новокшенов</i>	44
Anomalous oxygen metallic band in potential superconductor $\text{KCa}_2\text{Fe}_4\text{As}_4\text{O}_{12}$, <i>N.S. Pavlov, K.S. Pervakov, I.A. Nekrasov</i>	45
Псевдопереходы в одномерных анизотропных спиновых моделях, <i>Ю.Д. Панов</i>	46
Особенности влияния дефектов структуры на неравновесное критическое поведение систем, описываемых трехмерной моделью Гейзенберга, <i>В.В. Прудников, П.В. Прудников</i>	47
Электромагнитный эффект близости в многослойных структурах сверхпроводник–ферромагнетик, <i>А.В. Путилов, С.В. Миронов, А.С. Мельников, А.И. Буздин</i>	48
Электронная структура и минимальные модели для плоского и гофрированного монослоев CuO : первопринципное исследование, <i>А.А. Слободчиков, И.А. Некрасов</i>	49
Tunable single-atomic charges on a cleaved intercalated transition metal dichalcogenide $\text{Co}_{1/3}\text{NbS}_2$, <i>S. Lim, Sh. Pan, K. Wang, A.V. Ushakov, E.V. Sukhanova, Z.I. Popov, D.G. Kvashnin, S.V. Streltsov, S.-W. Cheong</i>	50
Роль поляронных и биполяронных трансформаций при определении фазовой диаграммы системы с сильными электронными корреляциями, <i>Е.И. Шнейдер, М.В. Зотова, С.В. Николаев, С.Г. Овчинников</i>	51
Спиновая поляризация сверхпроводящей нанопроволоки класса BdI , <i>М.С. Шустин, С.В. Аксенов</i>	52
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	53
Новая модель спиновых подрешеток и ее экспериментальное обоснование, <i>М.И. Куркин, П.А. Агзамова, Н.Б. Орлова</i>	54
Pulse spin manipulations with high spin of magnetic ions for quantum computing, <i>M.R. Arifullin, V.L. Berdinskiy</i>	55
Структура и динамика решетки ZrO_2 : ab initio расчет, <i>В.А. Чернышев, К.И. Глухов</i>	56
Структура и динамика решетки $\text{R}_2\text{Sn}_2\text{O}_7$ и $\text{R}_2\text{Zr}_2\text{O}_7$ ($\text{R} = \text{La-Lu}$): ab initio расчет, <i>В.А. Чернышев, К.И. Глухов, П.А. Агзамова, Е.А. Чесноков</i>	57
Электронное строение и оптическое поглощение систем C_{90}Cl_n с учетом внутриузельного кулоновского взаимодействия п-электронов, <i>А.П. Жуманазаров, А.И. Мурзашев, М.Ю. Кокурин, С.К. Паймеров</i>	58



Фрустрации на треугольной декорированной изинговской решётке, <i>А.В. Зарубин, Ф.А. Кассан-Оглы</i>	59
Изучение лабиринтной доменной структуры феррит-гранатовых плёнок в процессе перемагничивания с применением аппарата фрактальной геометрии, <i>А.Д. Зигерт, Г.Г. Дунаева, Е.М. Семенова, А.И. Иванова, А.Ю. Карпенков, Н.Ю. Сдобняков</i>	60
О технологии формирования фрактального рельефа наноразмерных плёнок платины, <i>Д.В. Иванов, А.С. Антонов, Е.М. Семенова, А.И. Иванова, А.Д. Зигерт, В.А. Анофриев, Н.Ю. Сдобняков</i>	61
Фазовые переходы в магнетиках, индуцированные сильными импульсными магнитными полями, <i>А.П. Каманцев, Ю.С. Кошкидько, А.Г. Гамзатов, В.В. Коледов, В.Г. Шавров</i>	62
Spontaneous currents in Superconductor/Topological insulator hybrid structures, <i>T. Karabassov, I.V. Bobkova, A.A. Golubov, A.S. Vasenko</i>	63
Феномен нарушения кристаллической симметрии bcc Fe на уровне орбитальной декомпозиции магнитного обменного окружения, <i>И.В. Кашин, А.О. Герасимов, В.В. Мазуренко</i>	64
Калибровочные поля в спинтронике. Неравновесный спин-вращательный эффект, <i>И.И. Ляпилин</i>	65
Резонансное состояние Ю-Шибы-Русинова в контакте нормальный металл – сверхпроводник, <i>А.А. Люблинская, И.И. Бурмистров</i>	66
Электронный транспорт на электридных состояниях майенита $[\text{Ca}_{24}\text{Al}_{28}\text{O}_{64}]^{4+}(\text{e}^-)_4$, <i>М.А. Мазанникова, Д.Ю. Новоселов, Д.М. Коротин, В.И. Анисимов</i>	67
Верификация квантовых состояний на классических суперкомпьютерах, <i>Е.А. Малецкий, В.В. Мазуренко</i>	68
Теоретическое исследование полых золотых клеток как электронных систем с сильными корреляциями в модели Хаббарда, <i>Г.И. Миронов</i>	69
Second harmonics of magnetic quantum oscillations in layered metals, <i>T.I. Mogilyuk, P.D. Grigoriev</i>	70
Отклик зарядовой подсистемы на магнитные фазовые переходы в двойных манганитах $\text{PrBaMn}_2\text{O}_6$ с разной долей упорядочения ионов Pr и Ba, <i>Е.В. Мостовщикова, Е.В. Стерхов, С.В. Наумов, Н.С. Ермолов, С.А. Упоров, С.Г. Титова</i>	71
Разработка алгоритма характеристики квантовых состояний на основе анализа паттернов битовых строк, <i>В.С. Окатьев, В.В. Мазуренко</i>	72



Связанное движение вихревых доменных стенок в массиве ферромагнитных нанолент, <i>В.А. Орлов, Г.С. Патрин, И.Н. Орлова</i>	73
Газ магнитных вихрей в поле дефектов, <i>В.А. Орлов, А.А. Иванов, И.Н. Орлова, Г.С. Патрин</i>	74
Исследование электронной структуры и ваньеризация монослоя Fe_3GeTe_2 , <i>Г.В. Пушкарёв, А.Я. Девятков, Д.И. Бадрутдинов, В.Г. Мазуренко, В.В. Мазуренко, А.Н. Руденко</i>	75
Моделирование температурных и полевых магнитных переходов в RCo_3 ($\text{R} = \text{Y}, \text{Lu}$), <i>Д.И. Радзивончик, В.И. Гребенников</i>	76
Каустика магнитоупругих волн в галфеноле, <i>С.П. Савченко, С.М. Бахарев, М.А. Борич</i>	78
Jahn-Teller Effect and Spin-Orbit Coupling: Friends or Foes?, <i>S.V. Streltsov, F. Temnikov, K.I. Kugel, D.I. Khomskii</i>	79
Топологические угловые состояния в гетероструктуре из двух киральных сверхпроводников на треугольной решетке, <i>А.Д. Федосеев</i>	80
Исследование влияния подложки $\text{Au}(111)$ на магнитные свойства монослоя CrI_3 , <i>И.А. Яковлев, Д.А. Прищенко, В.Г. Мазуренко, В.В. Мазуренко, М.И. Кацнельсон, А.Н. Руденко</i>	81
Магнитные и критические свойства двумерного фрустрированного магнетика с немагнитными примесями, <i>Д.Н. Ясинская, В.А. Улитко, Ю.Д. Панов</i>	82
ПАМЯТИ М.И. КУРКИНА	83
АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ	86



Ответственный

СТРЕЛЬЦОВ Сергей Владимирович (чл.-корр. РАН, ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

АРИСТОВ Дмитрий Николаевич (д.ф.-м.н., ПИЯФ, Гатчина)
БОРИСОВ Александр Борисович (чл.-корр. РАН, ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)
ГОРНОСТЫРЕВ Юрий Николаевич (д.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)
ГРАНОВСКИЙ Александр Борисович (д.ф.-м.н., МГУ, Москва)
ЕРЕМИН Илья Михайлович (д.ф.-м.н., Рурский университет, Германия)
ИРХИН Валентин Юрьевич (д.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)
КАЦНЕЛЬСОН Михаил Иосифович (д.ф.-м.н., Университет Неймегена, Нидерланды)
КУГЕЛЬ Климент Ильич (к.ф.-м.н., ИТПЭ РАН, Москва)
НЕКРАСОВ Игорь Александрович (чл.-корр. РАН, ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург)
МЕНЬШЕНИН Владимир Васильевич (д.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)
ОВЧИННИКОВ Сергей Геннадьевич (д.ф.-м.н., ИФ СО РАН, Красноярск)
СТРЕЛЬЦОВ Сергей Владимирович (чл.-корр. РАН, ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)
ШАВРОВ Владимир Григорьевич (д.ф.-м.н., ИРЭ РАН, Москва)

ОРГКОМИТЕТ

Председатель локального комитета

МОСТОВЩИКОВА Елена Викторовна (д.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)

Ученый секретарь

ВОЛКОВА Зоя Насимьяновна (к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)
МАКАРОВ Алексей Викторович (чл.-корр. РАН, главный ученый секретарь УрО РАН, Екатеринбург)
АГЗАМОВА Полина Александровна (к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)
БАЙТИМИРОВ Дамир Рафисович (к.ф.-м.н., УрФУ, Екатеринбург)
БАХАРЕВ Сергей Михайлович (к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)
ИГОШЕВ Петр Алексеевич (к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)
ПАВЛОВ Никита Сергеевич (к.ф.-м.н., ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург)
РАДЗИВОНЧИК Данил Игоревич (ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)

ЛЕКЦИИ

ANOMALOUS ELASTICITY OF FLEXIBLE TWO-DIMENSIONAL MATERIALS

I.S. Burmistrov*

L. D. Landau Institute for Theoretical Physics, Chernogolovka, Russia

E-mail: burmi@itp.ac.ru

In this talk I shall discuss recent advances in understanding of anomalous elastic properties of such two-dimensional flexible materials as graphene, phosphorene, metal monochalcogenide monolayers etc. Remarkably, at characteristic length scales which are larger than the rather small Ginzburg scale $\sim 10\text{nm}$, these materials demonstrate universal elastic properties. I shall discuss anomalous Hooke's law, scaling with momentum of the bending rigidity and Young's modulus, Poisson's ratios, as well as the effect of elastic disorder. I shall elaborate in what respect elastic properties of monolayers with orthorhombic crystal symmetry (e.g. phosphorene) are different from monolayers with hexagonal crystal symmetry (e.g. graphene). The talk is based on publications [1-6].

The research is partially supported by Russian Foundation for Basic Research, grant No. 20-52-12019.

1. I.S. Burmistrov, I.V. Gornyi, V.Yu. Kachorovskii, M.I. Katsnelson, A.D. Mirlin, Phys. Rev. B **94**, 195430 (2016)
2. I.S. Burmistrov, I.V. Gornyi, V.Yu. Kachorovskii, M.I. Katsnelson, J.H. Los, A.D. Mirlin, Phys. Rev. B **97**, 125402 (2018)
3. I.S. Burmistrov, V. Yu. Kachorovskii, I.V. Gornyi, A.D. Mirlin, Ann. Phys. (N.Y.) **396**, 119 (2018).
4. D.R. Saykin, V.Yu. Kachorovskii, and I.S. Burmistrov, Phys. Rev. Research **2**, 043099 (2020).
5. D.R. Saykin, I.V. Gornyi, V.Yu. Kachorovskii, and I.S. Burmistrov, Ann. Phys. **414**, 168108 (2020).
6. I.S. Burmistrov, V. Yu. Kachorovskii, M. J. Klug, J. Schmalian, arxiv:2108.10325.



ДВУМЕРНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ: ЭЛЕКТРОННЫЕ И ЭКСИТОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

М.М. Глазов*

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

E-mail: glazov@coherent.ioffe.ru

В последнее десятилетие сформировался устойчивый интерес исследователей к физическим системам с экстремальными свойствами. Среди таковых особое место занимают двумерные кристаллы: графен, монослои нитрида бора и дихалькогенидов переходных металлов, а также другие системы. Свойства таких кристаллов качественно отличаются от свойств объемных материалов. Основное внимание в докладе будет уделено электронным, оптическим и транспортным свойствам монослоев дихалькогенидов переходных металлов и ван-дер-ваальсовых гетероструктур на их основе.

Атомарно-тонкие кристаллы MoS_2 , MoSe_2 , WS_2 и WSe_2 являются прямыми полупроводниками с шириной запрещенной зоны $E_g \sim 2$ эВ, которая реализуется в точках $\mathbf{K}_{\pm}$ в вершинах шестиугольной зоны Бриллюэна. Долины $\mathbf{K}_{\pm}$ связаны друг с другом операцией симметрии к обращению хода времени, а в каждой долине полностью снято спиновое вырождение зон. Это приводит к особенностям электронного транспорта в таких системах, в частности, к возникновению долинного эффекта Холла [1,2].

Относительно большие массы свободных носителей заряда ($\sim 0.5m_0$) и слабая экранировка кулоновского взаимодействия приводит, в частности, к ярким экситонным эффектам [3]. Серия экситонных состояний отличается от водородоподобной, а экситоны обладают необычной тонкой структурой энергетического спектра. Легирование двумерных кристаллов приводит к формированию трионов — связанных состояний экситона и резидентного носителя заряда, причем сильное кулоновское взаимодействие открывает возможности изучения не только основного, но и возбужденных состояний трионов [4].

Также в докладе обсуждаются эффекты спиновой и долинной динамики электронов и кулоновских комплексов в таких системах [5].

Еще одной интересной особенностью ван-дер-ваальсовых гетероструктур является возможность разориентации различных слоев. Это приводит к формированию муара — дополнительного крупномасштабного потенциала, действующего на носители заряда в таких системах. В докладе мы также кратко остановимся на специфике структур с муаром.

1. M.M. Glazov and L.E. Golub, Phys. Rev. B **102**, 155302 (2020).
2. M.M. Glazov and L.E. Golub, Phys. Rev. Lett. **125**, 157403 (2020).
3. G. Wang, A. Chernikov, M.M. Glazov, et al., Rev. Mod. Phys. **90**, 021001 (2018).
4. K. Wagner, et al., Phys. Rev. Lett. **125**, 267401 (2020).
5. М.М. Глазов, Е.Л. Ивченко, Письма в ЖЭТФ **113**, 10 (2021).



СПИН-ОРБИТАЛЬНЫЕ МОДЕЛИ И ИХ МОДИФИКАЦИИ

К.И. Кугель^{1,2*}

¹Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия

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

E-mail: klimkugel@gmail.com

Соединения переходных металлов, содержащие ионы, которые при локальном окружении достаточно высокой симметрии имеют состояния, вырожденные по орбитальному квантовому числу (т.н. ян-теллеровские ионы), представляют собой интересный класс объектов с весьма необычной и разнообразной физикой. Такие соединения характеризуются тесным взаимодействием различных степеней свободы: спиновой, зарядовой, орбитальной и решёточной. Это приводит к очень богатой фазовой диаграмме, которая наблюдается, в том числе, в допированных манганитах, где Mn^{3+} является типичным ян-теллеровским ионом.

Обычно для описания специфики таких систем используются гамильтонианы, в которых наряду с обычным спином вводится другая спиновая переменная (псевдоспин). Эти двухспиновые гамильтонианы называются спин-орбитальными, и главная особенность их состоит в том, что спиновые и орбитальные переменные оказываются неравноравными, скажем, изотропными по спину и сильно анизотропными по орбиталям. Конкретная форма гамильтониана и знак соответствующих взаимодействий зависят от локальной геометрии системы, и сам вид гамильтониана может отличаться для различных координатных осей (в качестве предельных случаев тут можно рассматривать компасную модель и модель Китаева).

Для адекватного описания реальных материалов оказывается важным и непосредственный учёт электрон-решёточного (вибронного) взаимодействия, и эффектов, связанных со спин-орбитой. Следует также отметить, что взаимосвязь спиновых и орбитальных степеней свободы приводит к специфической квантовой запутанности. Интересным приложением спин-орбитальных гамильтонианов могут быть также системы ультрахолодных атомов в оптических ловушках.

В своём докладе я постараюсь на конкретных примерах проиллюстрировать упомянутые выше особенности с точки зрения как видов гамильтонианов, так и реальных физических систем.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 20-62-46047.

ELECTRONIC STRUCTURE, MAGNETIC STATE AND LATTICE STABILITY OF STRONGLY CORRELATED ELECTRON SYSTEMS

*I.V. Leonov**

M.N. Miheev Institute of Metal Physics, Russian Academy of Sciences, Yekaterinburg, Russia

E-mail: ivan.v.leonov@yandex.ru

The electronic and magnetic phase transitions in strongly correlated electron systems have been among the main research topics of materials science and condensed matter physics over the last several decades.

In such materials the complex interplay between electronic correlations and the spin, charge, orbital, and lattice degrees of freedom leads to a wealth of ordering phenomena and formation of complex quantum phases, which makes these compounds highly attractive for technological applications. In spite of intensive research over several past decades, a theoretical understanding of the electronic structure, magnetism, and phase stability of such compounds near the Mott or quantum phase transitions still remains elusive. In this talk, I will discuss an application of the novel computational scheme – DFT+dynamical mean-field theory (DFT+DMFT) to explore the electronic structure, magnetic state, and phase equilibria of correlated materials. In particular, I will discuss our recent applications of DFT+DMFT to study the Mott insulator-to-metal phase transitions under pressure in the prototypical oxide materials, such as the late transition-metal oxides, MnO, FeO, CoO, NiO [1], and Fe₂O₃ [2], the formation of a charge-disproportionated state in perovskite oxides CaFeO₃ [3] and BiNiO₃ [4], and the electronic structure of unconventional superconductors Fe(Se,Te,S) [5] and infinite-layer RNiO₂ [6]. Our results demonstrate that electronic correlations are critically important to determine the electronic structure, magnetic state, and lattice stability of correlated materials, e.g., in the vicinity of the Mott or quantum phase transitions.

1. I. Leonov et al., Phys. Rev. Lett. **126**, 106001 (2021); I. Leonov et al., Phys. Rev. B **101**, 245144 (2020); I. Leonov et al., Phys. Rev. B **94**, 155135 (2016).
2. E. Greenberg et al., Phys. Rev. X **8**, 031059 (2018).
3. I. Leonov, arXiv:2109.06026.
4. I. Leonov et al., Phys. Rev. B **100**, 161112(R) (2019).
5. S.L. Skornyakov, I. Leonov, Phys. Rev. B **100**, 235123 (2019); S.L. Skornyakov et al., Phys. Rev. B **97**, 115165 (2018); Phys. Rev. B **96**, 035137 (2017); Leonov I. et al., Phys. Rev. Lett. **115**, 106402 (2015).
6. I. Leonov et al., Phys. Rev. B **101**, 241108(R) (2020); X. Wan et al., Phys. Rev. B **103**, 075123 (2021); I. Leonov, J. Alloys Comp. **883**, 160888 (2021).



АНИЗОТРОПНЫЕ МАГНЕТИКИ НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ

П.А. Максимов^{1,2*}

¹Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия

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

Недавно предложенный тип обменной компас-модели, модель Китаева на гексагональной решетке, примечателен тем, что имеет точное решение, которое описывается фермионами Майораны и приобретает топологические свойства во внешнем магнитном поле. Такую же модель можно написать и на треугольной решетке, которая сама по себе является фрустрированной. Мы расскажем о фазовой диаграмме анизотропной модели со всеми обменными членами гамильтониана, разрешенными симметрией решетки: модели Китаева-Гейзенберга, которая индуцируется в присутствии спин-орбитального взаимодействия. Мы покажем, что в модели присутствуют как фазы с дальним порядком, так и предполагаемые области спиновой жидкости, а также обсудим необычные свойства возбуждений в упорядоченных фазах. Также, будет дан обзор недавно синтезированных материалов, которые можно описать расширенной моделью Китаева-Гейзенберга.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 20-62-46047.



КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ: ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ, ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА, НАБЛЮДАЕМЫЕ ЭФФЕКТЫ

В.Н. Манцевич

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

E-mail: vmantsev@gmail.com

В последние годы быстро развивается такая область физики твердого тела, как физика наноструктур, в результате многие теоретические знания были получены параллельно с прогрессом в экспериментальных методах и приложениях более ориентированных на создание устройств для современной наноэлектроники. Одними из наиболее интересных и активно исследуемых объектов в современной физике твердого тела являются квантовые точки – искусственно сформированные структуры нанометровых размеров, в которых движение электронов ограничено по трем направлениям. Малые размеры и, как следствие, сильное межчастичное взаимодействие обуславливают необычные оптические и электронные свойства квантовых точек, которые в свою очередь приводят к возможности наблюдения и изучения в квантовых точках целого ряда интересных эффектов, проявляющихся в оптических и транспортных измерениях. Обзор всего многообразия наблюдаемых эффектов представляется почти невыполнимой задачей, учитывая богатство литературы, опубликованной за последние несколько десятилетий по исследованию свойств квантовых точек. В данной лекции будут приведены основные способы получения квантовых точек, описаны наиболее значимые оптические и электронные свойства, а также будет проведен обзор наиболее значимых наблюдаемых в квантовых точках эффектов.



МАЙОРАНОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СИСТЕМАХ

А.С. Мельников*

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

E-mail: melnikov@ipmras.ru

Лекция будет посвящена активно развивающейся в последнее десятилетие тематике – физике майорановских состояний в сверхпроводящих гибридных системах. Лекция состоит из нескольких разделов.

1. Определение майорановских состояний в сверхпроводящих системах. Будут обсуждены общие свойства преобразований Боголюбова, уравнения Боголюбова – де Жена на электронные и дырочные волновые функции, уравнение самосогласования и структура сверхпроводящего параметра порядка для синглетного и триплетного типов сверхпроводящего параметра порядка для синглетного и триплетного типов сверхпроводящего параметра порядка. Будет рассмотрена симметрия решений уравнений Боголюбова- де Жена при переходе от положительных к отрицательным энергиям. Далее будет проанализирована возможность существования решений этих уравнений, соответствующих нулевой энергии (уровню Ферми). Будет рассмотрен переход от фермионных операторов квазичастиц к операторам майорановского типа.

2. Примеры состояний майорановского типа в сверхпроводниках с p -типом спаривания. Будет разобран ряд примеров состояний квазичастиц с нулевой энергией: локализованные состояния квазичастиц в корах вихрей и состояния, локализованные на краю образца. Будет разобран пример подщелевых состояний в цепочке Китаева. Будет рассмотрена задача о гибридизации двух майорановских состояний, связанных туннелированием квазичастиц, получено выражение для величины расщепления энергетических уровней за счет туннелирования.

3. Примеры состояний майорановского типа в системах с индуцированной сверхпроводимостью. Будет рассмотрена задача о сверхпроводящих корреляциях, индуцированных в полупроводниковом проводе за счет эффекта близости с обычным сверхпроводником. Будет показано, что при сильном спин-орбитальном взаимодействии и достаточной величине магнитного поля индуцированный сверхпроводящий параметр порядка в данной системе аналогичен параметру порядка в сверхпроводнике с p -типом спаривания. Будут приведены и обсуждены условия формирования майорановских состояний и примеры экспериментальных работ по исследованию спектра квазичастиц в таких системах. Будет обсужден обратный эффект близости в системах сверхпроводник-полупроводник.

4. Динамика неравновесных майорановских состояний. Будет введено и обсуждено нестационарное обобщение уравнений Боголюбова – де Жена и рассмотрена роль состояний с положительной и отрицательной энергией в динамике системы. Будет рассмотрена задача об адиабатическом нестационарном квантовом транспорте через систему двух связанных майорановских состояний.

5. Квантовые вычисления в структурах с майорановскими состояниями. Будут приведены простейшие примеры брейдинга в системе перемещаемых майорановских состояний.

6. Эффект Джозефсона в структурах с майорановскими состояниями. Планируется обсудить особенности аномального эффекта Джозефсона и сверхпроводящий диодный эффект в майорановских нанопроводах. Будет обсуждена возможность наблюдения 4π периодического джозефсоновского соотношения для сверхтока как функции разности сверхпроводящих фаз на контакте.

Работа выполнялась при финансовой поддержке проекта РНФ № 20-12-00053.



МИКРОМАГНИТНАЯ ТЕОРИЯ УСТОЙЧИВЫХ 1, 2 И 3-Х МЕРНЫХ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

К.Л. Метлов^{1, 2*}

¹Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, г. Донецк, Украина

²Институт вычислительной математики РАН им. Г.И. Марчука, г. Москва, Россия

E-mail: metlov@donfti.ru

Главной особенностью (ферро-)магнитного материала является то, что в каждой его точке определён вектор локальной намагниченности (магнитного момента единицы объема) $\vec{M}$ фиксированной длины $|\vec{M}| = M_s$, которая зависит от материала и внешних условий (температуры, давления). При плавном перемещении от точки к точке вектор намагниченности плавно поворачивается. Эта плавность обеспечивается обменным взаимодействием между электронами, плотность энергии которого (в континуальном приближении) пропорциональна сумме квадратов модулей пространственных градиентов компонент $\vec{M}$, а значит разрывы в векторном поле невозможны (в реальном материале, состоящем из дискретных атомов/электронов, энергетически невыгодны).

Такие плавно меняющиеся векторные поля можно сопоставить гладким отображениям физического пространства (1, 2 и 3-х мерного) с учётом граничных условий на сферу S^2 , где лежат концы векторов $\vec{M}$. Они естественным образом разбиваются на гомотопические классы так, что векторные поля, соответствующие отображениям разных классов, нельзя перевести друг в друга непрерывной деформацией. Переход от отображений одного класса к отображениям другого обязательно должен сопровождаться разрывами в соответствующем векторном поле намагниченности, то есть переходом через бесконечный (в континуальном приближении) энергетический барьер. Если вдобавок такие неоднородные распределения намагниченности имеют характерный пространственный масштаб (с учётом всех обычных магнитных взаимодействий: обменного, магнитостатического, магнитной анизотропии и т.д.), а не схлопываются в точку или бесконечно расширяются — тогда они соответствуют стабильным локализованным состояниям — магнитным топологическим солитонам.

Начиная с примеров топологических солитонов в одном измерении — доменных границ (кинков), мы обсудим двумерную доменную границу с перетяжками [1], цилиндрические магнитные домены (скирмионы) в тонких плёнках и магнитные вихри (мероны) в планарных наноструктурах [2,3], недавно обнаруженные экспериментально магнитные вихревые кольца [4] и топологически нетривиальные трёхмерные магнитные солитоны — хопфионы [5]. Для математического описания этих объектов будет использован язык комплексного анализа.

1. K.L. Metlov, Appl. Phys. Lett. **79**, 2609 (2001).

2. K.L. Metlov, K.Yu. Gusliyenko, J. Mag. Mag. Mat. **242**, 1015 (2002).

3. K.L. Metlov, Phys. Rev. Lett. **105**, 107201 (2010).

4. C. Donnelly, K.L. Metlov, V. Scagnoli et al., Nat. Phys. **17**, 316 (2021).

5. K.L. Metlov, forthcoming publication.



ПРИРОДА ВТСП КУПРАТОВ И НИКЕЛАТОВ

А.С. Москвин*, Ю.Д. Панов

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

E-mail: alexander.moskvin@urfu.ru

Результаты многочисленных экспериментальных и теоретических исследований ВТСП купратов указывают на «непреодолимые» расхождения с представлениями модельной теории Бардина-Купера-Шриффера, а также рядом устоявшихся представлений. Так, исследование купратов и никелатов с «безапексной» T^* -структурой [1,2] меняет представление о родительских составах как антиферромагнитных изоляторах. Несмотря на надежное экспериментальное обоснование факт электронной неоднородности и мезоскопического фазового расслоения не стал основой для объяснения необычных свойств купратов с дырочным допированием. В этом плане выделим «революционную» работу [3], авторы которой фактически показали, что ВТСП в таких купратах не связана со спариванием допированных дырок, которые всего лишь формируют нормальную Ферми-жидкость, ответственную за Холл, ARPES и магнитные осцилляции. В рамках разрабатываемой нами модели «зарядовых триплетов» низкоэнергетическая «ВТСП-активная» электронная структура $\text{CuO}_2/\text{NiO}_2$ -плоскостей купратов/никелатов формируется системой зарядовых «триплетов», $[\text{CuO}_4]^{5-,6-,7-}/[\text{NiO}_4]^{6-,7-,8-}$ центров (номинально $[\text{Cu}]^{3+,2+,1+}/[\text{Ni}]^{2+,1+,0+}$ центров) с «родительским» магнитным $s = 1/2$ $[\text{CuO}_4]^{6-}/[\text{NiO}_4]^{7-}$ -центром и бесспиновыми электронным $[\text{CuO}_4]^{7-}/[\text{NiO}_4]^{8-}$ и дырочным $[\text{CuO}_4]^{5-}/[\text{NiO}_4]^{6-}$ центрами. Введение таких центров позволяет учесть все эффекты сильной $2p$ - $3d$ -гибридизации и сильной электрон-решеточной связи с локальными модами смещений с симметрией $A_{1g}(d_{z^2})$, $B_{1g}(d_{x^2-y^2})$ и $B_{2g}(d_{xy})$. Для описания зарядовой степени свободы используется $S = 1$ псевдоспиновый формализм [4,5], а для квартета спин-зарядовых состояний — спин-псевдоспиновые операторы типа X -операторов Хаббарда. Прямым следствием модели является введение нового «сверхпроводящего носителя» — эффективного локального композитного бозона с симметрией $d_{x^2-y^2}^2$, формально двух дырок, связанных в синглете Жанга-Райса, а также d -симметрия локального сверхпроводящего параметра порядка. Спин-псевдоспиновый гамильтониан модели зарядовых триплетов, учитывающий локальные и нелокальные корреляции, коррелированный одночастичный и двухчастичный (бозонный) транспорт, напоминает известные спин-гамильтонианы и в частных случаях сводится к известным «предельным» гамильтонианам (Хаббард, Гейзенберг, атомный предел, ...). В зависимости от соотношения параметров и уровня допирования, основным состоянием $\text{CuO}_2/\text{NiO}_2$ -плоскостей даже для родительских составов, может быть либо антиферромагнитный изолятор (AFMI), немагнитный зарядово-упорядоченный изолятор (CO), необычная Ферми-жидкость (FL), или Бозе-сверхпроводник (BS) с d -симметрией локального параметра порядка. В рамках приближения эффективного поля с учетом построения Максвелла нами построен ряд фазовых $T - x$ диаграмм для $\text{CuO}_2/\text{NiO}_2$ -плоскостей, качественно воспроизводящих все особенности экспериментально наблюдаемых 3D фазовых диаграмм купратов и никелатов [5]. Псевдощелевая фаза ассоциируется с областью разделения фаз AFMI-CO-FL-BS, отделенной от 100%-ой FL-фазы кривой $T^*(x)$ фазового перехода «третьего рода» — температурой псевдощели.

Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2020-0054 Министерства Образования и Науки Российской Федерации.

1. M. Naito, Y. Krockenberger, A. Ikeda et al., Physica C **523**, 28 (2016).
2. D. Li, K. Lee, B.Y. Wang et al., Nature (London) **572**, 624 (2019).
3. D. Pelc, P. Popcevic, M. Pozek et al., Sci. Adv. **5**, eaau4538 (2019).
4. A.S. Moskvin, Phys. Rev. B **84**, 075116 (2011).
5. A.S. Moskvin, Y.D. Panov, Condens. Matter **6**, 24 (2021).



СТАТИЧЕСКИЕ КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ МОДЕЛЕЙ ПОТТСА

А.К. Муртазаев¹, А.Б. Бабаев^{2*}, Г.Я. Атаева¹

¹) Институт физики ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

²) Дагестанский федеральный исследовательский центр РАН, Махачкала, Россия

³) Дагестанский государственный педагогический университет, Махачкала, Россия

E-mail: b_albert78@mail.ru

Изучение статического критического поведения разбавленных спиновых систем с замороженным беспорядком является одной из актуальных задач физики конденсированных сред. Такие системы интенсивно исследуются экспериментально, теоретически, и в последнее время методами вычислительной физики [1]. Исследования [2] показали, что присутствие замороженных примесей изменяет критические свойства системы, если критический показатель теплоемкости α однородной системы положителен, т.е. теплоемкость в критической точке расходится. Это утверждение известно, как критерий Харриса. Данному критерию удовлетворяют только системы, эффективный гамильтониан которых вблизи критической точки подобен модели Изинга. Отметим, что модель Изинга соответствует модели Поттса с числом состояний спина $q = 2$. Критерий Харриса неприменим к двумерной модели Изинга в силу того, что $\alpha = 0$. Детальное рассмотрение этого случая позволило прийти к выводу, что влияние примеси затрагивает только поведение теплоемкости, в то время как остальные термодинамические и корреляционные функции не изменяют своего критического поведения. В тоже время в случае двумерных моделей Поттса с $q = 3$ и $q = 4$ примеси должны быть существенными для критического поведения, так как их критический индекс $\alpha > 0$. Выяснение этого вопроса является главной целью этой работы.

При построении двумерной примесной модели Поттса необходимо иметь в виду следующие особенности: в узлах квадратной решётки расположены спины S_i , которые могут находиться в одном из $q \geq 2$ состояний и немагнитные примеси (вакансии); немагнитные примеси распределены случайно и фиксированы (канонический способ) на различных узлах решетки (quenched disorder); энергия связи между двумя узлами равна нулю, если они находятся в разных состояниях (безразлично, в каких именно) или же, если хотя бы в одном узле находится немагнитный атом, и равна J , если взаимодействующие узлы находятся в одинаковых состояниях (опять же, все равно в каких именно). С учетом этих особенностей микроскопический гамильтониан такой системы может быть, представлен в виде [1]

$$H = -\frac{1}{2}J \sum_{i,j} p_i p_j \delta(S_i, S_j), \quad S_i = 1, 2, 3, 4, \quad (1)$$

где

$$\delta(S_i, S_j) = \begin{cases} 1, & \text{если } S_i = S_j, \\ 0, & \text{если } S_i \neq S_j, \end{cases}$$



и

$$\rho_i = \begin{cases} 1, & \text{если в узле расположен спин,} \\ 0, & \text{если в узле расположена немагнитная примесь.} \end{cases}$$

Для определения критических температур нами использовался метод кумулянтов Биндера четвертого порядка [3]. Расчет критических индексов (КИ) теплоемкости α , восприимчивости γ и намагниченности β осуществлялся на основе теории конечно-размерного скейлинга [4]. Анализ данных, выполненный с использованием нелинейного метода наименьших квадратов, позволил определить значения α/ν , β/ν , γ/ν и $1/\nu$. Затем, используя значения ν , полученные в рамках данного исследования, определялись α , β и γ . Полученные данные в результате наших исследований свидетельствуют о том, что критическое поведение примесных моделей Поттса с $q = 3$ и $q = 4$ описывается новым набором критических индексов.

1. M. Henkel, M. Pleimling, Nonequilibrium phase transitions, Springer (2010).
2. A.B. Harris, J. Phys. C **7**, 1671 (1974).
3. K. Eichhorn, K. Binder, J. Phys.: Condens. Matter **8**, 5209 (1996).
4. M.E. Fisher, M.N. Barber, Phys. Rev. Lett. **28**, 1516 (1972).



ПРЕДЕЛЫ ПРИМЕНИМОСТИ ТЕОРИИ ЭЛИАШБЕРГА И ОГРАНИЧЕНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРУ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА

М.В. Садовский*

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: sadovski@iep.uran.ru

Открытие рекордных значений температуры сверхпроводящего перехода T_c в целом ряде гидридов под высоким давлением явилось яркой демонстрацией возможностей электрон – фононного механизма куперовского спаривания. В связи с этим обострился интерес к основам и ограничениям теории Элиашберга – Макмиллана, как основной теории, описывающей сверхпроводимость в системе электронов и фононов.

Мы рассмотрим как элементарные основы этой теории, так и ряд новых результатов, полученных в последнее время. Обсуждаются ограничения на величину константы связи, связанные с неустойчивостью решетки и переходом в фазу с CDW (конденсатом биполяронов). В пределах устойчивой металлической фазы, эффективная спаривательная константа может принимать любые значения. Рассматривается выход за пределы традиционного адиабатического приближения. Показывается, что теория Элиашберга – Макмиллана оказывается применимой и в сильном антиадиабатическом пределе. Подробно рассматривается предел очень сильной связи, как наиболее актуальный для физики гидридов. Обсуждаются ограничения на величину T_c , возникающие в этом пределе, включая случай сильной антиадиабатичности.

1. М.В. Садовский, Письма в ЖЭТФ, **112**, 603 (2021).
2. М.В. Садовский, ЖЭТФ, **192** (2022).



ПОДКРУЧЕННЫЙ ДВУХСЛОЙНЫЙ ГРАФЕН. ОБЗОРНАЯ ЛЕКЦИЯ

А.О. Сбойчаков¹, А.В. Рожков¹, А.Л. Рахманов¹, Ф. Нори²

¹) Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия

²) Theoretical Quantum Physics Laboratory, RIKEN, Wako-shi, Saitama, Japan

В своем докладе я подробно расскажу о подкрученном двухслойном графене с точки зрения теории. Эта система в последнее время стала очень популярна в связи с открытием в ней сверхпроводимости и диэлектрических моттовских состояний. Данный материал представляет собой два атомных слоя графена, один из которых повернут относительно другого, на некоторый угол θ . В результате в системе возникает решетка муара и сверхструктура (при некоторых "соизмеримых" θ). В своем докладе я буду говорить о геометрии системы, а также о ее электронных свойствах. Последние существенно зависят угла подкрутки. Условно можно выделить 3 режима: большие углы (малые сверхячейки), промежуточные углы и малые углы ($\theta \sim 1^\circ$) вблизи т.н. магического угла подкрутки, где, собственно, и наблюдаются моттовские состояния и сверхпроводимость. Я буду говорить об электронных свойствах двухслойки, как в одноэлектронном приближении, так и с учетом электрон-электронного отталкивания.



СПИНОВЫЕ ЦЕПОЧКИ С АНТИФЕРРОМАГНИТНЫМ ОБМЕНОМ

А.И. Смирнов*

Институт физических проблем им П. Л. Капицы РАН, Москва, Россия

E-mail: smirnov@kapitza.ras.ru

Одномерные спиновые цепочки с антиферромагнитным гейзенберговским обменом демонстрируют множество коллективных квантовых эффектов, неожиданных с классической точки зрения. Их основные состояния оказываются квантово-разупорядоченными, то есть дают примеры квантовой спиновой жидкости. При этом основное состояние существенно зависит от спина магнитного иона – для целых и полуцелых спинов корреляционные функции, спектры возбуждений, кривые намагничивания оказываются существенно различными. В частности, квантово-разупорядоченное состояние антиферромагнитных цепочек спинов $S = 1$ устойчиво относительно междоцепочечного обмена умеренной величины. В то же время цепочки спинов $S = 1/2$ упорядочиваются антиферромагнитным образом под действием сколь угодно малого междоцепочечного взаимодействия, однако температура этого упорядочения значительно ниже температуры, соответствующей внутрицепочечному обмену, а упорядоченная компонента спина при абсолютном нуле может быть очень мала.

Мы рассмотрим общие условия возникновения квантово-разупорядоченных основных состояний и их устойчивость, обсудим эксперименты, подтверждающие указанные результаты теории. Далее обсудим спектры элементарных возбуждений цепочек спинов “единица” и “одна вторая”. Эти спектры разительно различаются. Мы увидим, что элементарными возбуждениями цепочек спинов $S = 1$ являются триплетные возбуждения с энергетической щелью (так называемая халдейновская щель), которые можно наблюдать в опытах по рассеянию нейтронов (см, например, [1]) и методом электронного спинового резонанса (см, например, [2]). Для цепочек спинов $S = 1/2$ квантами спиновых возбуждений являются так называемые спиноны, прообразом которых может служить делокализованная доменная стенка неелевской антиферромагнитной структуры. Эти возбуждения несут дробный спин $S = 1/2$. При рассеянии нейтронов или поглощении электромагнитных волн эти возбуждения рождаются парами и спектр поглощения фотонов или переданной энергии нейтронов соответствует рождению пары квазичастица-дырка в фермиевской системе, образованной этими необычными квазичастицами в магнитном диэлектрике. В результате спектр переданной энергии рассеяния нейтронов принимает вид континуума [3], в отличие от резонансного спектра рассеяния на спиновых волнах в трехмерном антиферромагнетике. Представление о специфической ферми-жидкости этих квазичастиц позволяет предсказать мягкие моды рассеяния, наблюдающиеся на зависящих от магнитного поля волновых векторах [4], и образование тонкой структуры континуума при наличии взаимодействия Дзялошинского-Мории, наблюдаемой методом электронного спинового резонанса [5, 6]. Эксперименты по магнитному резонансу позволяют определить параметры ферми-жидкостного взаимодействия в ферми-жидкости спинонов [7].

1. G. Xu et al. Science, **289**(5478), 419–422 (2000).
2. A. I. Smirnov et al: Phys. Rev. B **77**, 100401(R) (2008).
3. D. A. Tennant et al. Phys. Rev. B **52**, 13368 (1995).
4. D. C. Dender et al. Phys. Rev. Lett. **79**, 1750 (1997).
5. A. I. Smirnov et al: Phys. Rev. B **92**, 134417 (2015).
6. K. Yu. Povarov et al.: Phys. Rev. Lett. **107**, 037204 (2011).
7. K. Yu. Povarov et al.: arXiv:2108.02835.



ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

С.А. Тарасенко*

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: tarasenko@coherent.ioffe.ru

Возмущение макроскопически однородных сред высокочастотным электрическим полем электромагнитной волны может приводить к возникновению направленных потоков электронов или дырок, переносящих заряд [1], спин или долинную поляризацию [2,3]. В докладе представлен обзор теоретического и экспериментального исследования таких фотогальванических эффектов в двумерных системах: полупроводниковых квантовых ямах, графене и других двумерных кристаллах.

Обсуждаются механизмы фотогальванических эффектов. Показано, что фототоки могут возникать как непосредственно при оптических переходах, так и в процессе последующей релаксации неравновесных носителей заряда: релаксации анизотропного распределения в импульсном пространстве, энергетической релаксации [4], спиновой или долинной релаксации, или прецессии неравновесного спина в магнитном поле [5]. В частности, эффект генерации электрического тока, обусловленного прецессией спина в системах с линейным по импульсу спин-орбитальным расщеплением спектра, является аналогом дрожащего движения релятивистских электронов. Продемонстрирована возможность создания чисто спиновых и долинных фототоков, не сопровождающихся переносом электрического заряда. Обсуждаются электрические и оптические методы регистрации спиновых и долинных токов.

Описаны также краевые фотогальванические токи, которые возникают на краю двумерной структуры и связаны с с естественным нарушением пространственной симметрии вблизи края. Такие эффекты обнаружены экспериментально в однослойном и двухслойном графене и в настоящее время активно изучаются [6,7].

1. Б.И. Стурман, В.М. Фридкин, Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления, Наука, М. (1992).
2. E.L. Ivchenko and S.A. Tarasenko, *Semicond. Sci. Technol.* **23**, 114007 (2008).
3. S.A. Tarasenko, *Nature Nanotechnol.* **9**, 752 (2014).
4. G.V. Budkin, S.A. Tarasenko, *New J. Phys.* **22**, 013005 (2020).
5. S.A. Tarasenko et al., *JETP Letters* **108**, 326 (2018).
6. S. Candussio et al., *Phys. Rev. B* **102**, 045406 (2020).
7. M.V. Durnev, S.A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **103**, 165411 (2021).

NUCLEATION AND DYNAMICS OF MAGNETIC SOLITONS IN TOPOLOGICAL MATERIALS

O.A. Tretiakov^{1,2,*}

¹School of Physics, University of New South Wales, Sydney, Australia

²N.I. Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia

E-mail: o.tretiakov@unsw.edu.au

Skyrmions are topologically protected spin textures, which may serve as elements of future spintronic memory and logic devices. Therefore, skyrmion nucleation in topological systems such as topological insulator/ferromagnet is important to study, especially as in these systems the skyrmions are shown to move faster. I will discuss skyrmion nucleation induced by spin-transfer torques specific for a topological insulator interface with a ferromagnetic insulator. Using micromagnetic simulations and energetics, we evaluate properties of the skyrmion nucleation on a surface of topological insulators, such as nucleation time, critical electric field, and skyrmion numbers [1]. I will show that the nucleation time is inversely proportional to the applied electric field and will also identify the Gilbert damping and temperature dependences of the critical nucleation field. Furthermore, I will discuss the effect of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction and demonstrate that the temperature dependence can be explained by the reduction of a magnon excitation gap due to the self-energy corrections.

In the second half of my lecture I will discuss topological solitons in numerous in-plane magnetized materials. These solitons are called bimerons, they are in-plane analogues of skyrmions with the same topological charge. I will first describe their stability, static and dynamics properties in ferromagnets [2]. Then I will turn to antiferromagnets, where I will show that in analogy with skyrmions, these topological solitons possess no skyrmion Hall effect, and among other interesting properties demonstrate chaotic behavior when driven by ac-currents in low-damping systems.

The research was supported by RSF (project # 21-79-20186).

1. D. Kurebayashi, O.A. Tretiakov, arXiv:2112.12967 (2021)

2. B. Göbel, I. Mertig, O.A. Tretiakov, Phys. Rep. **895**, 1 (2021)

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ



ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЕЛЕВСКОГО СКИРМИОНА И ПИРЛОВСКОГО ВИХРЯ

Е.С. Андрияхина^{1,2}, И.С. Бурмистров^{2,3}*

¹Московский физико-технический институт (НИУ) Москва, Россия

²Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау (РАН), Черноголовка, Россия

³«Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ), Москва, Россия

E-mail: andriyakhina.es@phystech.edu

Гибридные структуры сверхпроводник-ферромагнетик, содержащие вихри и скирмионы, представляют собой новую область взаимодействия между сверхпроводимостью и магнетизмом. Мы изучаем взаимодействие неелевского скирмиона и пирловского вихря в тонких гетероструктурах за счет полей рассеяния [1].

Нами был найден мейсснеровский ток в сверхпроводящей плёнке, индуцируемый присутствием скирмиона, а также изучена энергия взаимодействия пирловского вихря и скирмиона за счёт полей рассеяния. Исследование этой энергии приводит к наблюдению интересного «кирального» эффекта, т.е. зависимости взаимного расположения скирмиона и вихря от знака постоянной Дзялошинского-Мории. Рассмотрено обратное влияние вихря на скирмион. Было показано, что магнитное поле вихря стабилизирует скирмион, увеличивая его радиус [1]. Более того, скирмион в такой гетероструктуре может образоваться даже в отсутствии антисимметричного вклада от взаимодействия Дзялошинского-Мории, которое стабилизирует скирмион в изолированных плёнках.

Наша теория находится в качественном согласии с результатами недавней экспериментальной работы [2], в которой впервые была доказана возможность спонтанного рождения пары вихрь-антивихрь в тонкой сверхпроводящей пленке в присутствии скирмиона. Авторы изучали гетероструктуру FIS (киральный ферромагнетик-изолятор-сверхпроводник), состоящую из слоя Nb и мульти-слоев [IrFeCoPt]¹⁰, разделенных 5 нм изолирующим MgO. В данной работе авторы отслеживают зависимость полного магнитного момента сверхпроводника $M_{super}(H)$ от магнитного поля (H). Ниже некоторого критического поля H_{nuc} магнитные скирмионы зарождаются внутри F-пленки. Этот процесс также приводит к резкому изменению $M_{super}(H)$ в сторону отрицательных значений. Сравнивая поведение намагниченности $M_{super}(H)$ в изолированном S-образце и в гетероструктуре FIS, авторы приходят к выводу о рождении пары вихрь-антивихрь.

1. E.S. Andriyakhina I.S. and Burmistrov, Phys. Rev. B. **103**, 174519 (2021).

2. A.P. Petrović et al., Rev. Lett. **126**, 117205, (2021).



УПРАВЛЕНИЕ ТОПОЛОГИЧЕСКИМ СОСТОЯНИЕМ ЦЕПОЧКИ МАГНИТНЫХ ПРИМЕСЕЙ В СВЕРХПРОВОДНИКЕ ПОСРЕДСТВОМ ДЖОЗЕФСОНОВСКОЙ РАЗНОСТИ ФАЗ

А.А. Беспалов*

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

E-mail: bespalovaa@gmail.com

В настоящее время наблюдается большой интерес к твердотельным системам, в которых могут быть реализованы так называемые майорановские состояния, в связи с возможностью использования этих состояний в топологических квантовых вычислениях [1]. Одна из перспективных систем для наблюдения фермионов Майораны представляет собой сверхпроводник s-типа с цепочкой магнитных атомов (на поверхности или в толще материала), спины которых упорядочены спиральным образом [2,3]. Когда такая система находится в топологически нетривиальном состоянии, на двух концах цепочки образуется по фермиону Майораны, которые вместе образуют одну боголюбовскую квазичастицу. Для перевода системы в топологически нетривиальное состояние требуется тщательный подбор параметров цепочки (спинового упорядочения, рассеивающих свойств атомов). В настоящей работе показано, что в гибридных сверхпроводящих структурах существует дополнительный рычаг управления топологическим состоянием системы – джозефсоновская разность фаз. Данное наблюдение, вероятно, позволит расширить класс систем и материалов, в которых могут быть реализованы фермионы Майораны.

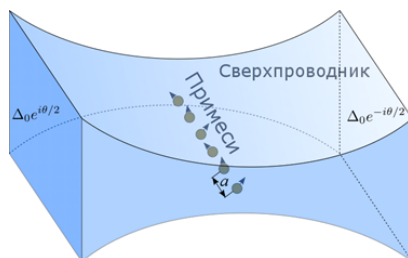


Рис. 1. Джозефсоновский контакт типа сужения с цепочкой магнитных примесей. Слева и справа указано значение сверхпроводящего параметра порядка в берегах контакта.

В рамках формализма уравнений Боголюбова-де Жена мы исследовали спектр квазичастичных возбуждений трёхмерного джозефсоновского контакта, содержащего цепочку точечных магнитных примесей со спиральным магнитным порядком – см. рисунок. Рассчитан зонный спектр примесных состояний, локализованных вблизи цепочки. В явном виде получено ограничение на параметры системы, при котором она находится в топологически нетривиальном состоянии. Показано, что в некоторых случаях систему можно перевести из топологически тривиального в нетривиальное состояние путём изменения джозефсоновской разности фаз θ . Исследована структура майорановского состояния, локализованного на конце полубесконечной цепочки примесей. Показано, что волновая функция этого состояния имеет необычную промежуточную асимптотику – волновая функция спадает степенным образом при удалении от конца цепочки.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 21-12-00409.

1. J. Alicea, Rep. Prog. Phys. **75**, 076501 (2012).
2. I. Martin, A.F. Morpurgo, Phys. Rev. B **85**, 144505 (2012).
3. J. Klinovaja, P. Stano, A. Yazdani, D. Loss, Phys. Rev. Lett. **111**, 186805 (2013).



ЗЕЕМАНОВСКОЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ЭФФЕКТИВНЫЙ g -ФАКТОР ЭЛЕКТРОНОВ ОПРЕДЕЛЯЕМЫЙ ИЗ КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ

П.Д. Григорьев^{1,2*}, Р. Рамазашвили³, М.В. Карцовник⁴

¹Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Россия

²НИТУ «МИСиС», Москва, Россия

³Laboratoire de Physique Theorique, Universite de Toulouse, CNRS, UPS, France

⁴Walther-Meißner-Institut, D-85748 Garching, Germany

E-mail: grigorev@itp.ac.ru

Используя симметричные аргументы теоретически показано [1], что во многих металлах с антиферромагнитным упорядочением эффективный g -фактор носителей заряда, например, измеренный по магнитным квантовым осцилляциям, равен нулю. Этот эффект [1] обнуления эффективного g -фактора электронов происходит из-за его сильной зависимости от импульса и даже смены знака на границе магнитной зоны Брюллюэна, образованной антиферромагнитным упорядочением. Эту смену знака и зависимость от импульса g -фактора электронов из-за взаимодействия с антиферромагнитным порядком можно получить прямой диагонализацией электронного гамильтониана в магнитном поле $\mathbf{B}$ в антиферромагнетике, который распадается на сумму матриц 4×4 :

$$\hat{H} = \sum_k \hat{H}_k, \quad \hat{H}_k = \begin{pmatrix} \epsilon_{\mathbf{k}} - \mu_B(\mathbf{B} \cdot \hat{\sigma}) & (\Delta_Q \cdot \hat{\sigma}) \\ (\Delta_Q \cdot \hat{\sigma}) & \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}} - \mu_B(\mathbf{B} \cdot \hat{\sigma}) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\epsilon_{\mathbf{k}}$ – исходный закон дисперсии электронов, μ_B – магнетон Бора, $\hat{\sigma}$ – вектор матриц Паули. Когда магнитное поле $\mathbf{B} \perp \Delta_Q$, эта матрица 4×4 распадается на две матрицы 2×2 , диагонализация которых дает необычную антисимметричную зависимость g -фактора $g(\mathbf{k})$ от импульса электронов, отсчитанного от границы магнитной зоны Брюллюэна.

В результате, если замкнутая циклотронная орбита электронов в магнитном поле состоит из двух симметричных половинок траектории, для которых g -фактор противоположен, то итоговый g -фактор в таком квантовом состоянии электронов будет равен нулю. Понимание этого эффекта важно для правильной интерпретации экспериментальных данных по магнитным квантовым осцилляциям.

Экспериментальное исследование этого эффекта проведено [1] нами в нескольких соединениях и подтверждает предложенную теорию. Показано, что антиферромагнитное состояние слоистого органического проводника κ -(BETS)₂FeBr₄ не проявляет спиновой модуляции осцилляций Шубникова-де Гааза, в отличие от парамагнитного состояния того же материала. Это свидетельствует о предсказанном вырождении уровней Ландау по спину для антиферромагнитных проводников. Аналогично, мы не находим спиновой модуляции в угловой зависимости осцилляций Шубникова-де Гааза в оптимально легированном электронами купрате Nd_{2-x}Ce_xCuO₄. Это указывает на наличие неелевского порядка в этом сверхпроводнике даже при оптимальном легировании.

Наблюдаемый эффект впервые экспериментально демонстрирует еще так называемое зеемановское спин-орбитальное взаимодействие – связь спина электронов с их орбитальным движением из-за зависимости $g(\mathbf{k})$. Вблизи границы магнитной зоны Брюллюэна оно оказывается намного сильнее обычного спин-орбитального взаимодействия, что может иметь потенциальные приложения в спинтронике.



ВЛИЯНИЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ КЕРАМИКИ $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$ ВБЛИЗИ T_C

С.А. Гудин^{1*}, А.Г. Гамзатов², Т.Р. Арсланов²

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

²Институт физики ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

E-mail: gudin@imp.uran.ru

В работе развито описание проводимости манганитов, обладающих эффектом колоссального магнетосопротивления [1] – [7]. В гранулированном керамическом манганите $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$ исследовано влияние высокого гидростатического давления до 8.5 ГПа на транспортные свойства вблизи температуры перехода металл-полупроводник. Обнаружено, что поведение удельного сопротивления в условиях высокого давления аналогично поведению удельного сопротивления в внешнем магнитном поле. С ростом приложенного давления температура перехода от металлического типа проводимости к полупроводниковому T_{MI} монотонно возрастает с барическим коэффициентом $dT_C/dP = 4.54$ К/ГПа в интервале давлений 0 – 4.84 ГПа.

Удельное сопротивление гранулированных керамик R определяется удельным сопротивлением ядра кристаллита, приповерхностного слоя кристаллита и границы между гранулами. Приповерхностный слой гранулы имеет диэлектрическую природу и его удельное сопротивление на много порядков превышает удельное сопротивление кристаллита. Проводимость через границу между гранулами осуществляется за счет спин-поляризованного туннелирования [6]. Проводимость в самой грануле определяется двумя механизмами проводимости: «ориентационным» [1] и «спин-поляронным» [2]. Для температуры 296 К на логарифмической зависимости удельного сопротивления от приложенного давления $\ln(\rho(P))$ обнаружена аномалия в виде излома линейного хода барической зависимости сопротивления при $P_C = 3.85$ ГПа. Рассматриваемые сосуществующие два механизма рассеяния, необходимые для интерпретации полученной температурно-барической зависимости сопротивления, мы связываем с гранулированным состоянием исследуемого манганита. Один механизм связан с изменением собственного сопротивления зерна гранулы под действием гидростатического давления. Второй механизм связан с изменением сопротивления приграничного слоя гранулы под действием гидростатического давления. Прохождение тока через межгранульные контакты влияет слабо на рассматриваемые процессы. Показано, что обнаруженный переход в точке P_C из одного линейного изменения барического хода удельного сопротивления в другое (построенный в логарифмическом масштабе) однозначно связан с существованием в керамическом образце двух процессов рассеяния, – внутризернового и приграничного. Вблизи P_C оба процесса рассеяния вносят сравнимые по величине вклады в удельное сопротивление. Для давлений меньше 3.85 ГПа преобладает вклад в сопротивление от механизмов рассеяния в приграничных слоях зерен, а для высоких давлений преобладает вклад от области однородного зерна.

Авторы выражают благодарность профессору V. Markovich (Ben-Gurion University of the Negev) а также К.И. Кугелю за внимание к работе и полезные комментарии.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ «Квант» No. АААА-А18-118020190095-4.

1. С.А. Гудин, М.И. Куркин и др., ЖЭТФ, **148** (5), 1005 (2015).
2. С.А. Гудин, Н.И. Солин и др., ФТТ, **60** (6), 1067, (2018).
3. А.Г. Гамзатов, Т.А. Гаджимурадов и др. ЖЭТФ, **149** (1), 172, (2016).
4. С.А. Гудин, Н.И. Солин, ЖЭТФ, **157** (4), 648, (2020).
5. С.А. Гудин, Н.И. Солин, ФТТ, **62** (5), 669 (2020).
6. А.Г. Гамзатов, Т.А. Гаджимурадов, Женвен Ли и др. ЖЭТФ **149** (1), 172 (2016).
7. A.G. Gamzatov, A.B. Batdalov et al., Appl. Phys. Lett. **102**, 032404 (2013).



КВАНТОВЫЙ ТРАНСПОРТ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ СИСТЕМЫ АТОМНОГО МАСШТАБА

А.Б. Ключанцев, Д.М. Дзедзисашвили*

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

E-mail: ddm@iph.krasn.ru

В работе предложена теория туннельного квантового транспорта электронов через системы атомного масштаба (устройства). В основе теории лежит диаграммная техника для неравновесных функций Грина, построенных на операторах Хаббарда (НДТХ). Введение операторов Хаббарда, описывающих состояния устройства, позволяет представить гамильтониан устройства в диагональном виде, а связь с двумя контактами учитывать по теории возмущения. Отличие нашего подхода от предложенных ранее теорий основанных на НДТХ [1,2,3], заключается в алгоритме вычисления среднего от произведения произвольного числа диагональных операторов Хаббарда: $\langle X^{nn} X^{ll} X^{mm} \dots \rangle$. Так, в работах [1,2] для этой цели использовалось куммулянтное разложение [4], разработанное для решеточных (многоячеечных) моделей. В задаче о туннельном транспорте через рассматриваемое устройство (представляемое в виде только одной ячейки) куммулянтное разложение не просто избыточно, но и при неизбежном использовании приближений приводит к появлению, в действительности не существующих, вкладов. В нашей теории при вычислении указанного среднего явным образом используется тот факт, что все диагональные операторы определены для одной и той же ячейки. Тогда, например, при усреднении с нулевым гамильтонианом имеем:

$$\langle X^{nn} X^{ll} X^{mm} \dots \rangle_0 = \delta_{nl} \delta_{lm} \dots \langle X^{nn} \dots \rangle.$$

Учет отмеченного обстоятельства приводит к важным изменениям правил НДТХ. В частности, оказывается, что любая диаграмма произвольного порядка может содержать только одно среднее от произведения диагональных операторов, и это среднее входит только в силовой оператор $P_{\alpha\beta}^{ab}$ ($a, b = \pm$, α, β – корневые вектора). Массовый оператор $\Sigma_{\alpha\beta}^{ab}$ не содержит указанных средних, и, как следствие, не содержит безпетлевых диаграмм. Простейшие вклады в $\Sigma_{\alpha\beta}^{ab}$ являются однопетлевыми.

Учитывая перечисленные особенности НДТХ, в однопетлевом приближении для $\Sigma_{\alpha\beta}^{ab}$ и цепочечном приближении для $P_{\alpha\beta}^{ab}$ удастся получить выражение для туннельного тока в достаточно общем (т.е. подходящем для любого устройства) виде:

$$I = \Sigma_e e \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \Gamma_{L\sigma}(\omega) \Gamma_{R\sigma}(\omega) [n(\hbar\omega - V) - n(\hbar\omega)] W_{\sigma}(\omega),$$

где функции $\Gamma_{L(R)\sigma}(\omega)$ описывают связь устройства с левым (правым) контактами, V – приложенное к правому контакту напряжение, $n(\hbar\omega)$ – функция распределения Ферми-Дирака, а $W_{\sigma}(\omega)$ – спектральная функция, содержащая всю информацию об устрой-

стве. В качестве простейшего примера применения развитой в работе теории проводится расчет вольт-амперных характеристик и дифференциальной проводимости устройства, состоящего из одной Андерсоновской орбитали в магнитном поле с величиной кулоновского отталкивания двух электронов $U = \infty$. Рассчитанные зависимости туннельного тока и дифференциальной проводимости от V сравниваются с полученными ранее (например, в работе [5]) результатами.

1. В.В. Вальков, С.В. Аксенов, Е.А. Уланов, Письма в ЖЭТФ **98**, 459 (2013).
2. I. Sandalov et al., Int. Journal of Quantum Chemistry **94**, 113 (2003).
3. F. Chen, M.A. Ochoa, M. Galperin, J. Chem. Phys. **146**, 092301 (2017).
4. S.G. Ovchinnikov, V.V. Val'kov, Hubbard Operators in the Theory of Strongly Correlated Electrons, Imperial College Press (2004).
5. N. Sivan, N.S. Wingreen, PRB **54**, 11622 (1996).



СТЕКОЛЬНЫЙ ПЕРЕХОД — ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В УПРУГОЙ СРЕДЕ

М.Г. Васин^{1}, К.Я. Шкляев²*

¹Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Москва, Россия

²Удмуртский государственный университет, Ижевск, Россия

E-mail: dr_vasin@mail.ru

Микроскопические механизмы, которые порождают стекольное состояние вещества, до сих пор остаются предметом обсуждения. В частности, дискуссионным остаётся вопрос: можно ли рассматривать стёкла как предельно вязкие жидкости, либо стекольная фаза является результатом подлинного термодинамического фазового перехода в твёрдое состояние [1]. В представленном докладе приведены аргументы в пользу второго утверждения и показано, что переход в стекольную фазу в полной мере можно описать как фазовый переход в системе топологических дефектов, т.е. как топологический фазовый переход. Этот подход не нов. Теоретическое описание стекольной фазы как замороженной системы топологически устойчивых дефектов активно развивалось в конце прошлого века (см., например, [2,3]). Тогда же было предположено, что переход в стекольное состояние является топологическим фазовым переходом [4].

В представленном докладе предложено развитие этого подхода. Показано, что в трёхмерной системе топологических дефектов может происходить фазовый переход, описание которого сводится к простой модели с эффективным гамильтонианом

$$\mathcal{H} = (\nabla \times \mathbf{A})^2 + a(T - T^*) \left(\frac{1}{2} \mathbf{A}^2 - \frac{1}{4!} \mathbf{A}^4 \right) + \frac{b}{6!} \mathbf{A}^6 + \mathbf{J} \mathbf{A}, \quad (1)$$

где T^* — температура Фогеля-Фулчера, $\mathbf{A}$ — эффективное поле, описывающее взаимодействие между топологическими дефектами $\mathbf{J}$, а наблюдаемые величины связаны с корреляционной функцией $\langle \mathbf{J} \mathbf{J} \rangle \propto \exp \left[\frac{1}{2} \langle \mathbf{A} \mathbf{A} \rangle \right]$. Такая система характеризуется наличием двух пространственных масштабов: радиуса взаимодействия, обратно пропорционального массе поля $\mathbf{A}$, и корреляционного радиуса топологических дефектов, который с приближением температуры к T^* растёт значительно быстрее радиуса взаимодействия. Используя методы неравновесной (критической) динамики можно показать, что этот масштаб пропорционален времени релаксации, расходясь к которому при $T \rightarrow T^{*+}$ описывается уравнением Фогеля-Фулчера-Таммана, а температура стекольного перехода, $T_g > T^*$, зависит от скорости охлаждения [5]. Но, пожалуй, наиболее важным результатом является то, что в статическом пределе данная модель демонстрирует большинство свойств, характерных для стекольного перехода: при $T \rightarrow T^{*+}$ теплоёмкость системы быстро падает, а восприимчивость резко возрастает на конечную величину. При этом нелинейные восприимчивости третьего, χ_3 , и пятого, χ_5 , порядка при $T \rightarrow T^{*+}$ расходятся, причём $\chi_5 \propto \chi_3^2$, что согласуется с недавно полученными экспериментальными данными [1].

1. S. Albert, Th. Bauer, M. Michl, G. Biroli, J.-P. Bouchaud, A. Loidl, P. Lunkenheimer, R. Tourbot, C. Wiertel-Gasquet, and F. Ladieu, *Science* **352**, 1308 (2016).
2. D.R. Nelson, *Phys. Rev. B* **28**, 5515 (1983).
3. N. Rivier, *Rev. Bras. Fis.* **15** (4), 311 (1985).
4. И.Е. Дзялошинский, С.П. Обухов, *ЖЭТФ* **83** (2), 813 (1982).
5. M.G. Vasin, V.M. Vinokur, *Physica A* **525** 1161 (2019).



ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ВБЛИЗИ ТОЧКИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С БИКВАДРАТИЧНЫМ ОБМЕНОМ

Е.Е. Кокорина, М.В. Медведев***

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

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

Исследован магнитокалорический эффект (изменение магнитной энтропии при изотермическом намагничивании) в модели ферромагнетика с билинейным и биквадратичным обменными взаимодействиями между ближайшими магнитными соседями, в которой в зависимости от соотношения величин параметров билинейного ($I > 0$) и биквадратичного ($K > 0$) обменов фазовый переход "ферромагнетик-парамагнетик" может быть как II, так и I рода.

В приближении среднего поля получен термодинамический потенциал магнитоупорядоченного состояния, который характеризуется двумя параметрами порядка – дипольным (относительной намагниченностью) σ_z и квадрупольным q_θ , и рассмотрено температурное и полевое поведение параметров порядка этого ферро-квадрупольного состояния вблизи точки Кюри T_C .

В случае, когда спонтанный фазовый переход из парамагнитного состояния в магнитоупорядоченное является переходом I рода показано, что изотермическое намагничивание в небольшом интервале температур выше температуры фазового перехода первого рода T_{c1} приводит к скачкам относительной намагниченности и квадрупольного параметра порядка и соответственно к скачкообразному уменьшению магнитной энтропии. При этом величина скачков параметров порядка и магнитной энтропии тем больше, а напряженность магнитного поля, вызывающего скачок, тем меньше, чем ближе температура намагничивания лежит к температуре фазового перехода T_{c1} .

В случае, когда спонтанный фазовый переход из парамагнитного состояния в магнитоупорядоченное является переходом II рода установлено, что показатели степенных зависимостей изменения магнитной энтропии от магнитного поля H совпадают с показателями степенной зависимости изменения энтропии обычного ферромагнетика только с одним билинейным обменом, т.е. изменение энтропии $\Delta S_M(T_C, H)$ в точке Кюри T_C пропорционально $-H^{2/3}$, несколько ниже T_C будет $\Delta S_M(T < T_C, H) \sim -H$ и выше T_C имеет место $\Delta S_M(T > T_C, H) \sim -H^2$. В то же время коэффициенты перед этими степенными множителями в энтропии существенно зависят от отношений параметров обмена I и K – они минимальны при $K = 0$ и заметно увеличиваются по абсолютной величине при возрастании отношения K/I , отражая усиление понижения энтропии по мере усиления вклада от биквадратичного обмена.

1. Е.Е. Кокорина, М.В. Медведев, ФММ **122**, № 7, 675-683 (2021).

2. Е.Е. Кокорина, М.В. Медведев, ФММ **122**, № 11, 1125-1134 (2021).



ОПИСАНИЕ ЛИНЕЙНЫХ ТРИМЕРОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ В СЕРИИ $Ba_4NbTM_3O_{12}$ ($TM = Mn, Rh, Ir$)

Е.В. Комлева^{1}, Д.И. Хомский², С.В. Стрельцов^{1,3}*

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

²II. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Germany

³Уральский Федеральный Университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

E-mail: komleva@imp.uran.ru

Для описания электронов в твёрдом теле широко применяются две модели – картина локализованных электронов (ЛЭ), в которой носители заряда принадлежат конкретному атому, и делокализованных, принадлежащих кристаллу в целом. В кластерных системах, то есть в соединениях, содержащих группы достаточно близко расположенных атомов переходного металла, может реализовываться смешанное состояние – электроны локализуются на группе атомов, которая геометрически изолирована от других подобных. Это может привести к формированию молекулярных орбиталей (МО), влияющих на физические свойства системы.

Теоретическое исследование электронной структуры и магнитных свойств недавно синтезированной серии $Ba_4NbTM_3O_{12}$ ($TM = Mn, Rh, Ir$), содержащей линейные тримеры переходного металла TM [1-2], позволяет установить закономерности в применимости моделей с увеличением главного квантового числа иона переходного металла. Оказалось, что для $3d$ системы справедлива картина ЛЭ. Успешное описание $5d$ системы осуществляется с помощью модели МО. Случай $4d$ системы является промежуточным – картина МО является разумным начальным приближением, однако необходим учёт корреляционных эффектов [3-4].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ в рамках научного проекта №20-62-46047.

1. L.T. Nguyen, T. Kong and R.J. Cava, Mater. Res. Express **6** 056108 (2019).
2. L.T. Nguyen and R.J. Cava, Phys. Rev. Materials **3**, 014412 (2019).
3. S.V. Streltsov, D.I. Khomskii, JETP Lett. **108**, 686 (2018).
4. E.V. Komleva, D.I. Khomskii, S.V. Streltsov, Phys. Rev. B **102**, 174448 (2020).

ВЛИЯНИЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ТЕМПЕРАТУРУ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА ГИБРИДНЫХ СТРУКТУР СВЕРХПРОВОДНИК/ФЕРРОМАГНЕТИК

А.А. Копасов^{1*}, А.С. Мельников^{1,2}

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

E-mail: kopasov@ipmras.ru

Влияние спин-орбитального взаимодействия на эффект близости в гибридных структурах с сосуществующим сверхпроводящим и магнитным упорядочением является предметом активных исследований уже более двадцати лет. Одним из важнейших вопросов при анализе сверхпроводящего эффекта близости является исследование возможного обратного влияния примыкающего слоя на критическую температуру и структуру куперовских пар в сверхпроводнике (так называемый обратный эффект близости).

В данной работе исследовано влияние обратного эффекта близости на зарождение сверхпроводимости в планарных гибридных структурах, состоящих из тонкой сверхпроводящей пленки в контакте с материалом с сильным обменным (или зеемановским) полем и спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы. В рамках формализма уравнений Горькова вычислена температура сверхпроводящего перехода системы в зависимости от величины обменного поля и энергии спин-орбитального взаимодействия. В отсутствие спин-орбитального взаимодействия уравнение на критическую температуру совпадает с известным результатом [1]. В работе показано, что спин-орбитальное взаимодействие приводит к возвратному поведению критической температуры в зависимости от обменного поля. Причиной данного эффекта является частичная компенсация спин зависимых полей в фазах рассеяния квазичастиц при отражении от спин-активной границы.

В работе также показано, что спин-орбитальное взаимодействие стабилизирует неоднородное сверхпроводящее состояние с отличным от нуля импульсом куперовской пары. Разработанная микроскопическая теория обратного эффекта близости обосновывает появление слагаемого линейного по пространственным градиентам (инвариант Лифшица) в феноменологических моделях типа Гинзбурга-Ландау [2], а также указывает диапазон спин зависимых полей, для которых такое феноменологическое описание справедливо.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ 20-12-00053.

1. T. Tokuyasu, J.A. Sauls, D. Rainer, Phys. Rev. B **38**, 8823 (1988).

2. M. Smidman et al., Rep. Prog. Phys. **80**, 036501 (2017).



ЭЛЕКТРОН-ФОНОННАЯ ПЕРЕНОРМИРОВКА МАССЫ В МЕТАЛЛЕ ЗА ПРЕДЕЛАМИ АДИАБАТИЧЕСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Э.З. Кучинский, Н.А. Кулеева

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: kuchinsk@iep.uran.ru

Проанализирована перенормировка массы электрона в металле за счет электрон-фононного взаимодействия и связанная с ней константа взаимодействия λ в моделях как акустических, так и оптических фононов в широком интервале величины характерной частоты фононов ω_0 как в адиабатическом пределе, когда эта частота существенно меньше энергии Ферми ϵ_F , так и в антиадиабатическом, когда характерная частота существенно больше ширины затравочной электронной зоны. Показано, что в антиадиабатическом пределе λ обратно пропорциональна характерной частоте фононов, и вследствие малости этой константы теорема Мигдала работает и в этом пределе. Рассмотрено влияние беспорядка и сильных электронных корреляций на электрон-фононную перенормировку массы и константу λ . В адиабатическом пределе перенормировка массы λ несколько подавляется примесным рассеянием, что связано с уменьшением плотности состояний на уровне Ферми. Электронные корреляции в этом пределе совсем незначительно подавляют электрон-фононную константу λ в коррелированном металле, а в моттовском диэлектрике $\lambda \approx 0$. Электрон-фононное взаимодействие затрудняет моттовский переход металл-диэлектрик, что в диэлектрике вблизи моттовского перехода приводит к возможности восстановления квазичастичного пика и резкого роста константы λ с ростом дебаевской частоты. В антиадиабатическом пределе ни беспорядок, ни сильные электронные корреляции практически не влияют на электрон-фононную перенормировку массы и эффективную константу $\lambda \sim \epsilon_F/\omega_0$.



НЕЛИНЕЙНЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ

*Н.В. Леппенен**, Л.Е. Голуб

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: nik-leppenen@yandex.ru

Защищенные краевые состояния на поверхности двумерного топологического изолятора являются киральными и могут быть использованы для генерации спинowego тока. Это делает структуры на основе топологических изоляторов перспективными кандидатами для создания новых устройств для обработки и хранения информации [1].

Одним из способов генерации тока с помощью поляризованного света является фотогальванический эффект, который проявляется уже в первом порядке по интенсивности света и возникает при оптических переходах между краевыми состояниями в электро-дипольном приближении [2]. В нашей работе [3] мы изучаем когерентное насыщение оптического перехода, которое возникает при высокой интенсивности освещения, а также учитываем процессы упругой релаксации (рис. 1(a)), возникающие, например, из-за взаимодействия с магнитными примесями. В результате, генерирующийся фототок j во всех порядках по интенсивности света I меняет зависимость с $j \sim I$ на $j \sim \sqrt{I}$ и начинает сильно зависеть от отношения времен релаксации (рис. 1(b)).

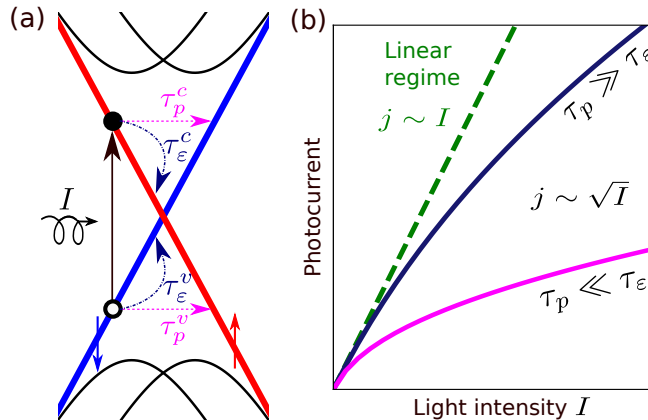


Рис. 1. (a) Схема прямого оптического перехода между краевыми состояниями.
(b) Зависимость фототока от интенсивности света.

Фототок на поверхности трехмерного топологического изолятора возникает из-за тригональной гофрировки спектра поверхностных состояний. Механизмом генерации является линейный фотогальванический эффект. Мы рассчитываем ток микроскопически с учетом как сдвигового, так и баллистического вклада, в котором учитываются процессы упругого рассеяния.

1. M. He, H. Sun, Q.L. He, *Front. Phys.* **14**, 43401 (2019).
2. M.V. Durnev, S.A. Tarasenko, *Ann. Phys. (Berlin)* **531**, 1800418 (2019).
3. N. V. Leppenen, L. E. Golub, *arXiv:2110.15236* (2021).



МЕТОД ФЛУКТУИРУЮЩЕГО ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ РЕШЁТОЧНЫХ МОДЕЛЕЙ В СИЛЬНОКОРРЕЛИРОВАННОМ РЕЖИМЕ

Я.С. Ляхова^{1,2,*}, А.Н. Рубцов¹

¹Российский квантовый центр, г. Москва, Россия

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

E-mail: yslyakhova@mephi.ru

Теоретическое описание коллективных флуктуаций является одной из важнейших проблем многочастичной физики. Нередко вызывает особые трудности рассмотрение систем в сильнокоррелированном режиме. В данной работе мы развиваем метод флуктуирующего локального поля на базе схемы динамической теории среднего поля и показываем, что такой подход позволяет успешно работать с решёточными моделями вблизи атомного предела. В основе предлагаемого метода лежит точное преобразование статистической суммы [1]

$$Z = \iint \mathcal{D}\tilde{h} D[c^\dagger, c] \exp \left\{ -S[c^\dagger, c] - \frac{\beta N}{2\lambda} \left(\tilde{h}^l - h^l - \frac{\lambda}{\beta N} (S_{jj'} c_j^\dagger c_{j'}) \right)^2 \right\}, \quad (1)$$

где $S[c^\dagger, c]$ - точное действие, $\mathcal{D}\tilde{h} = \left(\sqrt{\frac{\beta N}{2\pi\lambda}} \right)^{d/2}$ для d -мерного вектора $\tilde{h}^l$, а λ задаёт амплитуду его флуктуаций. Тем самым вводится в рассмотрение флуктуирующее поле $\tilde{h}^l$, связанное со спиновым каналом флуктуаций, а точная статистическая сумма представляется в виде ансамбля статистических сумм, отвечающих различным значениям локальной намагниченности.

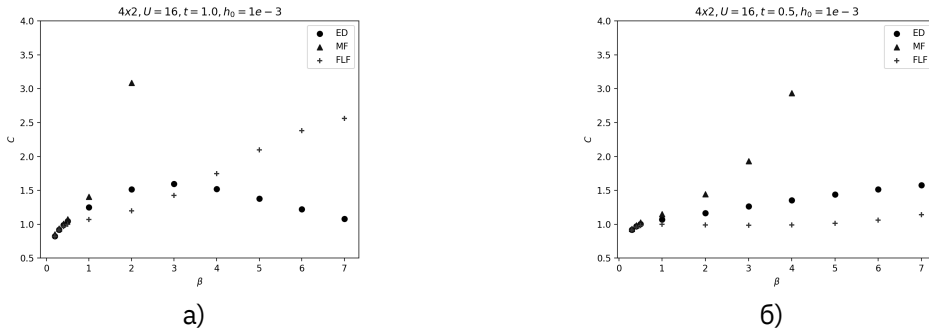


Рис. 1. Зависимость постоянной Кюри от обратной температуры, полученная методом точной диагонализации (ED), среднего поля (MF) и флуктуирующего локального поля (FLF).

На Рис. 1 представлены кривые зависимости постоянной Кюри от обратной температуры, полученные тремя различными методами. Расчёты проводились для двумерного хаббардовского кластера 4×2 с антиферромагнитным упорядочиванием, помещённого в слабое внешнее магнитное поле. Видно, что предлагаемый метод флуктуирующего локального поля позволяет с хорошей точностью описывать решёточные модели вблизи атомного предела.

**AB INITIO И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{BaTiO}_3/\text{LaMnO}_3$**

И.И. Мамин, А.А. Гумарова, А.В. Леонтьев, А.О. Чибирев*

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского
ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань, Россия

E-mail: mamin@kfti.knc.ru

В 2004 году был обнаружен электронный газ высокой подвижности на интерфейсе между LaAlO_3 и SrTiO_3 [1]. Позже было показано, что эта гетероструктура обладает ферромагнитными свойствами [2] и переходит в сверхпроводящее состояние при температурах ниже 300 мК [3]. Самой популярной причиной возникновения проводящей фазы в этой системе принято считать электронные перестройки, возникающие вследствие структурных искажений в разноразряженных слоях $(\text{AlO}_2)^-$ and $(\text{LaO})^+$. Однако, перераспределение электронов в гетероструктуре может быть также инициировано присутствием сегнетоэлектрической поляризации. Было показано, что использование сегнетоэлектрического слоя которого электронейтральны в отличие от LaAlO_3 , также может привести к возникновению проводящего интерфейса. Мы исследуем гетероструктуры на основе сегнетоэлектрических и диэлектриков оксидов со структурой типа $\text{BaTiO}_3/\text{LaMnO}_3$ и $\text{BaTiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$. Ранее с помощью расчётов из первых принципов были промоделированы электронные и магнитные свойства этих гетероструктур. Было показано, что в обеих гетероструктурах $\text{BaTiO}_3/\text{LaMnO}_3$ и $\text{BaTiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ в области интерфейса исчезает запрещенная зона и система переходит в состояние с ненулевой плотностью состояний на уровне Ферми. Моделирование гетероструктур $\text{BaTiO}_3/\text{LaMnO}_3$ [4] указывает на металлический характер поведения проводимости интерфейса этой гетероструктуры. Также показано, что в гетероструктурах $\text{BaTiO}_3/\text{LaMnO}_3$ возникает магнитное упорядочение ферромагнитного типа. Результаты показывают, что результаты связаны с направлением поляризации в сегнетоэлектрической пленке.

Были получены образцы гетероструктур $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$, экспериментально измерены сопротивление образцов и показано возникновение квазидвумерной проводимости на интерфейсе гетероструктуры. Показано, что электросопротивление значительно уменьшается с температурой при температурах ниже максимума при 160 К. Температура максимума зависит от термоциклирования во внешнем магнитном поле, и она увеличивается с увеличением количества циклов.

В результате исследования процессов переключения высокопроводящей области на границе сегнетоэлектрика и диэлектрика в гетероструктуре $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ при воздействии ультрафиолетового, зеленого и инфракрасного света на сегнетоэлектрическую пленку и область интерфейса путем освещения через поверхность с сегнетоэлектрической пленкой обнаружен отрицательный эффект фотопроводимости. Наибольший эффект наблюдается при освещении зеленым светом. При освещении светом разной длины волны наблюдается кумулятивный эффект. Обнаружено, что при разноразной последовательности включения/выключения зеленого и инфракрасного освещения наблюдается разный по величине кумулятивный эффект, при этом относительная разница составляет около 23%. Мы полагаем, что при освещении носители тока, генерируемые в сегнетоэлектрике, экранируют поляризацию внутри сегнетоэлектрика. В результате "эффективное" уменьшение объемной поляризации в пленке сегнетоэлектрика приводит к уменьшению плотности носителей заряда в высокопроводящей области интерфейса, и, соответственно, к увеличению сопротивления.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-12-00179.

1. A. Ohtomo, N. Ywang, Nature **427**, 6973 (2004).
2. S. Thiel, G. Hammerl, A. Schmehl et al., Science **313**, 5759 (2006).
3. N. Reyren, S. Thiel, A.D. Caviglia, et al., Science **317**, 1196 (2007).
4. V.V. Kabanov et al., Mater. Res. Express **7**, 055020 (2020).



КРИТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДОВ В НЕСОИЗМЕРИМЫЕ МАГНИТНЫЕ ФАЗЫ В СЛОИСТЫХ СРЕДАХ С ТЕТРАГОНАЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ

В.В. Меньшенин*

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

E-mail: menshenin@imp.uran.ru

В докладе дано описание критической динамики распространения продольного звука вблизи переходов из парамагнитной фазы в несоизмеримую магнитную фазу с помощью подхода, позволяющего свести стохастическую модель такой динамики к квантовополевой модели с удвоенным числом полей [1]. Используя теоретико-групповой анализ, получено действие для всех возможных указанных переходов второго рода в слоистом дигерманиде железа, обладающем пространственной симметрией $I4/mcm$ (D_{4h}^{18}) [2]. На основе действия, характеризующего переход в структуру типа продольной спиновой волны, найдено статическое действие задачи, включающее в себя взаимодействие магнитной и решеточной подсистем. С его помощью определяется действие квантовополевой модели, а значит и производящий функционал для функций Грина системы. На этом этапе в однопетлевом приближении рассматривается функция отклика на упругие возмущения. Собственно энергетическая часть этого отклика зависит только от спиновых корреляторов. Размерный анализ позволяет заключить, что переменные, описывающие продольную упругую волну, не влияют на магнитный фазовый переход, если перенормировка параметров взаимодействия не меняет их знаков при исключении упругих переменных. Применяя ренормгрупповой подход, найдено решение уравнения для связанных спиновых функций Грина в критической точке, частным случаем которых является спиновый коррелятор для собственно энергетической части функции отклика на внешнее упругое возмущение. Это позволяет для продольных упругих волн в направлении [100], например, найти степенной закон температурного изменения скорости звука в критической области, а также смещение положения точки минимума частоты (а значит и скорости) этих волн относительно точки фазового перехода [3]. Выяснены причины различного изменения скорости продольных звуковых волн в направлениях [100], [010] и [001]. Они связаны действием кристаллического поля на ионы железа, что приводит к снятию вырождения 3d-уровня железа и наиболее сильному перекрытию орбиталей $d_{x^2-y^2}$, то есть к сильной обменной стрикции в направлении [100].

Заметим, что теория полностью применима и при переходе в соизмеримые фазы, если переход имеет двухкомпонентный параметр порядка и не меняется кристаллическая структура.

1. Н.В. Антонов, А.Н. Васильев, ТМФ **60**, 59 (1984).
2. В.В. Меньшенин, ФТТ **61**, 552 (2019).
3. В.В. Меньшенин, ЖЭТФ **160**, 95 (2021).



РЕАЛИЗАЦИЯ КОНЦЕПЦИИ СПИНОВОГО ПОЛЯРОНА В КУПРАТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ НА ОСНОВЕ ДИАГРАММНОЙ ТЕХНИКИ

В.А. Мицкан*, Д.М. Дзедзисашвили

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

E-mail: mitskan@iph.krasn.ru

В рамках спин-фермионной модели купратных сверхпроводников, учитывающей сильную связь между спиновыми и зарядовыми степенями свободы, на основе метода, комбинирующего феймановскую диаграммную технику и диаграммную технику для спиновых операторов, исследованы спектральные свойства ансамбля фермиевских спин-поляронных квазичастиц [1]. Выделен минимальный набор однопетлевых и лестничных диаграмм для собственно-энергетической части фермионной функции Грина, необходимый для воспроизведения наиболее важных особенностей спин-поляронного спектра (Рис.1а). Показано, что для описания значительного понижения энергии спин-поляронных квазичастиц и появления локального минимума энергетического спектра в окрестности точки $(\pi/2; \pi/2)$ зоны Бриллюэна достаточно учитывать лишь однопетлевые диаграммы (Рис.1б). Однако формирование энергетической щели между нижней ветвью спин-поляронных состояний и верхними ветвями кислородных дырок происходит только при учёте лестничных диаграмм для массового оператора фермионной функции Грина (Рис.1в).

В результате учета всех (как однопетлевых, так и лестничных) диаграмм достигается хорошее качественное согласие спин-поляронного спектра, полученного на основе диаграммного подхода, с результатами предыдущих работ [2,3], в которых энергетическая структура спин-поляронных квазичастиц изучались в рамках проекционной техники Цванцига–Мори [4]. Ожидается, что развитый в работе подход позволит выйти за рамки приближения среднего поля и послужит эффективным инструментом при описании псевдощелевой фазы купратных сверхпроводников, носителями тока в которых выступают спин-поляронные квазичастицы.

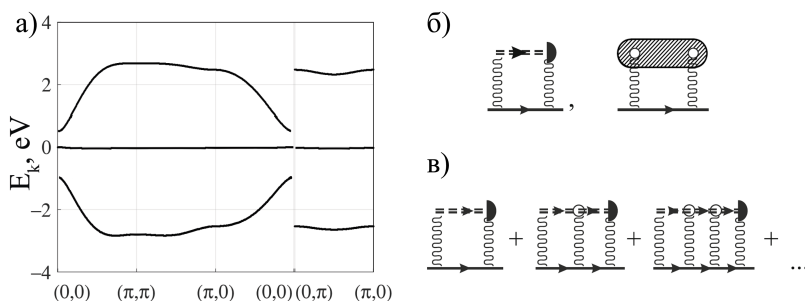


Рис. 1. а) энергетический спектр спиновых поляронов, рассчитанный в лестничном приближении, б) однопетлевые диаграммы для массового оператора, в) ряд из лестничных диаграмм, учитывающих процессы многократного рассеяния дырок на локализованных спинах

1. В.А. Мицкан и др., Письма в ЖЭТФ, **114**, 339 (2021).
2. A.F. Barabanov et al., JETP **83**, 819 (1996).
3. D.M. Dzebisashvili et al., JETP Lett. **98**, 528 (2013).
4. R. Zwanzig, Phys. Rev. **124**, 983 (1961); H. Mori, Prog. Theor. Phys. **33**, 423 (1965).



ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ НЕУПОРЯДОЧЕННОГО БИНАРНОГО СПЛАВА В РАМКАХ КЛАСТЕРНОГО ПОДХОДА

С.В. Николаев^{1,2}, Ю.С. Орлов^{1,2}*

¹Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

²Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

E-mail: svinikolaev@sfu-kras.ru

В настоящей работе предложен метод расчёта электронной зонной структуры разупорядоченных систем с сильными электронными корреляциями, основанный на кластерном подходе. Преимуществом данного метода является непосредственный учёт электронных корреляций, ближнего магнитного и структурного порядка, которые играют существенную роль при описании низкоразмерных магнитных систем и различных сплавов. Схема кластерного подхода содержит два основных этапа построения решения: первый — это выбор кластера и нахождение его собственных многоэлектронных состояний методом точной диагонализации; второй — вычисление термодинамических величин и их усреднение по беспорядку — конфигурациям кластера с различным расположением ионов. В качестве базовой модели используется модель Хаббарда для бинарного сплава $A_{1-x}B_x$. Рассматриваются различные подходы к описанию электропроводности неупорядоченных систем, основанные на вычислении усредненной по различным конфигурациям кластера одночастичной функции Грина системы, формализме Больцмана и теории линейного отклика Кубо [1].

В рамках предложенного метода проведены расчёты электропроводности бинарного сплава в отсутствие межэлектронного взаимодействия, когда зонная структура не зависит от температуры и числа электронов в системе. Используемый нами кластерный подход позволил проводить расчёты в рамках достаточно больших кластеров, что существенно при исследовании неупорядоченных систем. В частности, моделирование упорядоченной фазы в неупорядоченном окружении показало появление псевдощели в спектре при энергиях, соответствующих границе зоны Бриллюэна полностью упорядоченного сплава. Таким образом, при половинном заполнении будет наблюдаться переход диэлектрик - плохой металл - металл с ростом беспорядка. Аналогичная ситуация, связанная с появлением псевдощели в сильно коррелированных системах при наличии ближнего антиферромагнитного порядка, рассматривается, например, в работе [2]. Сравнение результатов расчёта электропроводности в рамках кластерной теории возмущений в формализме Больцмана и в рамках формализма Кубо для достаточно больших кластеров показало хорошее согласие.

Обнаружено, что при наличии беспорядка (примесей) в системе в зависимости статической электропроводности σ (μ) в пределе низких температур наблюдается провал, обусловленный рассеянием носителей, но при этом сохраняется логарифмическая особенность плотности состояний. Мы считаем, что данное поведение электропроводности можно рассматривать как признак появления локализации в системе.

1. С.В. Николаев, Ю.С. Орлов, В.А. Дудников, ЖЭТФ **158**, 946 (2020).

2. М.В. Садовский, УФН **171**, 539 (2001).



АНОМАЛЬНЫЙ МАГНИТОТРАНСПОРТ В ДВУМЕРНОМ НЕУПОРЯДОЧЕННОМ ГАЗЕ МАССИВНЫХ ДИРАКОВСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

С.Г. Новокшионов^{1,2*}

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

²Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

E-mail: nov@imp.uran.ru

Исследуется холловское ρ_H и продольное ρ_L магнитосопротивление минимальной модели 2D-изолятора Черна, гамильтониан которой имеет вид [1]

$$\mathcal{H} + U = v(\pi \cdot \sigma) + M\sigma_z + U(r). \quad (1)$$

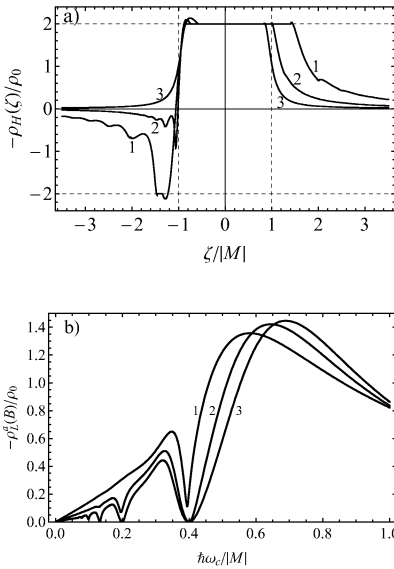


Рис. 1. а) Кривые $\rho_H(\zeta)$ при различных значениях B , $\rho_0 = 2\pi\hbar/e^2$ — квант сопротивления. б) Кривые $\rho_L^a(B)$ при различных значениях параметра беспорядка.

Здесь $\pi = p - eA/c$ — 2D-импульс электрона в поперечном магнитном поле B , σ — 3D-вектор, составленный из спиновых матриц Паули, $U(r)$ — δ -коррелированный гауссовский случайный потенциал, v и M — параметры, определяющие скорость и дираковскую массу электрона M/v^2 .

Получены выражения для ρ_L и ρ_H в лестничном приближении и выполнен численный анализ их зависимости от химического потенциала ζ и индукции магнитного поля. Обе компоненты тензора $\hat{\rho}$ складываются из нормальных ρ^n и аномальных ρ^a слагаемых, обладающих разной четностью по магнитному полю, но, тем не менее, удовлетворяющих соотношениям Онсагера по совокупности параметров (B, M), нарушающих $t \leftrightarrow -t$ инвариантность гамильтониана (1). На рис. 1.а) приведены графики зависимости $\rho_H(\zeta)$, рассчитанные при $\hbar\omega_c/|M| = 1.0, = 0.25, = 0.0$ (кривые 1,2,3, соответственно), и значения безразмерного параметра беспорядка $\gamma_0 = W/4\pi(\hbar v)^2 = 0.02$, где W — амплитуда парного коррелятора случайного поля U . Как показывает расчет, плато квантованного значения $\rho_H^a = 4\pi\hbar/e^2$ сохраняется при включении магнитного поля и отличается от плато ρ_H^n четностью по магнитному полю. На рис. 1.б) представлены графики полевой зависимости ρ_L^a , рассчитанные при постоянной концентрации электронов $n \simeq 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и следующих значениях параметров $\gamma_0 = 0.02, = 0.01, = 0.005$ (кривые 1,2,3, соответственно), $M \simeq$

10^{-2} eV . В отличие от обычного магнитосопротивления, $\rho_L^a(B)$ является нечетной функцией и линейно зависит от B в области слабых полей (см. рис. 1.б)).

Таким образом, в топологически нетривиальных проводниках, наряду с четным по индукции магнитного поля аномальным эффектом Холла, может наблюдаться нечетное по B аномальное магнитосопротивление.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема "Спин" № АААА-А18-118020290104-2).

1. S.G. Novokshonov, arXiv:2104.03623v2 (2021).



ANOMALOUS OXYGEN METALLIC BAND IN POTENTIAL SUPERCONDUCTOR $\text{KCa}_2\text{Fe}_4\text{As}_4\text{O}_2$

N.S. Pavlov^{1,2}, K.S. Pervakov², I.A. Nekrasov^{1,2}*

¹Institute of Electrophysics of the Ural Branch RAS, Yekaterinburg, Russia

²P. N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

E-mail: pavlovns@gmail.com

Discover of self-doped superconductivity in 1144 ($\text{KCa}_2\text{Fe}_4\text{As}_4$ [1,2]) and 12442 fluorine systems ($\text{KCa}_2\text{Fe}_4\text{As}_4\text{F}_2$ [3]) was in 2016. In this work the electronic structure, magnetism and Fermi surface of a hole self-doped potential iron-based superconductor $\text{KCa}_2\text{Fe}_4\text{As}_4\text{O}_2$ (12442) (which is not synthesized yet) were studied by first-principles DFT/GGA approach. The DFT calculations were performed within the full-potential linearized augmented plane-wave (FP-LAPW) code WIEN2k [4] with Perdew-Burke-Ernzerhof generalized gradient approximation (GGA). The Brillouin zone k-points grid was $16 \times 16 \times 16$. The projection onto Wannier functions basis directly shows that $\text{KCa}_2\text{Fe}_4\text{As}_4\text{O}_2$ has self-doping of 0.75 hole per Fe ion. The magnetic ground state is found to be checkerboard antiferromagnetic state.

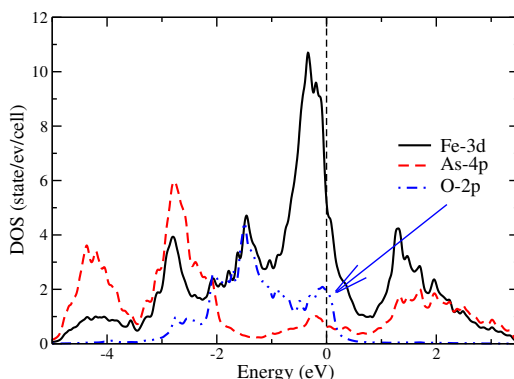


Рис. 1. Projected DFT/GGA densities of states to Fe-3d, As-4p, O-2p Wannier functions for $\text{KCa}_2\text{Fe}_4\text{As}_4\text{O}_2$.

Surprisingly, for the $\text{KCa}_2\text{Fe}_4\text{As}_4\text{O}_2$ it was found that except the Fe-3d bands the O-2p bands also cross the Fermi level (see Fig. 1), which is quite anomalous behavior for O-2p states. In common, the O-2p states are usually fully occupied in transition metal oxides. Here it is not the case due to the fact that CaO layer gives up some of the electrons to the FeAs layer thus leaving O-2p states partially occupied (0.5 hole/O). The O-2p states form additional Fermi surface sheet with propeller-like shape around Γ -point and modify the Fe-3d Fermi surface sheets due to hybridization. To demonstrate anomalous metallic O-2p band the comparative study with the same family systems $\text{KCa}_2\text{Fe}_4\text{As}_4\text{F}_2$ and $\text{RbGd}_2\text{Fe}_4\text{As}_4\text{O}_2$ was performed.

This work was supported in part by RSCF grant No. 21-12-00394.

1. A. Iyo et al., Journal of the American Chemical Society **138**, 3410 (2016).
2. D. Mou et al., Phys. Rev. Lett. **117** 277001, (2016).
3. Z.C. Wang et al., Journal of the American Chemical Society **138**, 7856 (2016).
4. P. Blaha, K. Schwarz, F. Tran, R. Laskowski, G.K. Madsen, L.D. Marks, The Journal of Chemical Physics, **152**, 074101 (2020).



ПСЕВДОПЕРЕХОДЫ В ОДНОМЕРНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ СПИНОВЫХ МОДЕЛЯХ

Ю.Д. Панов*

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

E-mail: yuri.panov@urfu.ru

Одномерные спиновые модели являются удобными объектами для проверки основных понятий статистической физики и применяются для описания свойств реальных материалов, в числе которых гетерометаллические соединения на молекулярной основе и полимерные координационные соединения. Некоторые точно решаемые модели декорированных изинговских цепочек демонстрируют псевдопереходы (ПП), которые ранее были найдены в моделях спинового льда.

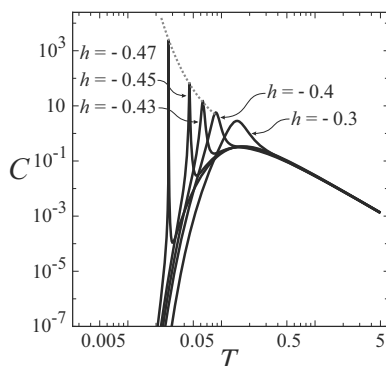


Рис. 1. Зависимости теплоемкости при ПП для фрустрированной цепочки Поттса [3].

ПП проявляются в виде ступенчатой зависимости энтропии от температуры, которое похоже на поведение энтропии при переходах 1-го рода, и резкого пика теплоемкости, который напоминает поведение теплоемкости при переходах 2-го рода. Аналогичные зависимости наблюдаются для магнитного момента и магнитной восприимчивости. Принципиальным отличием ПП от настоящих фазовых переходов является аналитический характер зависимости всех термодинамических функций в точке ПП. По своей природе ПП является переходом между низкотемпературными состояниями одномерной системы с резко отличающимися характеристиками (квази-фазами), в отличие от обычного фазового перехода, связанного с появлением параметра порядка при понижении температуры. Наличие ПП в системе можно связать [1] со свойствами остаточной энтропии системы: ПП наблюдается вблизи границы между фазами основного состояния, если остаточная энтропия непрерывна на границе хотя бы со стороны одной фазы. В работе [2] по аналогии с обычными фазовыми переходами были вычислены псевдокритические индексы.

Одномерная фрустрированная модель Поттса является, по-видимому, простейшей моделью, где реализуются ПП [3]. Найденные псевдокритические индексы, $\alpha = \alpha' = 3$ для теплоемкости, $\gamma = \gamma' = 3$ для магнитной восприимчивости, $\nu = \nu' = 1$ для корреляционной длины, совпадают со значениями псевдокритических индексов в других одномерных моделях. Показано, что эти значения псевдокритических индексов однозначно связаны с алгебраической структурой максимального и второго по величине собственных значений трансфер-матрицы модели и соответствующих аппроксимаций термодинамических величин в окрестности ПП. Существование ПП однозначно связано с невозможностью смешивания на микроскопическом уровне фаз основного состояния на фазовой границе.

Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2020-0054 Министерства Образования и Науки Российской Федерации.

1. O. Rojas, Brazilian J. Phys. **50**, 675 (2020).
2. O. Rojas, J. Strecka, M. L. Lyra, S. M. de Souza, Phys. Rev. E **99**, 042117 (2019).
3. Y. Panov, O. Rojas, Phys. Rev. E **103**, 062107 (2021).



ОСОБЕННОСТИ ВЛИЯНИЯ ДЕФЕКТОВ СТРУКТУРЫ НА НЕРАВНОВЕСНОЕ КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ СИСТЕМ, ОПИСЫВАЕМЫХ ТРЕХМЕРНОЙ МОДЕЛЬЮ ГЕЙЗЕНБЕРГА

В.В. Прудников, П.В. Прудников*

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

E-mail: prudnikov@mail.ru

Трехмерная модель Гейзенберга является одной из традиционных статистических моделей, используемых для описания фазовых переходов в различных спиновых системах. Так как время релаксации систем аномально растет с приближением к критической температуре, то их поведение вблизи температуры фазового перехода второго рода характеризуется медленной динамикой. В результате, система при критической температуре не может достичь состояния равновесия в течение всего процесса релаксации. Неравновесное поведение такой системы демонстрирует целый ряд необычных свойств: эффекты старения, память о начальных состояниях и нарушение флуктуационно-диссипативной теоремы [1]. В данной работе представлены результаты Монте-Карло исследования особенностей неравновесного критического поведения структурно неупорядоченных спиновых систем, описываемых трехмерными изотропной и анизотропной моделями Гейзенберга.

Показано, что присутствие дефектов структуры в изотропной модели при ее эволюции из низкотемпературного начального состояния приводит к аномально сильному замедлению автокорреляционной функции и характеризуется эффектами "сверхстарения" связанными с пиннингом доменных стенок на дефектах. Осуществлен расчет показателей сверхстарения для систем с различными концентрациями дефектов. При эволюции из высокотемпературного начального состояния в режиме старения дефекты приводят к усилению эффектов старения, а в долговременном режиме их влияние оказывается несущественным. Для анизотропной модели Гейзенберга с анизотропией «легкая ось» присутствие дефектов изменяет характеристики неравновесного поведения как при эволюции из высокотемпературного, так и низкотемпературного начальных состояний: для высокотемпературного начального состояния влияние дефектов характеризуется изменением критических показателей неравновесного поведения со значениями, соответствующими структурно неупорядоченной трехмерной модели Изинга; для низкотемпературного начального состояния выявлено аномально сильное замедление автокорреляционной функции, обусловленное эффектами "сверхстарения". Определены значения показателей сверхстарения. Впервые осуществлен расчет значений предельного флуктуационно-диссипативного отношения, как универсальной характеристики неравновесного критического поведения для структурно неупорядоченных изотропной и анизотропной моделей при эволюции из высокотемпературных начальных состояний.

Работа поддержана РФФИ, проект No.20-32-70189, Минобрнауки РФ (соглашение 0741-2020-0002) и грантом МД-2229.2020.2 Президента РФ.

1. В.В. Прудников, П.В. Прудников, М.В. Мамонова, УФН **187**, 817 (2017).



ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ СВЕРХПРОВОДНИК–ФЕРРОМАГНЕТИК

А.В. Путилов^{1*}, С.В. Миронов¹, А.С. Мельников¹, А.И. Буздин²

¹Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия

²University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS Talence Cedex, France

E-mail: alputilov@ipmras.ru

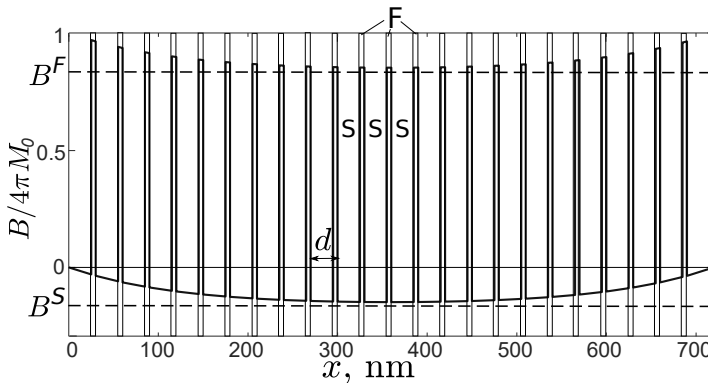


Рис. 1. Распределение магнитного поля в многослойной структуре. $N = 24$ периода, $d_s = 25$ nm, $d_f = 5$ nm.

Эффект близости и обратный эффект близости, связанные с проникновением куперовских пар через интерфейс между сверхпроводником (S) и ферромагнетиком (F), приводят к интересным термодинамическим и транспортным явлениям в S/F системах. Также недавно был предсказан электромагнитный эффект близости [1], приводящий к формированию магнитного момента в S слое на масштабах порядка лондоновской глубины λ от S/F границы. В данной работе показано, что роль данного

эффекта существенно возрастает в сверхрешетках с чередующимися S и F слоями. Для расчета распределения токов и магнитных полей используется уравнение Лондонов, при этом λ - периодическая функция координаты поперек слоев. Предполагалось, что период сверхрешетки $d \ll \lambda$, а намагниченность F слоев однородна, направлена в плоскости слоев и равна M_0 .

Показано, что для структуры толщиной $Nd \gg \lambda$ вдали от ее краев среднее магнитное поле отсутствует: поле намагниченности F слоев в среднем компенсируется полем, индуцированным текущим вдоль поверхности структуры мейснеровским током. Магнитное поле в S слое при этом равно $B^S = -4\pi M_0 d_f / d$, а в F слое $B^F = 4\pi M_0 d_s / d$. Здесь d_s и d_f - толщины S и F слоев, а $d = d_s + d_f$. Вблизи границы структуры, параллельной плоскости слоев, масштаб спада спонтанных токов составляет $\lambda_0 = \langle \lambda^{-2} \rangle^{-1/2}$, а вблизи границы, перпендикулярной плоскости слоев и параллельной намагниченности, масштаб спада составляет $\langle \lambda^2 \rangle^{1/2}$.

Выполнен расчет распределения магнитного поля и токов в структуре с конечным числом $N = 24$ периодов (рис. 1). Предполагалось, что в сверхпроводнике $\lambda = 120$ nm, а в ферромагнетике профиль $\lambda(x)$ находился в рамках теории Узаделя. Получено, что вдали от краев магнитное поле приближается к значениям, соответствующим безграничной структуре (указаны пунктиром), а вблизи внешних границ - спадает на масштабе $\lambda_0 = 126$ nm.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 20-12-00053).

1. S. V. Mironov, A. S. Mel'nikov, and A. I. Buzdin, Appl. Phys. Lett. **113**, 022601 (2018).



ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА И МИНИМАЛЬНЫЕ МОДЕЛИ ДЛЯ ПЛОСКОГО И ГОФРИРОВАННОГО МОНОСЛОЕВ CuO : ПЕРВОПРИНЦИПНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

А.А. Слободчиков*, И.А. Некрасов

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: slobodchikov@iep.uran.ru

Среди всех двумерных кристаллов монослои оксидов особенно интересны, потому как к степеням свободы, имеющимся в трехмерном материале (заряд, спин, решетка), добавляются квантовые ограничения. Следовательно, можно ожидать наличия широкого спектра разнообразных электронных и магнитных свойств с фундаментальной точки зрения и возможность их прикладного применения.

Оксиды меди стоят особняком среди прочих соединений переходных металлов. Прежде всего они привлекают большое внимание — в высокотемпературной сверхпроводимости [1], в качестве нанесенных катализаторов [2], фотоэлементов [3].

Мы изучили электронные свойства плоского и гофрированного монослоев CuO при помощи первопринципных расчетов, основанных на теории функционала плотности (DFT) в рамках обобщенного градиентного приближения (GGA).

Используя формализм функций Ванье был предложен ряд минимальных моделей для рассматриваемых систем. Для них были получены зонные структуры, величины одноэлектронных энергий и интегралов перескоков.

Кроме того, мы изучили влияние микроискажений кристаллической решетки на электронную структуру плоского и гофрированного монослоев CuO и определили критические значения микроискажений, при которых происходит топологический переход Лифшица.

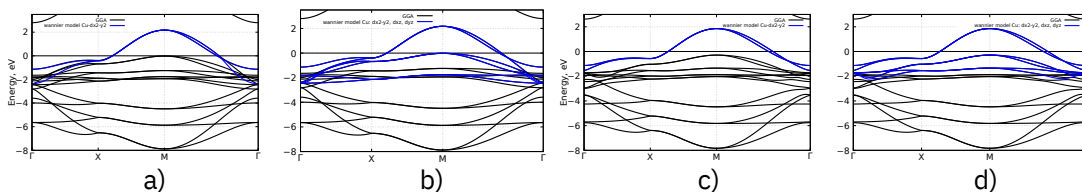


Рис. 2. Сравнение зонных структур GGA для плоского mCuO с проектированными орбиталями Ванье $\text{Cu-d}_{x^2-y^2}$ (a), $\text{Cu-d}_{x^2-y^2}$, d_{xz} , d_{yz} (b); то же для гофрированного mCuO (c — d). Ноль соответствует уровню Ферми.

1. E. Ruiz et al., Phys. Rev. B **56**, 7189–96 (1997).
2. J.B. Reitz et al., J. Am. Chem. Soc. **120**, 11467–78 (1998).
3. K. Nakaoka et al., J. Electrochem. Soc. **151**, C661–5 (2004).



TUNABLE SINGLE-ATOMIC CHARGES ON A CLEAVED INTERCALATED TRANSITION METAL DICHALCOGENIDE $\text{Co}_{1/3}\text{NbS}_2$

S. Lim¹, Sh. Pan^{1,2}, K. Wang¹, A.V. Ushakov^{3}, E.V. Sukhanova⁴, Z.I. Popov^{4,5},
D.G. Kvashnin^{4,6}, S.V. Streltsov^{3,7}, S.-W. Cheong¹*

¹ Rutgers Center for Emergent Materials and Department of Physics and Astronomy, Piscataway, USA

² Ningbo University, Ningbo, Zhejiang, China

³ M.N. Mikheev Institute of Metal Physics UB RAS, Yekaterinburg, Russia

⁴ Emanuel Institute of Biochemical Physics of RAS, Moscow, Russia

⁵ Plekhanov Russian University of Economics, Moscow, Russia

⁶ Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Dolgoprudny, Moscow Region, Russia

⁷ Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia

E-mail: alexushv@mail.ru

Control of a single ionic charge state by altering the number of bond electrons using scanning probe microscopy has been considered as an ultimate tested for atomic charge-induced interactions and manipulations, and such subject has been studied in artificially deposited objects on thin insulating layers. We demonstrate that a whole layer of controllable atomic charges can be obtained by cleaving metallic $\text{Co}_{1/3}\text{NbS}_2$, an intercalated transition metal dichalcogenide.

We identified metastable charged states of Co with different valences and manipulated atomic charges to form a linear chain of the metastable charged state. Density functional theory investigation reveals that the charged state is stable due to modified crystal field at the surface in spite of the coupling between NbS_2 and Co occur via a_{1g} orbitals. The idea can be generalized to other combinations of intercalants and base matrixes, suggesting that they can be a new platform to explore single-atomic-operational 2D electronics/spintronics.



РОЛЬ ПОЛЯРОННЫХ И БИПОЛЯРОННЫХ ТРАНСФОРМАЦИЙ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЫ СИСТЕМЫ С СИЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ КОРРЕЛЯЦИЯМИ

Е.И. Шнейдер^{1*}, М.В. Зотова², С.В. Николаев², С.Г. Овчинников²

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

²Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

E-mail: shneyder@iph.krasn.ru

В настоящей работе рассмотрена проблема взаимного влияния кулоновского и электрон-фононного взаимодействий в системах с сильными электронными корреляциями. В рамках поляронной версии обобщенного метода сильной связи [1] исследована фазовая диаграмма многозонной pd -модели, дополненной электрон-фононными вкладами. Показано, что кроссоверы функций, описывающих состояния полярона или биполарона на узле, контролируют характерные области фазовой диаграммы, в которых поведение системы различно [2,3].

Проанализированы переходы металл-изолятор в слабодопированных системах, наблюдаемые при увеличении силы электрон-фононной связи, а также переходы изолятор-металл, индуцированные допированием при фиксированных параметрах взаимодействия носителей заряда с решеткой. На фазовой диаграмме модели определены области электрон-фононных вкладов, соответствующие формированию плоской зоны, псевдощелевой поверхности Ферми, «легких» поляронов и область, в которой наблюдаются тенденции к орбитально-селективному поведению электронной структуры. Исследованы перенормировки и дисперсия частоты колебаний, обусловленные электрон-фононной связью, описаны условия возникновения новых состояний в фононном спектре.

Для различных режимов электрон-фононной связи определены особенности эволюции системы с допированием. Показано, что при допировании границы поляронных и биполаронных кроссоверов сдвигаются, что может сопровождаться сменой типа эволюции.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта «Исследования суперобменного и электрон-фононного взаимодействий в коррелированных системах как основа поиска перспективных функциональных материалов» № 20-42-240016.

1. I.A. Makarov, E.I. Shneyder, P.A. Kozlov, and S.G. Ovchinnikov, Phys. Rev. B **92**, 155143 (2015).
2. E.I. Shneyder, S.V. Nikolaev, M.V. Zotova, R.A. Kaldin, and S.G. Ovchinnikov, Phys. Rev. B **101**, 235114 (2020).
3. E.I. Shneyder, M.V. Zotova, S.V. Nikolaev, and S.G. Ovchinnikov, Phys. Rev. B **104**, 155153 (2021).



СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ НАНОПРОВОЛОКИ КЛАССА BDI

М.С. Шустин*, С.В. Аксенов

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

E-mail: mshustin@yandex.ru

В работе с использованием метода ренорм-группы для матрицы плотности [1] исследован вопрос о детектировании топологических фаз сильно коррелированной сверхпроводящей нанопроволоки (СП) со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы. Актуальность постановки задачи обусловлена, во-первых, открытым вопросом о поиске майорановских связанных состояний (МСС) в гибридных системах Al-InAs [2], и, во-вторых, наличием экспериментальных данных, свидетельствующих о реализации сильных электронных корреляций (СЭК) в ансамбле нанопроволок InAs [3]. Модель СП описывалась в рамках гамильтониана в узельном представлении $\mathcal{H} = \sum_{f\sigma} H$, где слагаемые суммы имеют вид

$$H = -\frac{t}{2} a_{f\sigma}^+ a_{f+1,\sigma} - \eta_{\sigma} \left(\frac{\alpha}{2} a_{f\sigma}^+ a_{f+1,\bar{\sigma}} + \Delta a_{f\sigma} a_{f\bar{\sigma}} + \Delta_1 a_{f\sigma} a_{f+1,\bar{\sigma}} \right) + \frac{U}{4} n_{f\sigma} n_{f\bar{\sigma}} + h.c.$$

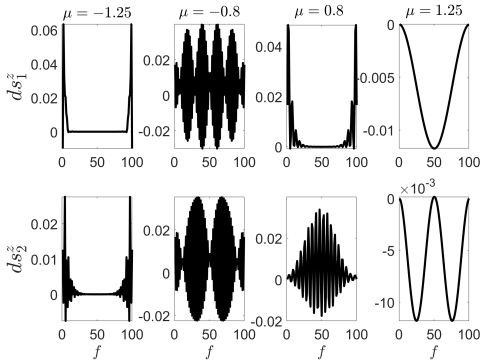


Рис. 1. Пространственные распределения спиновой поляризации первого (верхний ряд) и второго (нижний ряд) возбуждений в различных фазах СП. Параметры системы (в единицах $|t|$): $U = 8$, $\alpha = 1.5$, $\Delta = -0.5$, $\Delta_1 = 0.2$, $h = 0.4$

Здесь слагаемое с U описывает наличие в СП одноузельного (хаббардовского) отталкивания. Система относится к симметричному классу BDI и в режиме СЭК ($U \gg t$) в ней реализуются фазы с различным количеством МСС, а также квазимагорановские возбуждения, отвечающие тривиальной топологической фазе [4, 5]. В настоящей работе показано, что для однозначной идентификации различных фаз системы достаточно анализировать пространственное распределение электронной компоненты спиновой поляризации (рис.1), совместно с особенностями низкоэнергетического спектра возбуждений. При этом последние могут быть идентифицированы либо на основе измерения магнетои-электрокалорических особенностей системы, либо на основе анализа электронного транспорта из иглы сканирующего микроскопа в сегменты СП.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ, Правительства Красноярского края и Краевого фонда науки (проекты № 20-42-243001, 20-42-243005). ШМС выражает благодарность Фонду развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (проект № 20-1-4-25-1) и гранту Президента РФ МК-4687.2022.1.

1. S.R. White, Phys. Rev. Lett. **69**, 2863 (1992).
2. H. Zhang et al., Nature **591**, E30 (2021).
3. Y. Sato et al., Phys. Rev. B **99**, 155304 (2019).
4. J.F. Karcher, M. Sonner, and A.D. Mirlin, Phys. Rev. B **100**, 134207 (2019).
5. S.V. Aksekov, A.O. Zlotnikov, and M.S. Shustin, Phys. Rev. B **101**, 125431 (2020).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ



НОВАЯ МОДЕЛЬ СПИНОВЫХ ПОДРЕШЕТОК И ЕЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОСНОВАНИЕ

П.А. Агзамова^{1*}, М.И. Куркин¹, Н.Б. Орлова²

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

²Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

E-mail: polly@imp.uran.ru

Известно, что для описания антиферромагнитного основного состояния используется гипотеза спиновых подрешеток — групп спинов с ферромагнитным упорядочением S_v с нулевым суммарным спином $S = \sum S_v = 0$. Проблема спиновых подрешеток состоит в том, что в операторе обменного взаимодействия V_{ex} имеется часть, обусловленная квантовыми флуктуациями спинов, которая переставляет местами спины электронов противоположно ориентированных подрешеток. Этот эффект обменного смешивания разрушает ферромагнитный порядок в подрешетках, что ставит под сомнение справедливость подрешеточной гипотезы, хотя многочисленные экспериментальные данные свидетельствуют в ее пользу. Приближенное решение этой проблемы, предложенное независимо Андерсоном [1] и Займаном [2], описывало спиновые подрешетки с почти ферромагнитным упорядочением в пределах экспериментальных погрешностей. Новые экспериментальные данные, изменившие отношение к этому приближению, появились в начале этого века благодаря использованию методов фемтосекундной оптики [3]. В частности, был обнаружен эффект оптического перемагничивания без использования магнитных полей [4]. Длительность лазерного импульса $\tau_p \approx 30$ fs, обеспечивающего такое перемагничивание, оказалось в 100 раз короче времени $\tau_s \approx 3 \cdot 10^3$ fs, которое авторы [5] объявили теоретическим пределом для минимального времени перемагничивания.

В докладе обсуждается механизм оптического перемагничивания ферритов вблизи температуры магнитной компенсации фемтосекундным лазерным импульсом с линейной поляризацией [6]. Предложенный механизм основан на новой модели спиновых подрешеток, предложенной в работе [7]. Согласно этой модели взаимодействие V_{ex} само по себе способно обеспечить только такое антиферромагнитное упорядочение с волновой функцией ψ_{AF} , в котором отсутствует не только суммарный спин всех электронов $\langle \psi_{AF} | \sum s_j^z | \psi_{AF} \rangle = 0$, но и каждого электрона $\langle \psi_{AF} | s_j^z | \psi_{AF} \rangle = 0$. Однако слабое возмущение типа магнитной анизотропии V_{an} , снимающее вырождение в спектре V_{ex} , способно настолько изменить вид ψ_{AF} , что новая функция ϕ_{AF} будет описывать почти подрешеточное упорядочение.

Новая модель допускает существование возмущения, которое восстанавливает вырождение, снятое V_{an} , и приведет к разрушению подрешеток.

Фемтосекундная оптическая накачка формирует такое промежуточное состояние, которое обеспечивает восстановление вырождения и разрушение подрешеток [8]. В докладе обсуждаются условия, при которых релаксация промежуточного состояния приводит к переориентации подрешеток при их восстановлении.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Квант», № 122021000038-7).

1. P.W. Anderson, Phys. Rev. **86**, 694 (1952).
2. J.M. Ziman, Proc. Phys. Soc. **A65**, 540 (1952).
3. A. Kirilyuk, A. Kimel, Th. Rasing, Rev. Mod. Phys. **82**, 2731 (2010).
4. C.D. Stanciu et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 047601 (2007).
5. I. Tudosa et al., Nature **428**, 831 (2004).
6. T.A. Ostler et al., Nat. Comm. **3**, 666 (2012).
7. M.I. Kurkin, N.B. Orlova, JMMM **474**, 287 (2019).
8. I. Radu et al., Nature **472**, 205 (2011).



PULSE SPIN MANIPULATIONS WITH HIGH SPIN OF MAGNETIC IONS FOR QUANTUM COMPUTING

M.R. Arifullin, V.L. Berdinskiy*

Orenburg University, Orenburg, Russia

E-mail: arifullinm@mail.ru

New and most promising schemes of quantum computers based on solid-state systems have been proposed based on high-spin paramagnetic ions with a total spin $S > 1/2$ in zero magnetic field [1-3]. Qubits and qutrits in such high-spin systems are driven by high-frequency pulses with different phases. Spin-orbital interactions in high spin ($S \geq 1$) paramagnetic ions embedded in crystal leads to zero fields splitting of ground state [4]. If there are no magnetic field, then three spin states of ions (Ni^{2+} , for example) are ground state $|0\rangle = 2^{-1/2}|\alpha_i\beta_j + \beta_i\alpha_j\rangle$ and excited states $|A\rangle = 2^{-1/2}|\alpha_i\alpha_j - \beta_i\beta_j\rangle$ and $|B\rangle = 2^{-1/2}|\alpha_i\alpha_j + \beta_i\beta_j\rangle$. All these states are well known naturally entangled Bell states [5].

Radio frequency or microwave pulses allow to manipulate populations and coherencies of those states, and change their magnetic properties at zero magnetic field [1]. To describe pulse phase manipulations a new mathematical approach was suggested: the spin Hamiltonians of high spin ions were presented as Ising Hamiltonians; all spin rotation operator were presented as simple polynomials of one-spin Pauli operators. Thus, all three spin states $|0\rangle$, $|A\rangle$ and $|B\rangle$ can be used as qubits. However, pair of degenerate states $|A\rangle$ and $|B\rangle$ is more preferable due to absence of magnetic decoherence mechanisms [6]. Practical usage of paramagnetic crystals with embedded high spin ions needs neither strong magnetic fields, nor vacuum or laser equipment.

Resonant radiofrequency or microwave pulses having different polarizations and phases are able to produce spin manipulations similar to CNOT, Phase Shift, Quantum Fourier Transformations and others gates. For example, operation NOT described by the product of the operators $U_X(-\pi/2, \delta)U_X(\theta)$, leads to the transformation the matrix representation of which in the basis $|0\rangle, |B\rangle$ has the form $U_X(\text{NOT}) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$.

The phase shift operator S can be realized using two pulses and described by the product of the operators $U_X(\pi/2, \delta)$ and $U_X(-\pi/2, 0)$. In the matrix form in the basis $|A\rangle$ and $|0\rangle$, it has the form $S = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix}$. The given logic operation is the key element in performing the quantum Fourier transform. For spin paramagnetic sublevels, the first transition of alignment to polarization, controlled by radio frequency pulses, should be accompanied by the appearance of macroscopic magnetization even in zero magnetic fields [1-3].

The reported study was funded by RFBR according to the research project № 18-37-00374.

1. M.R. Arifullin, V.L. Berdinskiy, Physics of the Solid State **62**, 440 (2020).
2. M.R. Arifullin, V.L. Berdinskiy, Russ. Phys. J. **63**, 888 (2020).
3. M.R. Arifullin, V.L. Berdinskiy, AIP Conference Proceedings **2241**, 020001 (2020).
4. A. Abragam, B. Bleaney, Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions, Clarendon press, Oxford (1970).
5. M. Nielsen, I. Chuang, Quantum Computation and Quantum Information Cambridge: Cambridge University Press (2010).
6. G. Pileio, Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy, **56**, 217-231 (2010).



СТРУКТУРА И ДИНАМИКА РЕШЕТКИ ZrO_2 : AB INITIO РАСЧЕТ

В.А. Чернышев*, К.И. Глухов

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

E-mail: vchern@inbox.ru

Диоксид циркония имеет разнообразное применение [1,2], активация ZrO_2 оксидом Y_2O_3 позволяет получать керамические материалы на его основе [3]. Диоксид циркония может существовать в трех фазах: моноклинной (m- ZrO_2 , $P2_1/c$, по. 14), тетрагональной (t- ZrO_2 , $P4_2/nmc$, по. 137) и кубической (c- ZrO_2 , $Fm3m$, по. 225). В работе исследованы кристаллическая структура, фоновый спектр и упругие свойства моноклинной, тетрагональной и кубической фаз ZrO_2 . Также исследовано изменение упругих свойств тетрагональной фазы ZrO_2 при активации иттрием Y^{3+} . Исследование проведено в рамках ab initio подхода. Расчеты выполнены в рамках теории функционала плотности (DFT), с гибридным функционалом, учитывающим вклад нелокального обмена в формализме Хартри-Фока. Предварительно были проведены расчеты с функционалами разного уровня – LDA, GGA, и рядом гибридных. Расчеты были проведены в программе CRYSTAL17 [4], предназначенной для моделирования периодических структур в рамках МО ЛКАО подхода. Из анализа векторов смещений, полученных при ab initio расчете, определена степень участия ионов в фоновых модах.

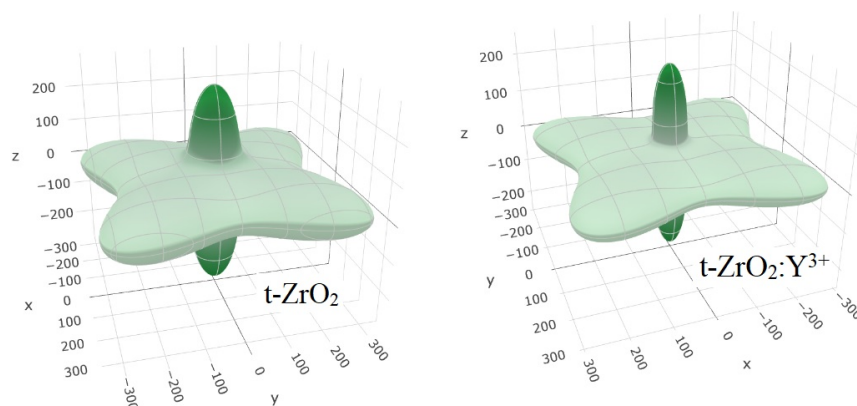


Рис. 1. Зависимость модуля Юнга (GPa) от направления в кристалле t- ZrO_2

Расчеты предсказывают значительную анизотропию упругих свойств t- ZrO_2 (рис. 1). Согласно расчетам, замещение 25% ионов Zr^{4+} ионами Y^{3+} в тетрагональной фазе t- ZrO_2 приводит к уменьшению модуля объемной упругости $\sim 20\%$.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (проект № FEUZ-2020-0054).

1. L. Jin, Q. Yu, A. Rauf, C. Zhou, Solid State Sci. **14**, 106 (2012).
2. F. Fleischhauer et al., J. Power Sources **273**, 237 (2015).
3. В.Б. Кульметьева, Д.С. Вохмянин Известия вузов. Порошковая металлургия и функциональные покрытия **1**, 42 (2019).
4. <https://www.crystal.unito.it/index.php>

**СТРУКТУРА И ДИНАМИКА РЕШЕТКИ $R_2Sn_2O_7$ и $R_2Zr_2O_7$ ($R = La - Lu$):
AB INITIO РАСЧЕТ**

В.А. Чернышев^{1*}, К.И. Глухов¹, П.А. Агзамова², Е.А. Чесноков¹

¹Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

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

E-mail: vchern@inbox.ru

Кристаллы со структурой пироксена $R_2B_2O_7$ (R – редкоземельный ион, $B = Ti, Ge, Zr, Sn$), в том числе станнаты и цирконаты, привлекают внимание благодаря потенциальному применению в качестве люминофоров. Станнаты и цирконаты с подрешеткой редкоземельных ионов также допируют другими редкоземельными ионами [1]. Редкоземельные цирконаты $R_2Zr_2O_7$ являются перспективными материалами для теплозащитных покрытий благодаря высокой термической стабильности, обусловленной устойчивостью катионной подрешетки [2]. Представляет интерес исследование фононного спектра и упругих свойств этих соединений. В работе проведен *ab initio* расчет фононного спектра $R_2Sn_2O_7$ и $R_2Zr_2O_7$ ($R = La-Lu$), определены частоты и типы ИК и КР мод. Рассчитаны упругие постоянные, твердость по Виккерсу. Расчеты проведены в рамках DFT с гибридными функционалами, учитывающими вклад нелокального обмена в формализме Хартри-Фока. Использована программа CRYSTAL [3]. Из единого *ab initio* расчета были определены частоты и типы фундаментальных колебаний кристаллов $R_2Sn_2O_7$ и $R_2Zr_2O_7$, что может быть использовано при интерпретации измеренных ИК и КР-спектров. Из анализа векторов смещений, полученных из *ab initio* расчета, определена степень участия ионов в каждой моде.

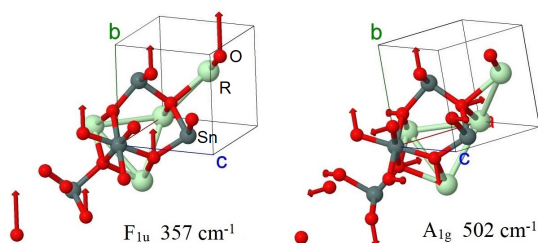


Рис. 1. Наиболее интенсивные ИК и КР моды в $Nd_2Sn_2O_7$

На рис. 1 представлены наиболее интенсивные ИК и КР моды станната неода. В моде F_{1u} участвуют преимущественно ионы кислорода, а в моде A_{1g} – только ионы кислорода в позиции 48f.

Определены моды с абсолютным или преимущественным участием кислорода в позиции 48f, характеризующейся координатой x . Показано, что в самой интенсивной КР-моде участвуют преимущественно ионы кислорода, находящиеся в позиции 48f.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (проект № FEUZ-2020-0054). Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Квант», № АААА-А18-118020190095-4). При проведении работ был использован суперкомпьютер «Уран» ИММ УрО РАН.

1. R. Cao et al., J. of Phys. and Chem. of Solids **118**, 109 (2018)
2. В.Б. Кульметьева, Д.С. Вохмянин Известия вузов. Порошковая металлургия и функциональные покрытия **1**, 42 (2019)
3. <https://www.crystal.unito.it/index.php>



ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ И ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СИСТЕМ $C_{90}Cl_n$ С УЧЕТОМ ВНУТРИУЗЕЛЬНОГО КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ π -ЭЛЕКТРОНОВ

А.П. Жуманазаров, А.И. Мурзашев, М.Ю. Кокурин, С.К. Паймеров*

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола, Россия

E-mail: nanotubes59@mail.ru

Интерес к исследованию фуллеренов и их производных не ослабевает и после 30-ти лет, прошедших с их открытия. Это есть следствие богатства их физических свойств, сулящих перспективное применение этих систем в различных областях науки и технологий. Кроме того, интерес подстегивается еще и с трудностями построения теоретических моделей электронного строения этих систем. Последнее, на наш взгляд, связано с тем фактом, что согласно [1], в этих системах внутриузельное кулоновское взаимодействие (ВУКВ) π -электронов велико $U \sim 10 - 15$ eV. Имеющиеся в настоящее время расчеты энергетических спектров фуллеренов и углеродных нанотрубок (УНТ) не учитывают этот факт [2]. Что приводит к противоречиям теоретических и экспериментальных данных по этим системам [3,4]. В серии работ, например [4,5] нами убедительно показано, что учет внутриузельного кулоновского взаимодействия в рамках простого приближения, приближения статических флуктуаций (ПСФ) [6] для модели Хаббарда, позволяет снять несогласие между экспериментальными и теоретическими данными.

В настоящей работе в рамках модели Хаббарда, в ПСФ вычислены энергетические спектры изомеров систем $C_{90}Cl_n$, при $n = 22, 24, 26, 28, 32$, синтезированных в работе [7]. На основе энергетических спектров, вычисленных как с учетом ВУКВ, так и без его учета, получены спектры оптического поглощения (СОП) изучаемых систем. Сравнение полученных СОП с экспериментальными данными [7] показывает, что СОП полученные в рамках модели с учетом ВУКВ лучше совпадают с экспериментальными кривыми, измеренными в [7]. На основе этого делается вывод о необходимости учета ВУКВ при изучении электронных свойств углеродных систем с sp^2 гибридизацией.

Энергетические спектры систем $C_{90}Cl_n$ вычислялись в предположении, что в узлах, к которым прикреплен атом хлора, π -электронные состояния отсутствуют. Это есть следствие того, что это состояние, вследствие образования сильной ковалентной связи с атомами хлора, уходит по энергии из π -электронной зоны.

1. T.O. Wehling et al., Phys. Rev. Lett. **106** (23), 236805 (2011).
2. G. Dresselhaus, R. Saito, Phys. Rev. B **45**, 6234 (1992).
3. B. Gao et al., Phys. Rev. Lett. **95** 196802 (2005).
4. А.И. Мурзашев, ФТТ **62**, 484 (2020).
5. А.И. Мурзашев и др., Оптика и спектроскопия **129**, 1111 (2021).
6. В.В. Лоскутов, Г.И. Миронов, Р.Р. Нигматуллин, ФНТ **22**, 282 (1996).
7. S.I. Troyanov, S. Yang, C. Chen, T. Kemnitz, Chem. Eur. J. **17**, 10662 (2011).



ФРУСТРАЦИИ НА ТРЕУГОЛЬНОЙ ДЕКОРИРОВАННОЙ ИЗИНГОВСКОЙ РЕШЁТКЕ

А.В. Зарубин, Ф.А. Кассан-Оглы*

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

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

Для модели Изинга на декорированной треугольной решетке (с произвольным числом декорирующих спинов на связях решетки) методом трансфер-матрицы Крамерса—Ванье получено точное решение в термодинамическом пределе.

Обнаружено, что конкурирующее обменное взаимодействие между нодальными и декорирующими спинами приводит к фрустрациям в рассматриваемой двумерной спиновой системе. Само явление магнитных фрустраций — чрезвычайно сложно, оно определяет необычные свойства магнетиков, активно исследуемых последние годы [1—4].

В зависимости от степени декорирования и характера (величины и знака) обменного взаимодействия в системе формируются чрезвычайно сложные фрустрированные спиновые состояния, обуславливающие большое разнообразие критического поведения данного типа решеток.

В работе сформулированы критерии возникновения магнитных фрустраций при наличии конкуренции между энергиями обменных взаимодействий, а также получены точные выражения для удельной энтропии и магнитного вклада в теплоёмкость системы.

Вычислены термодинамические функции фрустрированной модели, обнаружены остаточные энтропии, а также различные типы расщепления температурной зависимости теплоемкости.

Исследованы особенности температурного поведения удельной энтропии и теплоёмкости в режиме фрустраций и его окрестностях. Показано кардинальное отличие в поведении магнитной системы во фрустрационной области и вне её.

Обнаружено, что одной из общих особенностей фрустрированных систем является эффект расщепления максимума функции при температурной эволюции теплоёмкости на несколько пиков в непосредственной окрестности режима фрустрации. Также следует отметить, что характер расщепления пика теплоемкости зависит от параметров фрустрированной модели.

Результаты работы позволяют получить описание поведения теплоёмкости широкого класса магнетиков с фрустрациями и рассмотреть их свойства на микроскопическом уровне, а также могут побудить к созданию новых магнитных материалов с топологией, определяемой рассматриваемой моделью.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема Квант, № АААА-А18-118020190095-4).

1. Frustrated spin systems, Ed. H.T. Diep. World Scientific (2013).
2. A.I. Proshkin, F.A. Kassan-Ogly, **120**, 1366 (2019).
3. А.В. Зарубин, Ф.А. Кассан-Оглы, А.И. Прошкин, А.Е. Шестаков, ЖЭТФ, **155**, 914 (2019).
4. A.V. Zarubin, F.A. Kassan-Ogly, A.I. Proshkin, J. Magn. Magn. Mater., **514**, 167144 (2020).



ИЗУЧЕНИЕ ЛАБИРИНТНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК В ПРОЦЕССЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ АППАРАТА ФРАКТАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ

А.Д. Зигерт, Г.Г. Дунаева, Е.М. Семенова, А.И. Иванова, А.Ю. Карпенков, Н.Ю. Сдобняков*

Тверской государственный университет, Тверь, Россия

E-mail: nsdobnyakov@mail.ru

Разработка и исследование нанокристаллических и нанокомпозитных пленок висмутосодержащих феррит-гранатов (Bi:ФГ) является одним из приоритетных направлений развития современной функциональной магнитооптики. В [1] рассматривалось влияние объемных дефектов, связанных с локальным механическим повреждением и термическим лазерным воздействием, на доменную структуру и магнитные характеристики эпитаксиальных Bi:ФГ. В [2] на основе анализа полевых зависимостей намагниченности пленки $M(H)$, полученных при исследовании перестройки доменной структуры во внешнем поле, показано, что существуют закономерности между магнитными и морфологическими характеристиками эпитаксиальных Bi:ФГ. Установлено, что определенным точкам зависимостей $M(H)$ соответствуют конкретные значения фрактальной размерности для разного типа рельефа, в частности, при наличии механических дефектов поверхности и без них. При этом наличие дефектов увеличивает значение и расширяет диапазон фрактальной размерности со значений $D_L = 1,43 - 1,46$ до значений $D_L = 1,45 - 1,54$. Были определены морфологические характеристики поверхности Bi:ФГ (рис. 1).

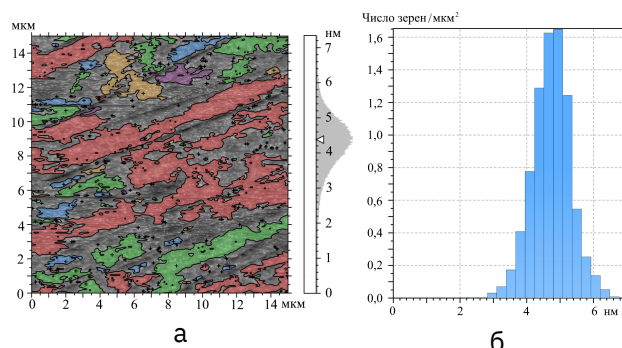


Рис. 1. а – структурное изображение поверхности Bi:ФГ, б – плотность распределения зерен (агломератов) на поверхности Bi:ФГ, полученные на ПО [3]

В рамках данной работы для эпитаксиальных Bi:ФГ предложена основа для методики создания «паспорта поверхности», т.е. наряду с морфологическими характеристиками, в том числе фрактальной размерности, планируется сопоставлять как вид, так и характеристики, определяемые из полевых зависимостей намагниченности пленки $M(H)$.

Исследования выполнены при поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 0817-2020-0007).

1. А.И. Иванова и др., Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов, **12**, 103 (2020).
2. А.Д. Зигерт и др., Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов, **13**, 134 (2021).
3. DigitalSurf. Режим доступа: www.url:https://www.digitalsurf.com. 15.08.2021.



О ТЕХНОЛОГИИ ФОРМИРОВАНИЯ ФРАКТАЛЬНОГО РЕЛЬЕФА НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОК ПЛАТИНЫ

Д.В. Иванов¹, А.С. Антонов^{1,2}, Е.М. Семенова¹, А.И. Иванова¹, А.Д. Зигерт¹,
В.А. Анофриев¹, Н.Ю. Сдобняков^{1*}

¹Тверской государственный университет, Тверь, Россия

²Тверская государственная сельскохозяйственная академия, Тверь, Россия

E-mail: nsdobnyakov@mail.ru

В настоящее время комплексные методики исследования поверхности наноразмерных пленок [1, 2] активно используются для установления закономерностей и механизмов формирования нанорельефа поверхностей [3] с заданными параметрами шероховатости, включая фрактальную размерность.

Целью настоящей работы является комплексное исследование морфологии поверхности наноразмерных по толщине пленок платины на подложке из слюды непосредственно после их получения на установке магнетронного напыления, а также после отжига в муфельной печи в воздушной атмосфере. В данном случае мы планируем описать как процессы деградации нанорельефа, так и его развития за счет процессов коалесценции и самосборки. Пленки платины исследовались непосредственно после их получения на установке магнетронного напыления, а также после отжига в муфельной печи в воздушной атмосфере. Морфология рельефа наноразмерных пленок платины на поверхности слюды исследуется с помощью сканирующего зондового (в режиме атомно-силового) и туннельного микроскопов. Отжиг позволял установить возможные диапазоны изменения фрактальной размерности и высотных параметров, соответствующие деградации нанорельефа. В данной работе исследовались пленки платины, полученные по следующим схемам напыления: 1. единовременное напыление 6 слоев платины (толщина пленки варьировалась в диапазоне 130–135 нм); 2. два последовательных, но разделенных по времени напыления по 3 слоя платины (толщина пленки в 1 этапе – 55–58 нм, во 2 этапе – 137–140 нм). Получены значения фрактальной размерности для пленок разной толщины при двух альтернативных методах исследования на разных исходных масштабах образцов: на основе данных атомно-силового микроскопа – $\bar{D}_c = 2,17 \div 2,38$ и сканирующего туннельного микроскопа – $\bar{D}_c = 2,28 \div 2,50$ в зависимости от последовательности напыления слоев и отжига пленок. Таким образом, комбинация схем напыления и параметров отжига образцов (температура и скорость ее изменения, время термического воздействия) позволит активировать и управлять всеми основными типами морфологических изменений [4], которые реализуются следующими способами: коалесценция, коагуляция, агрегирование, гетеродиффузия, миграция и т.д. Внедрение такой технологии открывает возможность получения наноразмерных металлических пленок, обладающих широким спектром морфологических характеристик, включая фрактальную размерность.

Исследования выполнены при поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 0817-2020-0007).

1. Н.Ю. Сдобняков и др. Морфологические характеристики и фрактальный анализ металлических пленок на диэлектрических поверхностях: монография. Тверь: ТвГУ (2019).
2. А.С. Антонов и др., Химическая физика и мезоскопия, **19** 473 (2017).
3. L. Slătineanu et al., Nanoreliefs obtained by various machining methods. In: Nanostructures and thin films for multifunctional applications. Cham: Springer International Publishing Switzerland (2016).
4. Л.И. Трусков, В.А. Холмянский, Островковые металлические пленки. М.: Металлургия (1973).



ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МАГНЕТИКАХ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ СИЛЬНЫМИ ИМПУЛЬСНЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

А.П. Каманцев^{1*}, Ю.С. Кошкидько^{1,2}, А.Г. Гамзатов³, В.В. Коледов¹, В.Г. Шавров¹

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

²Институт низких температур и структурных исследований, Вроцлав, Польша

³Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

E-mail: kaman4@gmail.com

Интерес к исследованию магнитных материалов с фазовыми переходами (ФП) 1-го рода связан не только с наблюдаемой в них сильной взаимосвязи магнитной, структурной и электронной подсистем, но и возможностями практического применения эффектов возникающих в результате этих взаимодействий. К наиболее перспективным примерам таких явлений можно отнести эффект колоссального магнитосопротивления и гигантский магнитокалорический эффект (МКЭ) [1].

Измерения МКЭ в сильных импульсных магнитных полях до 50 Тл с помощью микротермопар (толщина провода - 25 мкм) типа Т (медь-константан) проводились в Лаборатории сильных магнитных полей Центра им. Гельмгольца Дрезден-Россендорф, г. Дрезден, Германия. Данная методика измерений подробно описана в [2]. Исследования проводились на образцах сплавов с магнитоструктурными ФП 1-го рода: композитном материале на основе MnAs, сплавах Гейслера $\text{Ni}_2\text{Mn}_{0.74}\text{Cu}_{0.26}\text{Ga}$, $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{12.5}\text{Cu}_{0.5}$ и сплаве с немагнитным изоструктурным ФП 1-го рода: $\text{Fe}_{49}\text{Rh}_{51}$.

Проведённые в импульсных полях до 30 Тл эксперименты показывают, что композитный материал на основе MnAs в качестве наполнителя и связующим из фенолполивинилацетата (18% об. доля) в области температур магнитоструктурного ФП 1-го рода обладает величиной МКЭ, сравнимой с величиной МКЭ в чистом монокристаллическом MnAs: $\Delta T = 12, 5$ К против $\Delta T = 15$ К в 10 Тл, при этом отличается большей механической стабильностью.

В сплаве Гейслера $\text{Ni}_2\text{Mn}_{0.74}\text{Cu}_{0.26}\text{Ga}$ при начальной температуре $T_0 = 309, 2$ К в импульсном магнитном поле 50 Тл получено рекордное для сплавов Гейслера значение МКЭ: $\Delta T = 20, 5$ К. Кроме того, на основе прямых измерений ΔT -эффекта в области температур магнитоструктурного ФП 1-го рода в импульсном магнитном поле 50 Тл и измерений намагнитченности в стационарных магнитных полях до 7 Тл построена магнитная фазовая $H - T$ диаграмма сплава Гейслера $\text{Ni}_2\text{Mn}_{0.74}\text{Cu}_{0.26}\text{Ga}$. На фазовой диаграмме обнаружена трикритическая точка в поле 30,2 Тл при температуре $T_{\text{кр}} = 334$ К, в которой линии ФП 1-рода непрерывно переходят в линию ФП 2-го рода.

Знак МКЭ в сплаве Гейслера $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{12.5}\text{Cu}_{0.5}$ зависит от начальной температуры эксперимента. Так, при начальных температурах 250 – 280 К (область гистерезиса ФП 1-го рода) МКЭ будет обратным, а максимальная его величина $\Delta T = -11, 5$ К достигается при убывании магнитного поля при $T_0 = 275$ К. При этом наблюдается гигантская необратимость эффекта – конечная температура образца отличается от начальной на 10 К, что объясняется температурным гистерезисом ФП 1-го рода. При начальных температурах выше ФП 1-го рода МКЭ будет прямым и полностью обратимым с максимальным значением $\Delta T = 6$ К в магнитном поле 20 Тл при $T_0 = 320$ К.

Максимальное значение обратного ΔT -эффекта в сплаве $\text{Fe}_{49}\text{Rh}_{51}$, полученное при возрастании магнитного поля до 20 Тл, составляет $\Delta T = -8, 5$ К при $T_0 = 310$ К, а дальнейшее увеличение поля ведёт к нагреву образца. Максимальное значение обратного ΔT -эффекта при снижении магнитного поля от 50 Тл до 6,5 Тл при этом составило $\Delta T = -9, 8$ К.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 20-19-00745.

1. J. Lyubina, Journal of Physics D: Applied Physics, **50**, 053002 (2017).

2. M. Ghorbani Zavareh et al. Applied Physics Letters, **106**, 071904 (2015).



SPONTANEOUS CURRENTS IN SUPERCONDUCTOR/TOPOLOGICAL INSULATOR HYBRID STRUCTURES

T. Karabassov^{1*}, *I.V. Bobkova*^{1,2,3}, *A.A. Golubov*³, *A.S. Vasenko*¹

¹HSE University, Moscow, Russia

²Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, Moscow district, Russia

³Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

E-mail: tkarabassov@hse.ru

It has been shown that the critical temperature T_c in S/TI hybrid heterostructure with a proximity induced in-plane magnetization $\mathbf{h} = (h_x, h_y, 0)$ remains unchanged when $\mathbf{h}$ has the only non-zero component along the TI-S interface. Such field with h_y component produces the phase shift in the superconducting wave function. On the contrary, when the magnetization has the component perpendicular to the interface the critical temperature is expected to be suppressed [1]. In this work we demonstrate that in the latter case the superconducting pair potential Δ gains additional y dependence in the form of the phase factor. This means that the combination of the topological insulator surface and h_x component of the magnetization causes the spontaneous currents in the y direction along the interface.

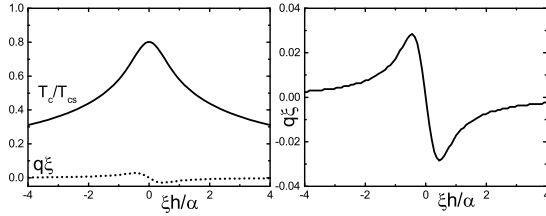


Рис. 1. The normalized critical temperature dependence $T_c(h)$ and q as a function of h . Here the parameters of the interface are: $\gamma = 0.2$, $\gamma_B = 0.5$. The TI layer and S layer thicknesses are $d_f = \xi$ and $d_s = 1.2\xi$, respectively

The calculations of the critical temperature are performed using the general self-consistent approach based on the Usadel equations in Matsubara Green's functions technique [2,3]. We employ single-mode approximation in the S layer to solve the self-consistency equation, which is perfectly suitable for wide range of the system parameters. In Fig. 1 $T_c(h)$ along with the $q(h)$ dependence is demonstrated. Here $h = h_x$ and q is the parameter characterizing phase of the pair potential Δ . It can be seen that increasing the magnetization strength h leads to the suppression of T_c . However it also generates non-zero q , which can be

noticed from $q(h)$ dependence. As expected, the sign of q changes as the direction of the magnetization h reverses.

1. T. Karabassov et al., Phys. Rev. B **103**, 224508 (2021).
2. A. Zyuzin et al., Phys. Rev. B **93**, 214502 (2016).
3. I. V. Bobkova et. al., Phys. Rev. B **94**, 134506 (2016).



ФЕНОМЕН НАРУШЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ bcc Fe НА УРОВНЕ ОРБИТАЛЬНОЙ ДЕКОМПОЗИЦИИ МАГНИТНОГО ОБМЕННОГО ОКРУЖЕНИЯ

И.В. Кашин*, А.О. Герасимов, В.В. Мазуренко

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

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

На сегодняшний момент интерес к магнитным явлениям у учёных-теоретиков и экспериментаторов только возрастает. Действительно, базовый тренд на миниатюризацию, экологичность и энергоэффективность электронных устройств делает всё более ощутимой необходимость перехода от традиционных компонентов к принципиально иным, функционирующим за счёт микроскопических степеней свободы отдельных частиц и их агломератов. В этой связи глубокое понимание магнитных явлений на атомарном уровне предстаёт особенно важным и актуальным.

Однако, несмотря на огромный исследовательский путь, многие вопросы, касающиеся установления дальнего магнитного порядка, оказываются неисчерпанными даже в «хрестоматийных» случаях. В качестве такового в данной работе рассматривается объёмный кристалл железа в bcc структуре.

Известно, что применение теоремы о локальных силах [1] к описанию бесконечно малого спинового поворота в эффективной модели Гейзенберга [2] позволяет восстанавливать картину изотропного обменного взаимодействия атома кристалла с его окружением. Использование при этом формализма электронных функций Грина позволяет детализировать полученные значения вплоть до вкладов отдельных межорбитальных связей.

И на этом уровне возникает проблема: если исходный кристалл характеризуется точечной группой симметрии кубической сингонии, то в межорбитальной расшифровке суммарный вклад от взаимодействий t_{2g} и e_g орбиталей должен подавляться. Однако, реальные расчёты, вне зависимости от специфики используемого подхода к первопринципному моделированию, указанное свойство не воспроизводят.

Для решения данной проблемы в работе обменное окружение кристалла рассматривается в формализме обратного пространства соответствующей решетки Браве. Аналитически выводятся выражения, позволяющие вести расчёт величины взаимодействия магнитных подрешеток для конкретного вектора обратного пространства q непосредственно на базе решёточных функций Грина. Найденные таким образом величины связаны с парным атомарным обменным взаимодействием преобразованием Фурье. В этой связи, оказывается возможным привлечение свойств самого преобразования для объяснения наличия указанной проблемы. Было показано, что применение равенства Парсевала позволяет обнаружить принципиальную численную несогласованность подходов

Данный вывод качественно подтверждается указанием на возможность восстановления симметричных свойств объёмного кристалла железа при экстраполяционном рассмотрении условно бесконечной плотности векторов обратного пространства.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ № МК-2578.2021.1.2.

1. M. Methfessel and J. Kubler, J. Phys. F: Met. Phys. **12**, 141 (1982).

2. A. Liechtenstein, M. Katsnelson et al., J. Magn. Magn. Mater. **67**, 65–74 (1987).



КАЛИБРОВОЧНЫЕ ПОЛЯ В СПИНТРОНИКЕ. НЕРАВНОВЕСНЫЙ СПИН-ВРАЩАТЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ

И.И. Ляпилин*

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

E-mail: lyapilin@imp.uran.ru

Современная технология основана на различных электромагнитных явлениях. Поэтому при разработке новых электронных устройств крайне важна роль электромагнитных полей. На современном языке различные поля описываются как *калибровочные поля* [1]. Математическая структура электромагнитного поля определяется калибровочной симметрией $U(1)$, которая эквивалентна сохранению электрического заряда.

В спинтронике реализуется спиновое электромагнитное поле, связанное со спином электрона проводимости. Применительно к спину это $SU(2)$ – калибровочное поле. Природа этого поля, играющего в спинтронике важную роль, много богаче, чем мир электрического заряда. Новые нетривиальные эффекты в ферромагнитных металлах начинают проявляться при наличии локальных спиновых структур.

Так, например, сильное обменное взаимодействие приводит к тому, что спин электрона, проходящего через магнитную структуру, приобретает геометрическую фазу – спиновую фазу Берри [2], которая является магнитной составляющей спинового электромагнитного поля. Электрическая компонента является спин-движущей силой прецессии [3]. Во вторых, при приложении к такой структуре внешнего электрического тока реализуется – ряд новых эффектов, таких как эффект передачи спин-вращающего (крутильного) момента между подсистемами подвижных и локализованных электронов; движение доменной стенки и др.

Микроскопическое описание эффекта требует привлечения методов неравновесной статистической механики, поскольку в этом случае речь идет об отклике неравновесной системы (спин-поляризованная подсистема электронов проводимости) на дополнительное возмущение, обусловленное обменным взаимодействием их с подсистемой локализованных магнитных моментов ферромагнетика.

Нами рассмотрена модель, в рамках которой изучен неравновесный спин-вращательный эффект. Модель включает в себя один из методов неравновесной статистической механики [4] и концепцию эффективного спинового калибровочного поля [5], возникающего при описании системы локализованных магнитных моментов, взаимодействующих со спин-поляризованным током электронов проводимости.

1. L.D. Faddeev, A.A. Slavnov, Gauge Fields. Introduction to Quantum Theory. The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc. Advanced Book Program, London. 1980.
2. M.V. Berry, Proc. R. Soc. A **392**, 45 (1984).
3. S.E. Barnes, S. Maekawa, Phys. Rev. Lett. **98**, 246601 (2007).
4. H.M. Bikkin, I.I. Lyapilin, Non equilibrium thermodynamics and physical kinetics. (2ND Edition, Walter de Gruyter GmbH, Berlin, p.436. (2021).
5. G. Tatara, Physica E **106**, 208 (2019).

РЕЗОНАНСНОЕ СОСТОЯНИЕ Ю-ШИБЫ-РУСИНОВА В КОНТАКТЕ НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ – СВЕРХПРОВОДНИК

А.А. Люблинская^{1,2,}, И.С. Бурмистров^{2,3}*

¹Московский физико-технический институт (ГУ), г. Москва, Россия

²Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, г. Долгопрудный, Россия

³Международная лаборатория физики конденсированного состояния ВШЭ, г. Москва, Россия

E-mail: lyublinskaya.aa@phystech.edu

За последнее десятилетие в физике конденсированного состояния резко возрос интерес к низкоразмерным гибридным системам из сверхпроводящих и нормальных металлов с магнитными примесями. Такие системы считаются главными кандидатами для создания топологически защищённых кубитов [1]. Необходимые для этого топологические фазы могут быть построены на основе магнитных атомов вблизи границы сверхпроводника и нормального металла. Новые разработки позволяют приготовить чистые поверхности сверхпроводника в вакууме, осаждать отдельные атомы при низких температурах и исследовать их с высоким пространственным и энергетическим разрешением при температурах значительно ниже критической температуры сверхпроводника [1].

Классическим результатом для одиночной магнитной примеси в сверхпроводнике является обнаружение связанных состояний, называемых состояниями Ю-Шибы-Русинова или YSR [2], [3], [4]. В то же время YSR-состояния в сверхпроводящих гетероструктурах, например, в переходах сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник (SNS) или сверхпроводник – нормальный металл (SN), изучены гораздо меньше. В «чистом» SNS-переходе магнитная примесь, расположенная в нормальной области, приводит к интересному взаимодействию YSR-состояний и андреевских уровней [5], [6]. Аналогичные исследования локальной плотности состояний вблизи магнитной примеси в нормальной области сверхпроводящих гетероструктур в «грязном» режиме отсутствуют.

В данной работе в «грязном» пределе исследован NS-контакт в квазиодномерной геометрии с цепочкой магнитных атомов, расположенных внутри нормального металла параллельно границе со сверхпроводником. В случае, когда цепочка атомов находится недалеко от SN границы, показано существование резонанса в локальной плотности состояний вблизи энергии, на которой образуется связанное YSR состояние в сверхпроводнике. По мере увеличения расстояния между цепочкой атомов и SN границей амплитуда резонанса затухает, что ожидаемо, т.к. появление резонанса связано с эффектом близости.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект №20-52-12013).

1. B.W. Heinrich et al., Progress in Surface Science **93**, 1 (2018).
2. L. Yu, Acta Physica Sinica **21**, 75 (1965)
3. H. Shiba, Progress of Theoretical Physics **40**, 435 (1968)
4. А.И. Русинов, ЖЭТФ **29**, 1101 (1969)
5. A.A. Bespalov, Phys. Rev. B **97**, 134504 (2018)
6. A.A. Bespalov, Phys. Rev. B **100**, 094507 (2019)



ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ НА ЭЛЕКТРИДНЫХ СОСТОЯНИЯХ МАЙЕНИТА $[\text{Ca}_{24}\text{Al}_{28}\text{O}_{64}]^{4+}(\text{e}^-)_4$

М.А. Мазанникова^{1,2*}, Д.Ю. Новоселов^{1,2,3}, Д.М. Коротин^{1,3}, В.И. Анисимов^{1,2,3}

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

²Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

³Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия

E-mail: mazannikova@imp.uran.ru

Электриды представляют собой новый класс материалов, которые содержат почти-свободные электроны, локализующиеся в периодически расположенных пустотах кристаллов. Минерал Майенит $[\text{Ca}_{24}\text{Al}_{28}\text{O}_{64}]^{4+}(\text{e}^-)_4$ наиболее известен как первый неорганический электрид [1], демонстрирующий ряд необычных свойств и обладающий потенциалом практического применения, в том числе, в качестве катализатора [2]. Мы исследовали особенности электронных состояний, лежащих в окрестности уровня Ферми с использованием максимально локализованных функций Ванье (ФВ).

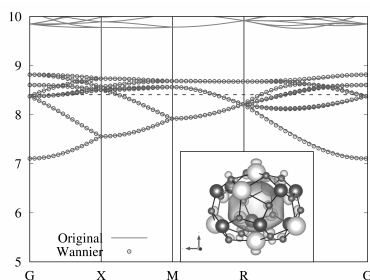


Рис. 1. Зонная структура $[\text{Ca}_{24}\text{Al}_{28}\text{O}_{64}]^{4+}(\text{e}^-)_4$ и пространственное распределение ФВ (на вставке), описывающие электридные состояния внутри каркаса одной из полостей. Вклад ФВ в состояния Блоха показан красными окружностями. Уровень Ферми обозначен пунктирной линией

Нам удалось показать, что состояния электридных электронов могут быть описаны волновыми функциями, не связанными с узлами каркаса кристаллической решётки и локализованными в междоузлиях. Используя построенные волновые функции, мы рассчитали электронные транспортные свойства электрида майенита путём решения полуклассических уравнений переноса Больцмана с использованием ФВ. Мы получили зависимости электропроводности, электронной теплопроводности и коэффициента Зеебека от температуры при различных концентрациях носителя заряда. Сопоставление этих зависимостей с соответствующими экспериментальными данными [3] позволило оценить время релаксации электронов проводимости, составившее 2.8 фемто-секунд при $T = 300$ K, что сопоставимо с временем релаксации для Fe и Zn. Наши расчёты также показывают, что вблизи максимума электронной проводимости коэффициент Зеебека меняет знак при уменьшении концентрации

избыточных электронов, что согласуется с экспериментальными наблюдениями [3] и обусловлено изменением типа носителей заряда. Кроме того, мы обнаружили, что данный процесс сопровождается изменением топологии поверхности Ферми.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-72-30043.

1. S. W. Kim, H. Hosono, Philosophical Magazine **92**, 19-21 (2012).
2. Karim Khan et al., Progress in Solid State Chemistry **54**, 1-19 (1971).
3. S. W. Kim, T. Ryuichi, Physical Review B **80**, 075201 (2009).



ВЕРИФИКАЦИЯ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ НА КЛАССИЧЕСКИХ СУПЕРКОМПЬЮТЕРАХ

Е.А. Малецкий*, В.В. Мазуренко

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

E-mail: maletskyey@ya.ru

Сегодня активно развиваются квантовые вычисления и нам необходимо на данном этапе уметь верифицировать их результаты с помощью классических компьютеров [1]. Любые операции над кубитами представляются в виде действия операторов на волновую функцию, что соответствует умножению некоторой матрицы на вектор. То есть, используя матрично-векторное произведение, мы можем воспроизводить результат квантовых вычислений на классическом компьютере, но, из-за быстрого роста размерности Гильбертова пространства с увеличением числа кубитов, сложность симуляции квантовых вычислений и затраты памяти для классических компьютеров растут экспоненциально. Это приводит к необходимости оптимизации операции матрично-векторного произведения, что может достигаться через замену явного произведения на набор некоторых правил, которые с одной стороны ограничивают диапазон применимости такого подхода, но с другой – значительно ускоряют выполнение всей численной схемы.

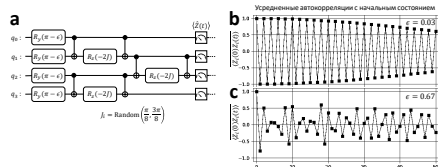


Рис. 1. (а) Пример повторяющегося фрагмента моделируемой цепочки для системы из 4 кубитов из работы [2]. (b–с) Результаты моделирования с разными значениями параметра, контролирующего ошибку гейта поворота

В рамках данной работы выполнялась разработка алгоритмов, оптимально реализующих действия гейтов на исходное тривиальное квантовое состояние и апробация проводилась на примере проблемы моделирования кристалла дискретного времени, для которой недавно было представлено решение на реальном квантовом компьютере [2]. Здесь нами были предложены два правила, заменяющих собой явное матрично-векторное произведение. По первому правилу рассчитывалось действие однокубитного гейта поворота. Матрица такого гейта состоит из повторяющихся четырех в общем случае ненулевых элементов. Согласно правилу, элемент вектора нового состояния представляет собой сумму произведений пары элементов

матрицы на соответствующие элементы вектора состояния. По второму правилу рассчитывалось действие гейта запутывания CNOT. В этом случае произведение заменялось на парные перестановки амплитуд базисных состояний. На рис. 1 представлены фрагмент цепочки гейтов и результаты моделирования для разных значений параметра, контролирующего ошибку гейта поворота одного кубита в квантовой системе. В дальнейшем на основе разработанного подхода будут проводиться симуляции больших систем и реализовываться действия более сложных многокубитных гейтов.

1. D. Bacon, Nature **574**, 505-510 (2019).
2. P. Frey, S. Rachel, arXiv: 2105.06632 (2021).



ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЫХ ЗОЛОТЫХ КЛЕТОК КАК ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ С СИЛЬНЫМИ КОРРЕЛЯЦИЯМИ В МОДЕЛИ ХАББАРДА

Г.И. Миронов^{1*}

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола, Россия

E-mail: mirgi@marsu.ru

Интерес к наночастицам золота и к золотым полым клеткам в частности обусловлен особенными физическими и химическими свойствами золотых наночастиц, промежуточных между свойствами отдельного атома Au и объемного твердотельного материала из атомов Au, которые представляют большой интерес для практического применения в области катализа, материаловедения, медицине [1].

Целью работы является теоретическое изучение электронной структуры полых золотых клеток из атомов золота с учетом того, что они являются системами с сильными корреляциями, при этом определяющую роль играют d -электроны, так как уровни энергии d -электронов оказываются выше спектра s -электронов, в электронном транспорте участвуют только d -электроны. Для изучения квантовых систем, в которых определяющую роль играют d -электроны, более полувека назад была предложена модель Хаббарда [2]. Гамильтониан модели Хаббарда полый золотой клетки, например, из 42 атомов золота имеет вид:

$$\hat{H} = \sum_{\sigma, f=1}^{42} \epsilon_{f\sigma} n_{f\sigma} + \sum_{\sigma, f \neq l} B_{fl} (a_{f\sigma}^+ a_{l\sigma} + a_{l\sigma}^+ a_{f\sigma}) + U \sum_{f=1}^{42} \hat{n}_{f\uparrow} \hat{n}_{f\downarrow},$$

где $a_{j\sigma}^+$, $a_{j\sigma}$ – ферми-операторы рождения и уничтожения электронов на узле j ($j = f, l$) полый клетки с проекцией спина σ ($\sigma = \uparrow, \downarrow$). $\hat{n}_{j\sigma} = a_{j\sigma}^+ a_{j\sigma}$ – оператор числа частиц, ϵ – собственная энергия d -электрона, U – энергия кулоновского взаимодействия d -электронов с противоположно ориентированными проекциями спинов на одной орбитали, $B_{fl} = B(f-l)$ – интеграл переноса d -электрона с узла на другой узел клетки.

Методика решения систем, описываемых в рамках гамильтониана Хаббарда, приведена в [3], приведем формулу для фурье-образа антикоммутаторной функции Грина полый золотой клетки икосаэдрической формы для атома в центре правильного пятиугольника, составленного из треугольников:

$$\begin{aligned} \langle \langle a_{1\uparrow}^+ | a_{1\uparrow} \rangle \rangle = \frac{i}{2\pi} \sum_{n=1}^2 \left\{ \frac{0.0448}{E - \epsilon_n + 2.534B} + \frac{0.1080}{E - \epsilon_n + 0.517B} + \frac{0.0555}{E - \epsilon_n - 3.051B} + \right. \\ \left. + \frac{0.0407}{E - \epsilon_n + 2.3917B} + \frac{0.0947}{E - \epsilon_n + 1.5211B} + \frac{0.0843}{E - \epsilon_n - 1.1556B} + \right. \\ \left. + \frac{0.0303}{E - \epsilon_n - 4.7572B} + \frac{0.0097}{E - \epsilon_n - 5.7417B} + \frac{0.0320}{E - \epsilon_n + 1.7417B} \right\}. \end{aligned}$$

Исследована электронная структура полых золотых клеток, состоящих из 12 – 42 атомов золота. Показано, что практически все исследуемые наносистемы находятся в состоянии полупроводника, лишь изомер Au_{42} , имеющий форму тороида находится в металлическом состоянии. В графическом виде представлены плотности состояния электронов, вычислены спектры оптического поглощения. Показано, как полученные теоретические результаты можно применять в практических целях.

1. P. Gruene et al., Science **321**, 674 (2008).
2. J. Hubbard, Proc. Roy. Soc. A **276**, 238 (1963).
3. Г.И. Миронов, ФММ **105**, 355 (2008).



SECOND HARMONICS OF MAGNETIC QUANTUM OSCILLATIONS IN LAYERED METALS

T.I. Mogilyuk^{1,}, P.D. Grigoriev^{2,3}*

¹NRC Kurchatov Institute, Moscow, Russia

²Landau Institute for Theoretical Physics, Moscow Region, Chernogolovka, Russia

³National University of Science and Technology MISiS, Moscow, Russia

E-mail: 5taras@mail.ru

We find expressions for the second harmonics of magnetic quantum oscillations of inter-layer magnetoconductivity and of magnetization in quasi-two-dimensional metals. The expressions obtained are useful, since in some experiments with quasi-two-dimensional metals, the second harmonic of magnetic quantum oscillations is also observed. We analyze the effect of magnetic oscillations of the real part of electron self-energy part $\text{Re}\Sigma$ on the shape of the quantum magnetization oscillations and on the magnetoresistance of quasi-two-dimensional conductors. In the limit of strong quantum oscillations, which is possible only in two-dimensional or quasi-two-dimensional metals, the real part of electron self-energy function $\text{Re}\Sigma$ also oscillates strongly. Usually it is neglected, taking into account only its imaginary part $\text{Im}\Sigma$, since it is assumed that $\text{Re}\Sigma$ only shifts the chemical potential and does not affect the observed properties. However, $\text{Re}\Sigma$ cannot be neglected if it also oscillates. As our calculations show, $\text{Re}\Sigma$ oscillations affect the observed properties, since they shift the chemical potential toward the nearest Landau level even on average over the period of quantum oscillations.

Oscillations of $\text{Re}\Sigma$ affect the shape of the quantum magnetization oscillations [1,2], which is used to experimentally determine the regime of quantum oscillations: constant chemical potential or a constant electron density [3,4]. Also, these oscillations change the monotonic part in a strong field by a coefficient of the order of 2 [5,6], the angular dependence and the shape of the quantum oscillations of the magnetoresistance [7,8]. Therefore, despite attempts in organic metals to achieve a constant electron density regime, the shape of the magnetization oscillations remained consistent with the constant chemical potential [3,4]. This question is not only of great practical importance for the analysis of numerous experiments, but also of substantial interest for the development of the theory of magnetic quantum oscillations.

T. I. M. acknowledges the RFBR grants 19-02-01000, 21-52-12027.

1. P. D. Grigoriev, JETP **92**, 1090 (2001).
2. T. Champel and V. P. Mineev, Phys. Rev. B **66**, 195111 (2002).
3. J. Wosnitzer, Fermi Surfaces of Low-Dimensional Organic Metals and Superconductors, Springer-Verlag, Berlin (1996).
4. S. A. Wiegiers J. et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 3238 (1997).
5. A. D. Grigoriev, P. D. Grigoriev, Low Temp. Phys. **40**, 367 (2014).
6. P. D. Grigoriev, T. I. Mogilyuk, Phys. Rev. B **90**, 115138 (2014).
7. P. D. Grigoriev, T. I. Mogilyuk, Phys. Rev. B **95**, 195130 (2017).
8. P. D. Grigoriev, T. I. Mogilyuk, J. Phys.: Conf. Ser. **1038**, 012123 (2018).



ОТКЛИК ЗАРЯДОВОЙ ПОДСИСТЕМЫ НА МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДВОЙНЫХ МАНГАНИТАХ $\text{PrBaMn}_2\text{O}_6$ С РАЗНОЙ ДОЛЕЙ УПОРЯДОЧЕНИЯ ИОНОВ Pr И Ba

Е.В. Мостовщикова^{1}, Е.В. Стерхов², С.В. Наумов¹, Н.С. Ермолов¹, С.А. Упоров²,
С.Г. Титова²*

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

²Институт металлургии УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: mostovskova@imp.uran.ru

Исследованы нанопорошок $\text{PrBaMn}_2\text{O}_6$, выращенный из него монокристалл манганита и поликристалл неупорядоченного $\text{Pr}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{MnO}_3$. Наличие сверхструктурного пика в дифрактограмме нанопорошка $\text{PrBaMn}_2\text{O}_6$ при $2\theta = 11.4^\circ$ подтверждает упорядоченное состояние, а слабый пик в той же области для монокристалла, свидетельствуя о наличии частичного упорядочения.

В зависимости от степени упорядочения ионов Pr и Ba в манганите происходит изменение магнитного состояния: в нанопорошке упорядоченного манганита наблюдается ФП из парамагнитного в ферромагнитное состояние при $T_C = 305$ K и в антиферромагнитное состояние при $T_N = 262$ K, что указывает на 90% упорядочения ионов Pr и Ba; для $\text{Pr}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{MnO}_3$ наблюдается поведение типа спинового стекла ниже 130 K; для монокристалла имеется переход в ферромагнитное состояние вблизи $T_{C1} = 190$ K и существование еще одной фазы с $T_{C2} = 154$ K, что соответствует структурному упорядочению 40%. По данным измерения спектров пропускания в интервале 0.09 – 0.6 эВ упорядоченный манганит имеет наибольшее поглощение. Охлаждение приводит к изменению поглощения при $E < 0.3$ эВ, которое различается для манганитов с разной долей упорядочения: для 90% упорядоченного и неупорядоченного манганитов происходит уменьшение поглощения, а для манганита с 40% упорядочения – увеличение. При этом абсолютная разница в поглощении растет с уменьшением энергии, что характерно для исчезновения или появления Друде-вклада. Температурные зависимости пропускания в области 0.1 – 0.5 эВ в интервале 85 – 320 K показывают, что в области Друде-вклада для всех манганитов наблюдается переход «металл-изолятор», но взаимное расположение «металлической» и «полупроводниковой» фазы по температуре отличается: в манганите 90% высокотемпературное «металлическое» поведение пропускания меняется на «полупроводниковое» ниже T_N , в то время как для манганитов с частичным упорядочением и без упорядочения высокотемпературный «полупроводниковый» характер сменяется «металлическим» вблизи температур появления ферромагнитного вклада. Измерение пропускания в магнитном поле 8 кЭ позволило обнаружить эффект магнитопротекания, который наблюдается вблизи T_C и имеет наибольшее абсолютное значение для манганита с упорядочением 40%. Обнаружено, что эффект магнитопротекания имеет место только в той спектральной области, где происходит отклик зарядовой подсистемы на магнитные фазовые переходы, т.е. в области Друде-вклада, и абсолютная величина эффекта растет с уменьшением энергии. Это свидетельствует о том, что эффект магнитопротекания связан с увеличением доли делокализованных носителей заряда при приложении магнитного поля.

Таким образом, в манганитах $\text{PrBaMn}_2\text{O}_6$ с разной степенью упорядочения ионов Pr и Ba обнаружен отклик зарядовой подсистемы на магнитные фазовые переходы; вблизи температур Кюри наблюдается переход металл-изолятор. Впервые обнаружен эффект магнитопротекания в двойных манганитах $\text{PrBaMn}_2\text{O}_6$, который достигает 12% в манганите с упорядочением 40%. Наименьшее магнитопротекание наблюдается в манганите с наибольшей долей упорядочения. Полное упорядочение ионов, которое приводит к росту температуры Кюри, негативным образом сказывается на величине эффекта.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (проект № 22-22-00507).



РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА ХАРАКТЕРИЗАЦИИ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ПАТТЕРНОВ БИТОВЫХ СТРОК

В.С. Окатьев, В.В. Мазуренко*

Уральский федеральный университет имени Б. Н. Ельцина Екатеринбург, Россия

E-mail: okatev.v9@gmail.com

В наши дни вычисления на квантовых устройствах стремительно развиваются. Становится возможным задавать и изучать всё более и более сложные квантовые состояния. В этой связи, актуальна проблема сертификации состояний – возможность отличить одно состояние от другого с минимальными временными и вычислительными затратами, не воспроизводя соответствующие состояния на классическом компьютере. Существует несколько методов для решения этой проблемы и один из них, предложенный в работе [1], опирается на оценку паттернов, полученных в результате измерений квантового состояния в разных базисах. В частности, авторы проводили измерения в исходном z -базисе и базисе, в котором каждый кубит поворачивался на случайный угол на сфере Блоха перед измерением.

Целью данной работы была разработка алгоритма для подбора базиса, в котором измерения двух произвольных состояний покажут максимальное отличие по структурной сложности паттернов измерений. Для этого использовалась идея генетического алгоритма [2] – итеративной генерации наборов базисов, на основании отобранных по определенному критерию на предыдущей итерации.

В нашем случае, от одного «поколения» отбираются те базисы, при измерении в которых метод показал наибольшее различие между состояниями на уровне структурной сложности паттернов битовых строчек. Подобно поведению живых организмов, следующее поколение состоит из лучших индивидуумов предыдущего, и их «детей», среди которых возможны «мутации» – спонтанное изменение генов. Апробация подхода проводилась на квантовых состояниях – состоянии «Кота Шредингера» (1) и состоянии Дикке [3] (2), где N – число кубит, θ – заданный угол, D – постоянная, определяющая число единиц в базисном векторе.

$$|\Psi_\theta\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |0\rangle^{\oplus N} + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) |1\rangle^{\oplus N}, \quad (1)$$

$$|\Psi_D\rangle = \frac{1}{\sqrt{N/D}} \sum_j^N P_j (|0\rangle^{\oplus N-D} \oplus |1\rangle^{\oplus D}). \quad (2)$$

В ходе работы мы смогли создать алгоритм, который для двух заданных состояний осуществляет поиск базиса, в котором оценка паттернов максимально отличается. В дальнейшем предлагается его модификация для одновременной обработки трёх и более состояний.

1. O.M. Sotnikov et al., arXiv: 2107.09894 (2021).
2. S.K. Bose et al., Nature Nanotechnology: 2015.207 (2015).
3. R.H. Dicke, Phys. Rev. **93**, 99 (1954).



СВЯЗАННОЕ ДВИЖЕНИЕ ВИХРЕВЫХ ДОМЕННЫХ СТенок В МАССИВЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЛЕНТ

В.А. Орлов^{1,2*}, Г.С. Патрин^{1,2}, И.Н. Орлова³

¹Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия

²Институт физики им. Л. В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, г. Красноярск, Россия

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

E-mail: orlhome@rambler.ru

В работе теоретически решается задача о спектре коллективного периодического движения вихревых доменных стенок в системе параллельно ориентированных ферромагнитных нанолент, длины которых много больше их толщин и ширин. Связь между магнитными подсистемами лент осуществляется посредством магнитостатического взаимодействия.

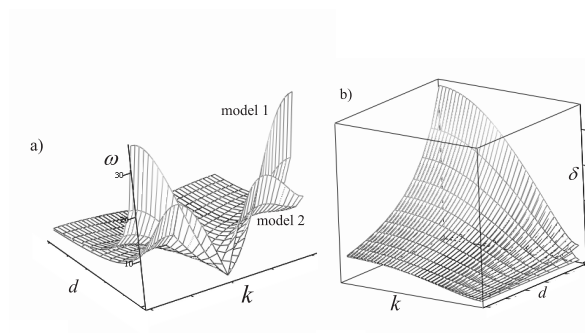


Рис. 1. Рисунок а) – закон дисперсии. Рисунок б) – зависимость параметра затухания от k .

Для аналитического описания коллективного движения вихревых доменных стенок решается уравнение движения вихрей с учетом магнитостатического взаимодействия выделенной ленты с остальными лентами, входящими в массив:

$$\mathbf{G} \times \mathbf{v} + \hat{D}\mathbf{v} + \nabla W(\mathbf{r}) = 0. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{G}$ – гировектор, $W(\mathbf{r})$ – потенциальная энергия ядра (представленная в квадратичном приближении относительно координат ядра вихря), $\hat{D}$ – тензор

коэффициентов эффективного вязкого трения, которое испытывает стенка в процессе движения из-за наличия потерь.

Для решения уравнения (1) продуктивным является метод комплексных переменных. В качестве пробного решения для установившегося режима выберем: $x_n(t) = x_0 e^{i(\omega t - kn)}$. Здесь x_0 – комплексные амплитуды, k – волновое число, i – мнимая единица. В результате получены аналитические выражения для закона дисперсии $\omega(k)$ и зависимости параметра затухания от волнового числа $\delta(k)$ для двух моделей. Модель 1 – магнитные состояния всех лент массива одинаковы, модель 2 – знак полярности или киральности вихрей в составе стенок чередуются. Общий вид решений показан на рисунке 1. Важной особенностью модели 2 оказалась немонотонность закона дисперсии. Это связано с тем обстоятельством, что в соседних лентах модели 2 направления гиротропного движения ядер вихрей противоположны.

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ темы FSRZ-2020-0011).



ГАЗ МАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ В ПОЛЕ ДЕФЕКТОВ

В.А. Орлов^{1,2*}, А.А. Иванов¹, И.Н. Орлова³, Г.С. Патрин^{1,2}

¹Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

²Институт физики им. Л. В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

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

E-mail: orlhome@rambler.ru

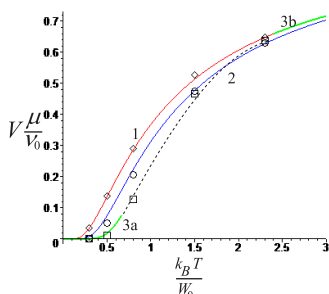


Рис. 1. Температурные зависимости скорости дрейфа. Здесь и далее точками показаны результаты компьютерного моделирования.

и распределена равномерно, в) – энергия распределена по нормальному закону. При низких температурах коэффициенты диффузии газа вихрей имеют особенность (см. рис. 2).

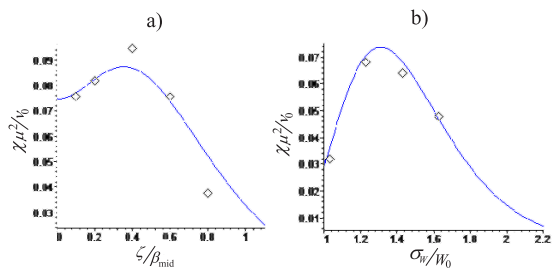


Рис. 2. Зависимость безразмерных коэффициентов диффузии газа вихрей от величины разброса энергии активации для моделей б) и в).

Ферромагнитная нанолента является одним из перспективных объектов для устройств спинтроники. Такая нанолента может содержать в себе рой таких вихрей, термоактивированное движение которых сопровождается срывами с центров закрепления.

Для описания характера смещения вихрей под действием вынуждающей силы в случайном поле дефектов вычислено среднее число траекторий ядер $p(x, t)$, приводящих к благоприятному исходу – ядро оказалось в координате x в момент времени t . Используем метод кинетики химических реакций – закон Аррениуса. Анализ $p(x, t)$ позволил вычислить скорости дрейфа (рис. 1), коэффициенты диффузии для моделей: а) – энергия активации не флуктуирует, б) – энергия активации

При малой величине разброса энергий активации ($\zeta \ll \beta_{mid}$ или $\sigma_w \ll W_0$), когда практически все дефекты одинаковы по своему воздействию на вихри, незначительный рост ζ и σ_w сопровождается естественным ростом σ_x^2 , как отклик системы на более хаотичный ”входной сигнал”. Но с ростом хаоса в высотах барьеров центров закрепления при низких температурах значительную роль начинают играть пусть и редко выпадающие, но несравненно более жесткие дефекты, закрепившись на которых, газ квазичастиц замедляет расширение своей области локализации. Это и приводит к уменьшению коэффициентов диффузии.

В заключение важно заметить, что обсуждаемые здесь эффекты могут иметь важное значение в понимании процессов в контексте проектирования устройств энергонезависимых устройств хранения информации, датчиков полей и прочих устройств спинтроники, где предполагается использовать управляемое движение вихрей.

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ темы FSRZ-2020-0011).



ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ И ВАНЬЕРИЗАЦИЯ МОНОСЛОЯ Fe_3GeTe_2

Г.В. Пушкарев*, А.Я. Девятков, Д.И. Бадртдинов, В.Г. Мазуренко, В.В. Мазуренко,
А.Н. Руденко

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

E-mail: puskarev.g.v@gmail.com

Магнитные материалы всегда привлекали внимание ученого сообщества благодаря своим уникальным свойствам и широкому кругу их возможных применений. С тех пор как была сформулирована теорема Мермина-Вагнера казалось, что дальнедействующий магнитный порядок и ферромагнетизм не могут проявляться в двумерных материалах вследствие температурных флуктуаций. Однако в опубликованных в последнее время работах было показано, что магнитокристаллическая анизотропия позволяет обойти этот запрет и наблюдать данные явления в двумерных вандерваальсовых системах [1]. Одним из открытых в последние годы материалов, представляющих класс вандерваальсовых систем и имеющих интересные магнитные и электронные свойства, является Fe_3GeTe_2 [2].

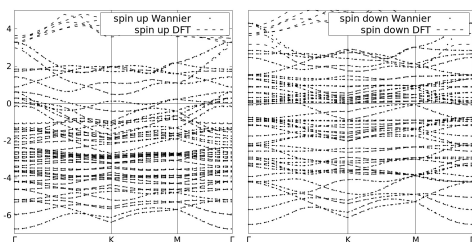


Рис. 1. Спин-поляризованная зонная структура монослоя Fe_3GeTe_2 , полученная в ходе DFT расчетов (пунктирная линия) и в ходе диагонализации модельного гамильтониана в базисе Ванье (точки)

В нашей работе мы проделали моделирование электронной структуры данного двумерного материала с использованием средств теории функционала электронной плотности (DFT), которые представлены в программном комплексе Vienna ab initio simulation package (VASP) [3]. В наших расчетах мы использовали следующие параметры: параметр отсечки (cutoff) 400 eV, критерий сходимости в самосогласованном расчете 10^{-8} eV и Гамма-центрированную k -сетку $18 \times 18 \times 1$ при интегрировании величин в зоне Бриллюэна. На основании полученных спектров была проведена ваньеризация, позволяющая перейти в базис функций Ванье, что удобно для дальнейшего построения магнитных моделей матери-

ала. Данная процедура была выполнена в программном пакете wannier90 [4].

Зонная структура материала, изображенная на рисунке 1, согласуется с опубликованными ранее результатами, которые были получены с использованием подобных методов [2]. Модельный гамильтониан, построенный в ходе ваньеризации, хорошо воспроизводит зонную структуру из DFT расчетов и может быть использован в качестве стартовой точки для описания магнитной модели материала.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 21-72-10136.

1. J.L. Lado, J. Fernández-Rossier, 2D Materials **4**, 035002, (2017).
2. Y. Deng, Y. Yu, Y. Song et al., Nature **563**, 94–99, (2018).
3. G. Kresse, J. Furthmüller, Physical Review B **54**, 11169, (1996).
4. A.A. Mostofi, J.R. Yates, G. Pizzi, Computer Physics Communications **185**, 2309 (2014).



МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ И ПОЛЕВЫХ МАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ В $R\text{Co}_3$ ($R = \text{Y}, \text{Lu}$)

Д.И. Радзивончик*, В.И. Гребенников

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

E-mail: radzivonchik@mail.ru

Магнитные соединения $R\text{Co}_3$, где R – немагнитный редкоземельный элемент (например, Y или Lu), являются интересными объектами и со стороны практического применения, и стороны испытания модельных подходов для описания свойств коллективизированных электронных систем. В последнем случае интерес обусловлен экспериментальным проявлением в системах $R\text{Co}_3$ магнитных (спиновых) переходов в высоких магнитных полях [1,2], а также необычным поведением намагниченности – она увеличивается с повышением температуры при ферромагнитном упорядочении подрешеток Co . Расчеты на основе теории функционала плотности показали, что плотности электронных состояний для проекции спина «вверх» соединений LuCo_3 [3] и YCo_3 обладают двумя высокими пиками, близкорасположенными к уровню Ферми, которые могут приводить к неустойчивости d -электронной подсистемы при пересечении уровня Ферми, т.е. к переходу из низкоспинового состояния в высокоспиновое. Однако до сих пор причины полевых магнитных (спиновых) переходов и необычного температурного поведения намагниченности в $R\text{Co}_3$ не имеют качественного модельного исследования с точки зрения микроскопической теории.

Для объяснения данных свойств предложена динамическая спин-флуктуационная теория [4], которая рассматривает систему коллективизированных $3d$ -электронов с сильным внутриаомным взаимодействием $u_j s_j^2$ (s_j – оператор спина электронов, u_j – энергия взаимодействия электронов на атоме типа $j = 1, 2$). Переход к флуктуирующему обменному полю позволяет записать статистическую сумму и вычислить локальную спиновую плотность, намагниченность, восприимчивость, величины эффективного магнитного момента сплава при произвольной температуре, описать магнитное состояние системы (ферромагнитное или ферримагнитное) и переходы между магнитными состояниями. Динамические спиновые флуктуации обеспечивают основной механизм теплового

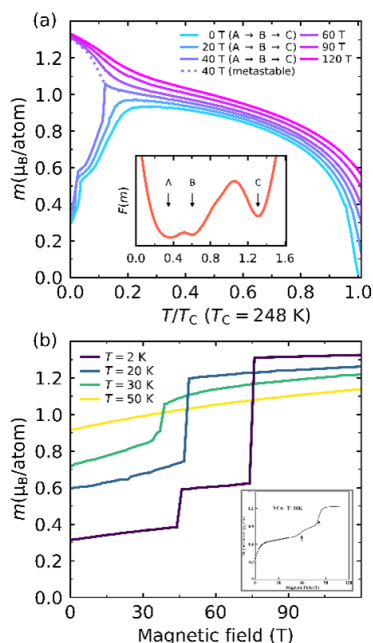


Рис. 1. (a) – Зависимость магнитного момента Co от температуры для представленных значений внешних магнитных полей. Вставка показывает зависимость свободной энергии от магнитного момента. (b) – Зависимость магнитного момента Co от внешнего магнитного поля для представленных значений температур. Вставка показывает экспериментальную зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля для YCo_3 [2]



разупорядочения моментов с ростом температуры, что приводит к снижению температуры Кюри по сравнению с результатами теории среднего поля.

Для краткости рассмотрим результаты для YCo_3 в случае однородного ($j = 1$) магнетика с параметром $u = 0.86$ eV. Даже случай однородного магнетика демонстрирует разнообразие температурного поведения намагниченности в зависимости от внешнего магнитного поля (рис.1а). Полученное разнообразие кривых объясняется существованием трех минимумов А, В, С в свободной энергии (рис.1а, вставка), которые связаны с тремя возможными расположениями уровня Ферми относительно двух упомянутых пиков в плотности электронных состояний. Соответствующие трем минимумам магнитные (спиновые) состояния обнаруживаются и в расчете (рис.1b), и в эксперименте (рис.1b, вставка). Для LuCo_3 расчет при $u = 0.87$ eV показывает сценарий с одним переходом (как и в эксперименте [1]), поскольку аналогичный минимум В в свободной энергии изначально соответствует основному состоянию. Полученные результаты обогащают представление о магнитных фазовых переходах в соединениях $R\text{Co}_3$. Получен новый сценарий, который существенно уточняет ранее существовавшее предположение о причинах реализации одного или двух магнитных (спиновых) переходов для $R\text{Co}_3$ [2]. В докладе будет представлен обобщенный случай с двумя константами взаимодействия, для которого будет продемонстрирована возможность переходов между ферри-магнитной и ферромагнитной фазами.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Квант», Г.р. № АААА-А18-118020190095-41.

1. D.S. Neznakhin, D.I. Radzivonchik et al, Physical Review B **101**, 224432, 5 (2020).
2. T. Goto, H. Aruga Katori, T. Sakakibara, M. Yamaguchi, Physica B **177**, 255 (1992).
3. D.I. Radzivonchik et al., Journal of Physics and Chemistry of Solids, (в печати, 2022).
4. V.I. Grebennikov et al., Bulletin of the RAS: Physics **81**, 3, 323 (2017).



КАУСТИКА МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН В ГАЛФЕНОЛЕ

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

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

E-mail: sergeysavch@imp.uran.ru

Термин галфенол объединяет семейство сплавов $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x$, состав которых (величина x) может варьироваться в диапазоне $0 < x < 0.30$. Магнитные и упругие свойства галфенола: намагниченность насыщения, магнитная анизотропия, упругие постоянные, параметры магнитоупругости и связанные с ними эффекты магнитострикции, определяются величиной x . От состава сплава зависят и свойства магнитоупругих волн. Конкуренция магнитных, упругих и магнитоупругих взаимодействий в окрестности магнитоупругого резонанса приводит к особому режиму распространения магнитоупругих волн: появляются направления преимущественного распространения волн, т. е. самофокусировка. Наличие таких направлений и возможность управлять ими при помощи внешних параметров позволяют считать, что галфенол перспективен для приложений магноники.

Самофокусировка может быть охарактеризована при помощи коэффициента усиления – отношения интенсивности распространения волны в выбранном направлении к соответствующей интенсивности в изотропной среде [1,2]. Коэффициент усиления A обратно пропорционален гауссовой кривизне K [3] поверхности постоянной частоты $\omega(\mathbf{q}) = \text{const}$. В окрестности магнитоупругого резонанса поверхность постоянной частоты содержит области с положительной и отрицательной гауссовой кривизной, а также линии, вдоль которых $K = 0$, и, следовательно, $A \rightarrow \infty$. Направления с резким возрастанием интенсивности ($A \rightarrow \infty$) являются направлениями каустики магнитоупругих волн. Задача определения направлений каустики состоит из следующих этапов: (1) записать плотность магнитной, упругой и магнитоупругой энергии (использовалось феноменологическое приближение); (2) решить динамические уравнения для намагниченности (уравнения Ландау-Лифшица) и для упругих колебаний; (3) определить закон дисперсии магнитоупругих волн $\omega(\mathbf{q})$; (4) исследовать поверхности $\omega(\mathbf{q}) = \text{const}$ и определить направления, в которых гауссова кривизна обращается в нуль.

В докладе представлены результаты решения поставленной задачи для магнитоупругих волн в галфеноле двух составов: $x = 0.18$ и $x = 0.086$. Эти составы отличаются по величине упругой и магнитной анизотропии: $k - 1 = (c_{12} + c_{44})/(c_{11} - c_{44}) - 1 \approx 2.51$, $H_A = -118 \text{ Э}$ для $x = 0.18$ и $k - 1 \approx 1.33$, $H_A = -102 \text{ Э}$ для $x = 0.086$. Основные результаты формулируются следующим образом: (1) каустики существуют в окрестности магнитоупругого резонанса, а направления каустик образуют сложную пространственную фигуру, особенности которой определяются удаленностью частоты волны от резонанса; (2) основные особенности картины каустики определяются величиной магнитоупругих постоянных, а положение этих особенностей определяется величиной магнитной анизотропии.

Работа выполнена в рамках проекта ИФМ УрО РАН № м1-21.

1. S.M. Bakharev, M.A. Borich, S.P. Savchenko, J. Magn. Magn. Mat. **530** 167862 (2021)
2. A.G. Every, Phys. Rev. B. **24** P.3456 (1981)
3. А.В. Погорелов, Дифференциальная геометрия. М.:Наука. 1974. 176 с.

JAHN-TELLER EFFECT AND SPIN-ORBIT COUPLING: FRIENDS OR FOES?

S.V. Streltsov^{1*}, F.V. Temnikov¹, K.I. Kugel¹, D.I. Khomskii²

¹ Institute of Metal Physics, Ekaterinburg, Russia

² University of Cologne, Cologne, Germany

E-mail: streltsov@imp.uran.ru

The Jahn-Teller effect is one of the most fundamental phenomena important not only for physics but also for chemistry and material science. Solving the Jahn-Teller problem and taking into account strong electron correlations we show that quantum entanglement of the spin and orbital degrees of freedom via spin-orbit coupling strongly affects this effect. Depending on the number of d electrons, it may quench (electronic configurations t_{2g}^2 , t_{2g}^4 , and t_{2g}^5), partially suppress (t_{2g}^1), or, in contrast, induce (t_{2g}^3) Jahn-Teller distortions. Moreover, in certain situations, interplay between the Jahn-Teller effect and spin-orbit coupling promotes formation of the "Mexican hat" energy surface facilitating various quantum phenomena [1].

The work was supported by Russian Science Foundation through RSF 20-62-46047.

1. S.V. Streltsov, D.I. Khomskii, PRX **10**, 031043 (2020)



ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ УГЛОВЫЕ СОСТОЯНИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ ИЗ ДВУХ КИРАЛЬНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ

А.Д. Федосеев*

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

E-mail: fad@iph.krasn.ru

В последние несколько лет в рамках исследования топологически нетривиальных фаз конденсированных сред сформировалось новое направление, посвященное изучению топологических изоляторов [1] и сверхпроводников [2-3] высокого порядка. В таких системах присутствует щель в спектре как объемных состояний, так и краевых состояний первого порядка, и реализуются бесщелевые состояния на границах более высокого порядка. В двумерном случае такие состояния локализуются в углах системы.

В подавляющем большинстве работ, посвященных топологическим системам высокого порядка, изучаются квадратные кристаллические решетки, небольшое количество исследований посвящено решеткам типа пчелиных сот. Треугольные решетки же остаются практически без внимания. Связано это с трудностями реализации угловых состояний в C_3 -симметричных системах. Так все еще нет консенсуса в вопросе о реализации топологического изолятора на решетке Кагомэ [4-5]. А реализация угловых топологических сверхпроводников в C_3 -симметричных системах и вовсе предполагается невозможной. Это, впрочем, не является препятствием для реализации нетопологических угловых состояний в таких системах [6]. И хотя понятно, что для реализации топологического сверхпроводника высокого порядка на основе двумерной C_3 -симметричной системы требуется ввести возмущение, нарушающее эту симметрию, вопрос о виде такого возмущения остается открытым.

Нами была теоретически изучена возможность создания топологического сверхпроводника высокого порядка на треугольной решетке с помощью взаимодействий, нарушающих C_3 -симметрию. Была исследована гетероструктура, состоящая из двух двумерных топологических киральных $d + id$ сверхпроводников с инвертированными зонами на треугольной решетке. Отличительной особенностью таких систем является наличие двух Дираковских токов в спектре краевых состояний, в то время как в предшествующих исследованиях для создания топологического сверхпроводника высокого порядка использовались системы с одной Дираковской точкой. На примере рассмотренной системы показано, что критерий реализации угловых состояний [4-5] для систем с двумя Дираковскими точками должен быть модифицирован. Для возникновения топологического состояния в углу между двумя примыкающими границами Дираковская масса в каждой из Дираковских точек должна иметь одинаковый знак на одной границе, и противоположный в обеих точках на другой. Показан явный вид межплоскостных взаимодействий, приводящих к возникновению топологических угловых состояний в предложенной системе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности в рамках научного проекта 20-42-243005 "Изучение краевых состояний в одно- и двумерных топологических сверхпроводниках".

1. W.A. Benalcazar, B.A. Bernevig, T.L. Hughes, Science **357**, 61 (2017).
2. X. Zhu, PRB **97**, 205134 (2018).
3. S-B. Zhang et al., Phys. Rev. Research **2**, 043025 (2020).
4. M. Ezawa, PRL **120**, 026801 (2018).
5. G. Miert, C. Ortix, Quantum Mat. **5**, 63 (2020).
6. A.D. Fedoseev, J. Phys.: Condens. Matter **32**, 405302 (2020).



ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОДЛОЖКИ Au(111) НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МОНОСЛОЯ CrI₃

И.А. Яковлев^{1*}, Д.А. Прищенко¹, В.Г. Мазуренко¹, В.В. Мазуренко¹, М.И. Кацнельсон^{1,2},
А.Н. Руденко^{1,2,3}

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

²Университет Неймегена, Неймеген, Нидерланды

³Университет Уханя, Ухань, Китай

E-mail: iakovlev.ilia@mail.ru

Триодид хрома (CrI₃) является одним из первых соединений, в которых наличие ферромагнетизма было экспериментально подтверждено даже в случае монослоя [1], вопреки теореме Мермина-Вагнера, запрещающей дальнедействующий магнитный порядок в 2D материалах вследствие температурных флуктуаций. Этот эффект может быть объяснен наличием анизотропных магнитных взаимодействий, а также особенностями кристаллической решетки. Стоит отметить, что практическое использование двумерных магнетиков невозможно без подложки, добавление которой может привести к существенным изменениям свойств, к примеру, к увеличению температуры Кюри [2].

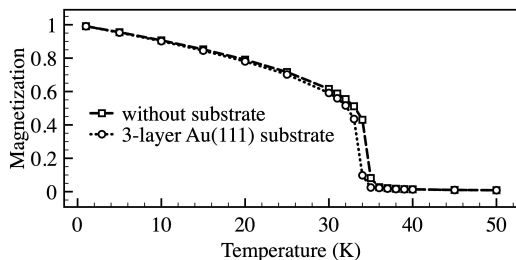


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности монослоя CrI₃ без подложки (пунктирная линия) и на трехслойной подложке Au(111) (точки)

В нашей работе были определены обменные параметры монослоя CrI₃ на подложках из различного числа слоев Au(111) при помощи первопринципных методов. Полученные данные были использованы для построения магнитных спектров и исследования их температурной зависимости. Моделирование проводилось при помощи комплекса UppASD [3] для решетки 300x300 элементарных ячеек с периодическими граничными условиями. Полученные спектры находятся в хорошем согласии с результатами предыдущих работ [4]. Стоит отметить, что, хотя величина изотропного об-

менного взаимодействия для системы с подложкой выше, чем у чистого монослоя, температуры Кюри в обоих случаях практически идентичны, как видно из рисунка 1. Одной из возможных причин такого поведения является появление новых анизотропных членов в гамильтониане.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 21-72-10136.

1. C. Gong, et al., Nature, **546**, 265 (2017).
2. N. Liu, S. Zhou, J. Zhao, Phys. Rev. Materials, **4**, 094003 (2020).
3. O. Eriksson et al., Atomistic Spin Dynamics: Foundations and Applications, Oxford University Press (2017).
4. Y.O. Kvashnin et al., Phys. Rev. B, **102**, 115162 (2020).



МАГНИТНЫЕ И КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУМЕРНОГО ФРУСТРИРОВАННОГО МАГНЕТИКА С НЕМАГНИТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

Д.Н. Ясинская*, В.А. Улитко, Ю.Д. Панов

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

E-mail: daria.iasinskaia@urfu.ru

Низкоразмерные анизотропные (псевдо)спиновые гамильтонианы широко используются для эффективного моделирования многих актуальных физических систем [1], в особенности, сложных систем с различными степенями свободы, таких как бинарные и тройные сплавы, квантовые и классические жидкости, метамангнетики, разбавленные магнетики. Фрустрированные системы с двумя или более конкурирующими взаимодействиями имеют большое разнообразие фаз с необычными свойствами и сложной симметрией. Кроме того, беспорядок, вызванный внесением в систему примесей и дефектов, существенно влияет на критическое поведение, фазовые состояния, а также магнитные свойства и свойства гистерезиса [2].

Мы рассматриваем анизотропную модель типа Блюма-Эмери-Гриффитса со смешанным спином $s = 1/2$, связанным с магнитными состояниями, и псевдоспином $S = 1$, связанным с зарядовыми состояниями системы [3]. Гамильтониан модели имеет следующий вид:

$$H = \Delta \sum_i S_{iz}^2 + V \sum_{\langle ij \rangle} S_{iz} S_{jz} + Js^2 \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_{iz} \sigma_{jz} - h \sum_i \sigma_{iz} - \mu \sum_i S_{iz}. \quad (1)$$

Здесь S_z - это z-компонента псевдоспина $S = 1$, $\sigma_z = (1 - S_z^2)S_z/s$ - нормированная z-компонента спина $s = 1/2$. Δ и V являются параметрами одно- и межузельных заряд-зарядовых корреляций, которые имеют форму одноионной псевдоспиновой анизотропии и обмена Изинга на языке псевдоспиновых операторов, J - спиновый обмен Изинга, h - магнитное поле, μ - химический потенциал, который позволяет учесть условие постоянства заряда в виде $nN = \sum_i S_{iz}$, где n - плотность допированного заряда.

Методом классического Монте-Карло мы провели моделирование свойств анизотропного разбавленного магнетика с фрустрацией. Были построены фазовые диаграммы и получены критические поля метамангнитных переходов. Обнаружено влияние магнитного поля на фрустрированное состояние системы и на формирование зарядовой капли, состоящей из немагнитных примесей. Вблизи точки фрустрации система под действием поля испытывает серию фазовых переходов со сменой типа упорядочения.

Изучение свойств магнитного гистерезиса для ферромагнетика в области зарядового упорядочения показало как одиночные, так и двойные петли гистерезиса. Также было изучено влияние анизотропии, температуры и примесей на форму и параметры петель гистерезиса.

1. V.V. Hovhannisyan et al., Physical Review E., Vol. 96, p. 062103 (2017).
2. G. Giacomin, Springer, Vol. 2025 (2011).
3. Y.D. Panov et al., J. Supercond. Novel Magn., Vol. 29, p. 1077 (2016).

ПАМЯТИ М.И. КУРКИНА

**МИХАИЛ ИВАНОВИЧ КУРКИН**
13.08.1938 – 19.01.2022*С.А. Гудин, В.В. Меньшенин*

Михаил Иванович Куркин — известный специалист в области физики конденсированного состояния вещества, доктор физико-математических наук, профессор, автор 137 научных статей — родился 13 августа 1938 г. в городе Москве. Закончив с отличием в 1960 г. физический факультет Уральского государственного университета им. А.М. Горького, он поступил в аспирантуру Института физики металлов АН СССР. В этом институте Михаил Иванович проработал всю свою жизнь. Его кандидатская (1968 г.) и докторская (1979 г.) диссертации защищены по работам, связанным с теорией ядерного магнитного резонанса в магнитоупорядоченных веществах. Полученные в этой области результаты обобщены в совместной с член-корр. РАН Е.А. Туровым монографии. Михаил Иванович Куркин с 1988 г. по 1996 г. руководил отделом теоретической физики, с 1996 г. по 2005 г. являлся заведующим лабораторией теоретической физики, с 2005 г. по 2022 г. был главным научным сотрудником ИФМ УрО РАН. М.И. Куркин в течение многих лет читал лекции для студентов Уральского государственного уни-

верситета им. А.М. Горького, был членом диссертационного совета при ИФМ УрО РАН и ГЭК при УГТУ-УПИ.

Полученные им теоретические результаты внесли значительный вклад в развитие радиофизики метрового и дециметрового диапазона, квантовой магнитоакустики, фемтосекундной магнитооптики, в описание аномальных электрических свойств веществ с магнитным упорядочением и диффузионных явлений в материалах с наномасштабными неоднородностями атомной структуры. Построенная им теория сигналов эха в условиях существования ядерных спиновых волн использовалась в Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе (г. Ленинград) при разработке спиновых процессоров для управления и обработки радиосигналов, применяемых в космической радиосвязи. При участии М.И. Куркина в Институте физических проблем им. П.Л.Капицы было обнаружено новое физическое явление — одноимпульсное спиновое эхо. Результаты М.И. Куркина использовались в Казанском физико-техническом институте им. Е.К. Завойского (г. Казань) при разработке акустических устройств для авиационной техники. Он объяснил и теоретически описал явление гигантского магнитоакустического эффекта. М.И. Куркин обеспечивал теоретическое обоснование экспериментальных исследова-



ний диффузионных явлений в межкристаллитных областях, имеющих нанометровые размеры.

В последние годы М.И. Куркин работал над проблемами теоретического описания аномальных электрических свойств магнитных материалов, разрабатываемых для улучшения характеристик устройств хранения информации в вычислительной технике и сверхчувствительных датчиков магнитного поля. М.И. Куркин — один из основных авторов теории косвенных обменных взаимодействий, объясняющей специфические магнитные свойства мультислоев железо-хром, необходимых для существования в них гигантского магнитосопротивления. Он предложил механизм формирования магнитоэлектрических эффектов при участии электроактивных оптических фононов. Ему принадлежит идея описания процессов сверхбыстрой магнитной динамики при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов, основанная на эффекте оптического размораживания орбитального магнетизма.



Жизнь Михаила Ивановича была неразрывно связана с Международной школой физиков-теоретиков «Коуровка», в которой он принимал участие с первой школы, много лет входил в состав оргкомитета и программного комитета, был председателем оргкомитета «Коуровка-2004».

В 2011 году М.И. Куркин был удостоен Государственной премии Республики Татарстан в области науки и техники за исследование эффектов квантовой магнитоакустики и разработку технических устройств на их основе. В 2013 г. награжден медалью ордена «за заслуги перед Отечеством» II степени.

Светлая память о выдающемся ученом и прекрасном человеке навсегда останется в наших сердцах.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Arifullin M.R., 55

Berdinskiy V.L., 55

Bobkova I.V., 63

Burmistrov I.S., 10

Cheong S.-W., 50

Golubov A.A., 63

Grigoriev P.D., 70

Karabassov T., 63

Kvashnin D.G., 50

Leonov I.V., 13

Lim S., 50

Mogilyuk T.I., 70

Nekrasov I.A., 45

Pan Sh., 50

Pavlov N.S., 45

Pervakov K.S., 45

Popov Z.I., 50

Streltsov S.V., 50

Sukhanova E.V., 50

Tretiakov O.A., 25

Ushakov A.V., 50

Vasenko A.S., 63

Wang K., 50

Агзамова П.А., 57

Агзамова П.А., 54

Аксенов С.В., 52

Андряхина Е.С., 27

Анисимов В.И., 67

Анофриев В.А., 61

Антонов А.С., 61

Арсланов Т.Р., 30

Атаева Г.Я., 19

Бабаев А.Б., 19

Бадртдинов Д.И., 75

Бахарев С.М., 78

Беспалов А.А., 28

Борич М.А., 78

Буздин А.И., 48

Бурмистров И.С., 27, 66

Васин М.Г., 33

Гамзатов А.Г., 30, 62

Герасимов А.О., 64

Глазов М.М., 11

Глухов К.И., 56, 57

Голуб Л.Е., 38

Гребенников В.И., 76

Григорьев П.Д., 29

Гудин С.А., 30

Гумарова А.А., 40

Девятков А. Я., 75

Дзедзисашвили Д.М., 31, 42

Дунаева Г.Г., 60, 61

Ермолов Н. С., 71

Жуманазаров А.П., 58

Зарубин А.В., 59

Зигерт А.Д., 60, 61

Зотова М.В., 51

Иванов Д.В., 61

Иванов А.А., 74

Иванова А.И., 60, 61

Каманцев А.П., 62

Карпенков А.Ю., 60, 61

Карцовник М.В., 29

Кассан-Оглы Ф.А., 59

Кацнельсон М.И., 81



- Кашин И.В., 64
Ключанцев А.Б., 31
Кокорина Е.Е., 34
Кокурин М.Ю., 58
Коледов В.В., 62
Комлева Е.В., 35
Копасов А.А., 36
Коротин Д. М., 67
Кошкидько Ю.С., 62
Кугель К.И., 12, 79
Кулеева Н.А., 37
Куркин М.И., 54
Кучинский Э.З., 37
Леонтьев А.В., 40
Леппенен Н.В., 38
Люблинская А.А., 66
Ляпилин И.И., 65
Ляхова Я.С., 39
Мазанникова М. А., 67
Мазуренко В.В., 64, 68, 72, 75, 81
Мазуренко В.Г., 81
Мазуренко В.Г., 75
Максимов П.А., 14
Малецкий Е.А., 68
Мамин И.И., 40
Манцевич В.Н., 15
Медведев М.В., 34
Мельников А.С., 36
Мельников А.С., 16, 48
Меньшенин В.В., 41
Метлов К.Л., 17
Миронов Г.И., 69
Миронов С.В., 48
Мицкан В.А., 42
Москвин А.С., 18
Мостовщикова Е. В., 71
Мурзашев А.И., 58
Муртазаев А.К., 19
Наумов С. В., 71
Некрасов И.А., 49
Николаев С.В., 43, 51
Новокшенов С.Г., 44
Новоселов Д. Ю., 67
Нори Ф., 22
Овчинников С.Г., 51
Окатель В.С., 72
Орлов В.А., 73, 74
Орлов Ю.С., 43
Орлова И.Н., 73, 74
Орлова Н.Б., 54
Паймеров С.К., 58
Панов Ю.Д., 18
Панов Ю.Д., 46, 82
Патрин Г.С., 73, 74
Прищенко Д.А., 81
Прудников В.В., 47
Прудников П.В., 47
Путилов А.В., 48
Пушкарев Г.В., 75
Радзивончик Д.И., 76
Рамазашвили Р., 29
Рахманов А.Л., 22
Рожков А.В., 22
Рубцов А.Н., 39
Руденко А.Н., 75, 81
Савченко С.П., 78
Садовский М.В., 21
Сбойчаков А.О., 22
Сдобняков Н.Ю., 61
Сдобняков Н.Ю., 60
Семенова Е.М., 60, 61
Слободчиков А.А., 49
Смирнов А.И., 23
Стерхов Е. В., 71
Стрельцов С.В., 35, 79
Тарасенко С.А., 24
Темников Ф.В., 79
Титова С.Г., 71
Улитко В.А., 82
Упоров С.А., 71
Федосеев А.Д., 80
Хомский Д.И., 35, 79
Чернышев В.А., 56, 57
Чесноков Е.А., 57
Чибирев А.О., 40
Шавров В.Г., 62
Шкляев К.Я., 33
Шнейдер Е.И., 51
Шустин М.С., 52
Яковлев И.А., 81
Ясинская Д.Н., 82

ISBN 978-5-6045774-4-8



XXXIX МЕЖДУНАРОДНАЯ ЗИМНЯЯ ШКОЛА ФИЗИКОВ-ТЕОРЕТИКОВ

“Кауровка”

ГРАНАТОВАЯ БУХТА, п. В. СЫСЕРТЬ, 3–9 АПРЕЛЯ 2022 Г.

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Тексты тезисов приведены в авторской редакции.

Обложка и верстка — П. А. Агзамова

Ответственный за выпуск — С. В. Стрельцов