



ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МЕТАЛЛОВ  
имени М.Н. Михеева УрО РАН

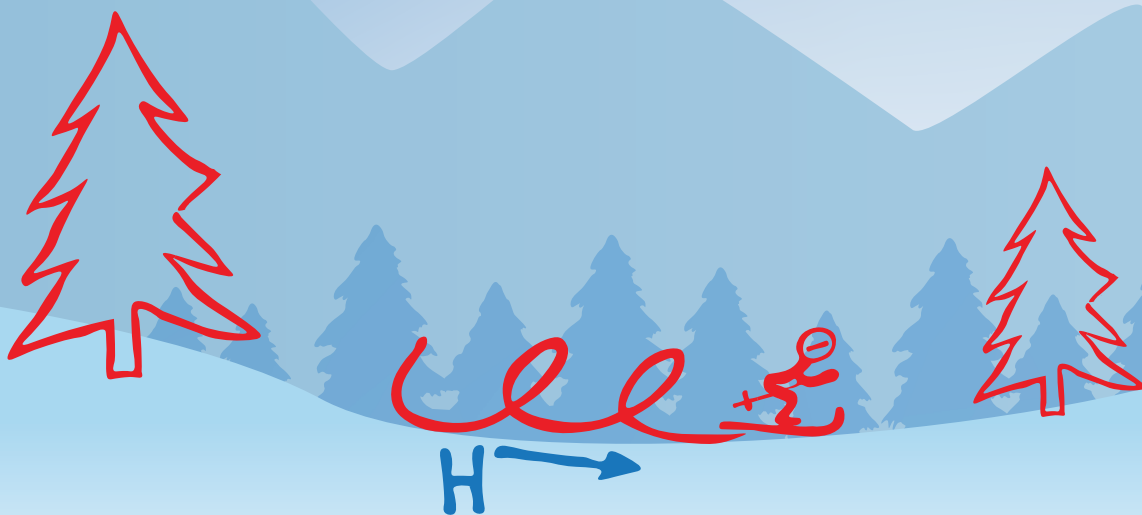


РКЦ | Российский  
Квантовый  
Центр

XL МЕЖДУНАРОДНАЯ ЗИМНЯЯ ШКОЛА  
ФИЗИКОВ-ТЕОРЕТИКОВ

Кауровка  
2-9 ФЕВРАЛЯ, 2024

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ



Екатеринбург, 2024

## ОРГАНИЗАТОРЫ

- Институт физики металлов имени М. Н. Михеева УрО РАН
- Российский квантовый центр (РКЦ)
- Секция «Компьютерное материаловедение и вычислительная физика» совета по физике конденсированного состояния РАН

## ПРЕДСЕДАТЕЛИ ОРГАНИЗАЦИОННОГО КОМИТЕТА

- **Стрельцов Сергей Владимирович** (чл.-корр. РАН, ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)
- **Рубцов Алексей Николаевич** (профессор РАН, РКЦ, МГУ, Москва)

## 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)
- **Кугель Климент Ильич** (к.ф.-м.н., ИТПЭ РАН, Москва)
- **Меньшенин Владимир Васильевич** (д.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)
- **Некрасов Игорь Александрович** (чл.-корр. РАН, ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург)
- **Овчинников Сергей Геннадьевич** (д.ф.-м.н., ИФ СО РАН, Красноярск)
- **Рубцов Алексей Николаевич** (профессор РАН, РКЦ, МГУ, Москва)
- **Стрельцов Сергей Владимирович** (чл.-корр. РАН, ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)
- **Шавров Владимир Григорьевич** (д.ф.-м.н., ИРЭ РАН, Москва)

## ЛОКАЛЬНЫЙ ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

- **Громова Елена Сергеевна** (РКЦ, Москва)
- **Егоров Станислав Сергеевич** (РКЦ, Москва)
- **Заяц Полина Александровна** (к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)
- **Исаев Александр Сергеевич** (РКЦ, Москва)
- **Китайцева Полина Андреевна** (РКЦ, Москва)
- **Комлева Евгения Викторовна** (ученый секретарь, к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН, Екатеринбург)
- **Павлов Никита Сергеевич** (к.ф.-м.н., ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург)

## ЛЕКТОРЫ

- **Бражкин Вадим Вениаминович** (ИФВД РАН, Троицк)
- **Бурмистров Игорь Сергеевич** (ИТФ РАН, Черноголовка)
- **Глазов Михаил Михайлович** (ФТИ РАН, Санкт-Петербург)
- **Звездин Анатолий Константинович** (онлайн) (ИОФ РАН, Москва)
- **Ивченко Евгений Львович** (ФТИ РАН, Санкт-Петербург)
- **Мазуренко Владимир Владимирович** (УрФУ, Екатеринбург)
- **Мельников Александр Сергеевич** (МФТИ, Москва)
- **Минеев Владимир Петрович** (ИТФ РАН, Черноголовка)
- **Овчинников Сергей Геннадьевич** (ИФ СО РАН, Красноярск)
- **Пудалов Владимир Моисеевич** (ФИАН РАН, Москва)
- **Пятаков Александр Павлович** (МГУ, Москва)
- **Рожков Александр Владимирович** (ИТПЭ РАН, Москва)
- **Страупе Станислав Сергеевич** (РКЦ, Москва)
- **Турлапов Андрей Вадимович** (ИПФ РАН, Нижний Новгород)
- **Федоров Алексей Константинович** (РКЦ, Москва)
- **Шляпников Георгий Всеволодович** (РКЦ, Москва)

# Оглавление

<b>ЛЕКЦИИ</b> . . . . .	10
Фазовые превращения в жидкостях и переход «жидкость – газ» во флюидах при сверхкритических давлениях, <i>В.В. Бражкин</i> . . . . .	11
Keldysh path integral for number-conserving dissipative quantum state preparation: instability of the dark state and reaction-diffusive dynamics, <i>I.S. Burmistrov</i> . . . . .	12
Транспорт экситонов в атомарно-тонких кристаллах, <i>М.М. Глазов</i> . . . . .	13
Метод инвариантов для построения эффективных гамильтонианов, <i>Е.Л. Ивченко</i> . . . . .	14
Reconstructing classical magnetic order from Anderson towers, <i>О.М. Sotnikov, Е.А. Stepanov, М.И. Katsnelson, F. Mila, V.V. Mazurenko</i> . . . . .	15
Фотогальванические явления в сверхпроводниках: управляемые светом макроскопические квантовые состояния, <i>А.С. Мельников</i> . . . . .	16
Изинговская сверхпроводимость, <i>С.Г. Овчинников</i> . . . . .	17
Прогресс и перспективы в области комнатно-температурной сверхпроводимости, <i>А.В. Садаков, В.М. Пудалов</i> . . . . .	18
Взаимосвязь магнитной, электронной и механической подсистем в вандер-ваальсовых магнетиках, <i>А.П. Пятаков, М.А. Колющенко, А.С. Каминский</i> . . . . .	19
Упорядоченные состояния в модели АА графена с группой симметрий SU(4), <i>А.В. Рожков, А.О. Сбойчаков, А.Л. Рахманов</i> . . . . .	20
Обобщенная динамическая модель Келдыша, <i>Э.З. Кучинский, М.В. Садовский</i> . . . . .	21
<b>УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ</b> . . . . .	22
Distortion of a Néel-type magnetic skyrmion in weak nonuniform magnetic and electric fields, <i>S.S. Apostoloff, E.S. Andriyakhina, I.S. Burmistrov</i> . . . . .	23
Критическая динамика квантового фазового перехода, <i>М.Г. Васин</i> . . . . .	24
Магнитоэлектрические гетероструктуры для спинтроники, <i>З.В. Гареева, В.В. Филиппова, Н.В. Шульга, А.К. Звездин</i> . . . . .	25



Магнитные квантовые осцилляции холловского сопротивления в слоистых металлах, <i>П.Д. Григорьев, Т.И. Могилюк, А.А. Синченко</i> . . . . .	26
Сотрудники Института физики металлов УрО РАН и становление атомного проекта СССР, <i>С.А. Гудин</i> . . . . .	27
Спин-флуктуационные переходы, <i>С.В. Демишев</i> . . . . .	28
Квантовый SU(3) ферромагнетик, <i>Д.М. Дзедзисашвили, А.С. Мартынов</i> . . . . .	29
Фотоотклик двумерных систем на структурированное терагерцовое излучение, <i>М.В. Дурнев, А.А. Гуныга, С.А. Тарасенко</i> . . . . .	30
Нелинейная динамика магнитных вихрей в мультислойных наноструктурах, <i>Е.Г. Екомасов, К.А. Звездин, Г.И. Антонов</i> . . . . .	31
Квантовая теория волнового смещения на двухуровневой системе, <i>А.А. Елистратов, С.В. Ремизов</i> . . . . .	32
Интегрируемая нелинейная модель развития неустойчивости границы проводящей жидкости в сильном электрическом поле, <i>С.А. Баренгольц, Н.М. Зубарев, Е.А. Кочурин</i> . . . . .	33
Спин-орбитальный порядок и фазовые переходы в трехзонной модели слоистого перовскита, <i>П.А. Игошев, Д.Е. Чижов, В.Ю. Ирхин, С.В. Стрельцов</i> . . . . .	34
Квантовая запутанность в спин-орбитальных моделях, <i>В.Э. Валицулин, Н.М. Щелкачев, А.В. Михеенков, К.И. Кугель</i> . . . . .	35
Электронная структура и магнитные корреляции в слоистых редкоземельных никелатах, <i>И.В. Леонов</i> . . . . .	36
Описание БКШ-БЭК перехода в рамках метода флуктуирующего локального поля, <i>Я.С. Ляхова, С.С. Онучин, А.Н. Рубцов, Б.В. Криппа</i> . . . . .	37
Взаимодействие фотонов терагерцового спектра с квазидвумерным электронным газом в магнитном поле, <i>Т.В. Максимов, И.Л. Курбаков, Ю.Е. Лозовик</i> . . . . .	38
История $\text{BaCo}_2(\text{AsO}_4)_2$ : 55 лет от БКТ до Китаева, <i>П.А. Максимов</i> . . . . .	39
Динамика экситонов в двумерных материалах в реальном времени, <i>М.А. Малахов, Дж. Чистаро, Ф. Мартин, А. Пикон</i> . . . . .	40
Перепутанные состояния в квантовых точках, <i>В.Н. Манцевич, Н.С. Маслова</i> . . . . .	41
Ферромагнитный порядок в ван-дер-ваальсовом соединении $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ , <i>В.В. Меньшенин</i> . . . . .	42
Два типа магнитных хопфионов и их эллиптическая устойчивость, <i>К.Л. Метлов</i> . . . . .	43
Тензорные сети для эффективной симуляции квантовых систем, <i>С.С. Кузьмин, В.И. Михайлова, И.В. Дьяконов, С.С. Страупе</i> . . . . .	44



Нарушение вращательной симметрии ядерного движения в ян-теллеровской молекуле $X_3$ взаимодействием Казимира-Польдера, <i>А.С. Овчинников, И.Г. Бострем, А.Д. Ляхов</i> . . . . .	45
Anatomy of the band structure of the newest apparent near-ambient superconductor $LuH_{3-x}N_x$ , <i>N.S. Pavlov, I.R. Shein, K.S. Pervakov, V.M. Pudalov, I.A. Nekrasov</i> . . . . .	46
Отображение одномерной спиновой модели на марковскую цепь, <i>Ю.Д. Панов</i> . . . . .	47
Влияние магнитных неоднородностей на сверхпроводящие свойства слоистых систем ферромагнетик/сверхпроводник, <i>В.А. Туманов, Ю.Н. Прошин</i> . . . . .	48
Моделирование критических свойств перспективных низкоразмерных и мультислойных структур, <i>П.В. Прудников, В.В. Прудников, Е.В. Дроворуб, Д.А. Льготина, Р.А. Сухачев, А.Е. Голота</i> . . . . .	50
Невзаимный электронный транспорт в структурах сверхпроводник / ферромагнетик со спин-орбитальным взаимодействием, <i>А.В. Путилов, С.В. Миронов, А.И. Буздин</i> . . . . .	51
Смещение классического и квантового излучения на каскадной системе кубитов, <i>С.В. Ремизов, А.А. Елистратов, В.В. Погосов, А.Ю. Дмитриев, А.В. Васенин, С.А. Гунин, О.В. Астафьев</i> . . . . .	52
Переход металл-диэлектрик при легировании в классе '111' сверхпроводников на основе железа, <i>С.Л. Скорняков, И.О. Трифонов, И.В. Леонов, В.И. Анисимов</i> . . . . .	53
Обычная и нетрадиционная сверхпроводимость в боридах $RB_6$ и $RB_{12}$ : динамические страйпы, волны зарядовой плотности, псевдощель и двухщелевое состояние, <i>Н.Б. Болотина, О.Н. Хрыкина, А.Н. Азаревич, К.М. Красиков, Н.Ю. Шицевалова, В.Б. Филипов, С.Ю. Гаврилкин, С. Габани, К. Флахбарт, Н.Е. Случанко</i> . . . . .	54
Суперрезонансные состояния в спектре фоновонного излучения акустически открытых слоистых магнитных гетероструктур, <i>О.С. Сухорукова, А.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров</i> . . . . .	55
Топологический переход в спектре магнонов скирмионного кристалла, <i>В.Е. Тимофеев, Ю.В. Барамыгина, Д.Н. Аристов</i> . . . . .	56
Особенности формирования нематических состояний в магнетике с $S=2$ , <i>О.А. Космачев, Ю.А. Фридман, Б.А. Иванов</i> . . . . .	57
Топологические переходы в спин-поляризованной нанопроволоке с локальными кулоновскими взаимодействиями, <i>М.С. Шустин, С.В. Аксенов, И.С. Бурмистров</i> . . . . .	58
<b>СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ</b> . . . . .	59
Контролируемое слияние электромагнитных бозонов в двумерных полупроводниках, <i>С.В. Андреев</i> . . . . .	60



Стохастическая модель для описания частично-когерентных состояний в конденсатах экситонных поляритонов, <i>Н.А. Асриян, А.А. Елистратов, Ю.Е. Лозовик</i> . . . . .	61
Применение эхо-эволюции для генерации данных для смягчения влияния ошибок квантовых вычислений с помощью нейронных сетей, <i>Д.В. Бабухин</i> . . . . .	62
Анализ немарковской динамики на основе данных, <i>И.И. Лучников, Е.О. Киктенко, М.А. Гавреев, Х. Уердан, И.И. Лучников, С.Н. Филлипов, А.К. Федоров</i> . . . . .	63
Теоретическое исследование влияния эпитаксиальной деформации на структурные и магнитные свойства тонкой пленки $\text{YFeO}_3$ на подложке $\text{SrTiO}_3$ , <i>Г.С. Дедов, А.О. Шориков</i> . . . . .	64
Теоретическое моделирование четверных сплавов с высокой спиновой поляризацией, <i>И.С. Дедов, А.В. Лукоянов</i> . . . . .	65
Фермионный транспорт через квантовый точечный контакт, <i>И.В. Дудинец, О.В. Лычковский</i> . . . . .	66
Зонный метамагнетизм в системах с гигантскими особенностями ван Хофа в плотности электронных состояний, <i>П.А. Игошев, Ф.А. Василевский, В.Ю. Ирхин</i> . . . . .	67
Устойчивость бегущей волны, <i>Л.А. Калякин</i> . . . . .	68
Взаимодействие спинового и абрикосовского вихрей в допированном топологическом изоляторе, <i>А.В. Капранов, Р.Ш. Акзянов, А.Л. Рахманов</i> . . . . .	69
Quantum-machine-learning channel discrimination, <i>A. Kardashin, A. Vlasova, A. Pervishko, D. Yudin, J. Biamonte</i> . . . . .	70
Определение дальнего действия обмена ферромагнитной системы при помощи алгоритмов машинного обучения, <i>Е.И. Козлов, И.А. Яковлев, В.В. Мазуренко</i> . . . . .	71
Attenuation of flexural phonons in crystalline two-dimensional materials, <i>A.D. Kokovin, I.S. Burmistrov</i> . . . . .	72
Биквадратичное обменное взаимодействие в магнетиках со спинами больше единицы, <i>Е.Е. Кокорина, М.В. Медведев</i> . . . . .	73
Рэттлинг в четверном перовските $\text{CuCu}_3\text{Fe}_2\text{Re}_2\text{O}_{12}$ , <i>Е.В. Комлева, З.В. Пчелкина, В.Ю. Ирхин, С.В. Стрельцов</i> . . . . .	74
Symmetry breaking and superfluid currents in a split-ring spinor polariton condensate, <i>K. Kondratenko, I. Chestnov, S. Demirchyan and A. Kavokin</i> . . . . .	75
Адиабатическая фазовая накачка в S/F/S джозефсоновских контактах с некомпланарным распределением намагниченности, <i>А.А. Копасов, Ж.А. Девизорова, Х. Менг, С.В. Миронов, А.С. Мельников, А.И. Буздин</i> . . . . .	76



Численное моделирование окислительной конверсии метана в синтез-газ в реакторе с обращаемым потоком, <i>С.С. Костенко, А.Н. Иванова, А.А. Карнаух, Е.В. Полианчик . . . . .</i>	77
О фазовом переходе между сверхпроводимостью и волной спиновой/зарядовой плотности в органических металлах, <i>В.Д. Кочев, С.С. Сеидов и П.Д. Григорьев . . . . .</i>	78
Термоэдс и эффект Холла в коррелированных металлах и допированных Мотт-Хаббардовских диэлектриках: DMFT приближение, <i>Э.Э. Кучинский, Н.А. Кулеева, М.В. Садовский . . . . .</i>	79
Диффузионные моды в двумерном фермионном газе с диссипативной динамикой, сохраняющей число частиц, <i>А.А. Люблинская, И.С. Бурмистров . . . . .</i>	80
Эволюция электронной структуры и транспортных свойств электрида $\text{Ca}_2\text{N}$ под давлением, <i>М.А. Мазанникова, Д.М. Коротин, В.И. Анисимов, А.Р. Оганов, Д.Ю. Новоселов . . . . .</i>	81
Количественная оценка пространственно-временных паттернов в неравновесных квантовых системах, <i>Е.А. Малецкий, И.А. Яковлев, В.В. Мазуренко . . . . .</i>	82
Исследование процессов декогеренции в многочастичных квантовых системах, <i>А.С. Мастюкова, М.А. Гавреев, Е.О. Киктенко, А.К. Федоров . . . . .</i>	83
Магнитокалорический эффект при криогенных температурах, <i>А.В. Маширов, К.А. Колесов, И.И. Мусабиров, В.Г. Шавров . . . . .</i>	84
Аномальная фаза квантовых осцилляций межслоевой проводимости слоистых металлов в магнитном поле, <i>Т.И. Могилюк, П.Д. Григорьев . . . . .</i>	85
Дробовой шум в геликоидальных краевых состояниях, <i>Р.А. Ниязов, И.В. Крайнов, Д.Н. Аристов, В.Ю. Качоровский . . . . .</i>	86
Приближение среднего поля для системы спин-триплетных $s = 1$ локальных композитных бозонов в ортоникелатах, <i>С.В. Нужин, В.С. Рюмшин, Ю.Д. Панов, А.С. Москвин . . . . .</i>	87
Особенности динамики решетки магнитных материалов со спиновым кроссовером, <i>С.Г. Овчинников, Т.М. Овчинникова, Ю.С. Орлов . . . . .</i>	88
Методы характеристики квантовых состояний, <i>В.С. Окадьев, В.В. Мазуренко . . . . .</i>	89
Описание БКШ-БЭК кроссовера в приближении среднего поля, <i>С.С. Онучин, Я.С. Ляхова, А.Н. Рубцов, Б.В. Крунна . . . . .</i>	90
Сравнительный анализ спектров оптического поглощения фуллеренов симметрии $D_{5h}$ , <i>А.И. Мурзащев, С.К. Паймеров . . . . .</i>	91
Instanton effects in spin quantum Hall effect, <i>М.В. Parfenov, I.S. Burmistrov . . . . .</i>	92



Электронная структура и электронные свойства топологических полуметаллов $\text{MoTe}_2$ и $\text{WTe}_2$ , <i>А.Н. Перевалова, С.В. Наумов, Е.И. Шредер, А.В. Лукоянов, С.Т. Байдак, Б.М. Фоминых, Е.Б. Марченкова, В.В. Марченков</i> . . . . .	93
Особенности электро-, магнитосопротивления и оптических свойств антиферромагнитного топологического изолятора $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ , <i>А.Н. Перевалова, Б.М. Фоминых, С.В. Наумов, Е.И. Шредер, Е.Б. Марченкова, В.В. Марченков</i> . . . . .	94
Orbital-selective properties of magnetic $\text{YMn}_6\text{SN}_6$ , <i>A. Poteryaev, A. Ushakov, S. Streltsov</i> . . . . .	95
Солитоны в полубесконечном образце легкоплоскостного ферромагнетика, <i>В.В. Киселев, А.А. Расковалов</i> . . . . .	96
Сверхзарядка квантовой батареи Дике в состоянии «связанной светимости», <i>С.С. Сеидов, С.И. Мухин</i> . . . . .	97
Landau Free Energy of small clusters beyond mean field approach, <i>S. Semenov, A.N. Rubtsov</i> . . . . .	98
Электронные и магнитные свойства сплавов Гейслера $\text{Co}_2\text{MnZ}$ ( $Z = \text{Al}, \text{Si}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$ ), <i>А.А. Семянникова, А.В. Лукоянов, В.Ю. Ирхин, Е.И. Шредер, Е.Б. Марченкова, В.В. Марченков</i> . . . . .	99
Метод флуктуирующего локального поля для описания динамики закрытых систем коррелированных фермионов, <i>Л.Д. Силаков, Я.С. Ляхова, А.Н. Рубцов</i> . . . . .	100
Correlation effects and spin-orbit coupling in $\text{LiZn}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$ and Kitaev materials, <i>S.V. Streltsov, A.I. Poteryaev</i> . . . . .	101
Переключение доменов, вызванное деформацией во фрустрированном антиферромагнетике $\text{CoTi}_2\text{O}_5$ , <i>Л.С. Таран, Д. Бер, Д.Г. Портер, А. Бомбарди, Д. Прабхакаран, Р.Д. Джонсон, С.В. Стрельцов</i> . . . . .	102
Совместная многомодовая статистика чисел частиц в холодном взаимодействующем бозе-газе и гауссов бозонный сэмплинг, <i>С.В. Тарасов</i> . . . . .	103
О сосуществовании локализованных и делокализованных состояний в модели Андерсона с аномально длинными прыжками, <i>В.А. Темкин, А.С. Иоселевич</i> . . . . .	104
Interplay between Jahn–Teller effect and spin-orbit coupling in $t_{2g}$ systems, <i>F.V. Temnikov, S.V. Streltsov, K.I. Kugel, D.I. Khomskii</i> . . . . .	105
В поисках перехода Мотта в ВТСП системах, <i>И.О. Трифонов, С.Л. Скорняков</i> . . . . .	106
Ток через джозефсоновский контакт между майорановскими краевыми модами, <i>К.Е. Турышев, Ю.Г. Махлин</i> . . . . .	107
Моделирование фазового расслоения в модели полужестких бозонов, <i>В.А. Улитко, В.В. Конев</i> . . . . .	108



Вычисление параметров обменного взаимодействия в китайском ко- бальтите $\text{SrCoGe}_2\text{O}_6$ , <i>П. Максимов, А. Ушаков, А. Губкин, Г. Рэдхаммер, А. Колесников, А. Сантос, Ж. Гай, М. МакГуайер, А. Подлесняк, С. Стрельцов . . .</i>	109
Дискретные бризеры в моноаксиальном киральном гелимагнетике с легкоплоскостной анизотропией, <i>И.Г. Бострем, Е.Г. Екомасов, М.И. Фахретдинов, А.С. Овчинников, Вл.Е. Синицын . . . . .</i>	110
Топологические объекты в наноструктурах в магнитном поле, <i>В.В. Филиппова, Н.В. Шульга, Р.А. Дорошенко, З.В. Гареева . . .</i>	111
Электросопротивление и гальваномагнитные свойства топологическо- го изолятора $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ после облучения ионами аргона, <i>Б.М. Фоминых, А.Е. Степанов, А.Н. Перевалова, С.В. Наумов, К.В. Шаломов, Н.В. Гущина, В.В. Марченков . . . . .</i>	112
Трансферное обучение межчастичных нейросетевых потенциалов в за- дачах расчета термодинамических и транспортных свойств ме- таллургических расплавов, <i>Е.О. Хазиева, Р.Е. Рильцев . . . . .</i>	113
Магнитные свойства и электронная структура $\text{MnTe}$ при учете элек- тронных корреляций, <i>Е.Д. Чернов, А.В. Лукоянов . . . . .</i>	114
Подавление минищели в S(N/F)S контактах, <i>П.А. Иоселевич, Д.А. Чукланов . . . . .</i>	115
Электронные корреляции и нелокальные эффекты в много-орбитальных системах, <i>Д.А. Шиленко, И.В. Леонов . . . . .</i>	116
Особенности электронной структуры модели Мотта-Хаббарда с силь- ным электрон-фононным взаимодействием, <i>Е.И. Шнейдер, С.В. Николаев, С.Г. Овчинников . . . . .</i>	117
Особенности низкотемпературного поведения разбавленной модели Изинга, <i>Д.Н. Ясинская, Ю.Д. Панов . . . . .</i>	118
<b>АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ . . . . .</b>	119

# ЛЕКЦИИ

---



## ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ЖИДКОСТЯХ И ПЕРЕХОД «ЖИДКОСТЬ – ГАЗ» ВО ФЛЮИДАХ ПРИ СВЕРХКРИТИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЯХ

В.В. Бражкин\*

Институт физики высоких давлений Российской академии наук, Троицк, Москва, Россия

\*E-mail: [brazhkin@hppi.troitsk.ru](mailto:brazhkin@hppi.troitsk.ru)

Экспериментально установлено, что вблизи кривой плавления, в том числе при давлениях и температурах выше критических, все жидкости имеют определенный ближний и промежуточный порядок и в их спектре возбуждений содержатся высокочастотные поперечные волны. Между разными состояниями жидкостей возможны как плавные, так и резкие превращения с изменениями структуры и свойств. Вместе с тем при достаточно высоких температурах все жидкости должны терять свою индивидуальность и переходить в режим бесструктурных плотных газов, в которых распространяются лишь продольные волны. Обсуждаются теоретические и экспериментальные свидетельства существования границы между «твердоподобными» расплавами и плотным газом при сверхкритических давлениях.



## KELDYSH PATH INTEGRAL FOR NUMBER-CONSERVING DISSIPATIVE QUANTUM STATE PREPARATION: INSTABILITY OF THE DARK STATE AND REACTION-DIFFUSIVE DYNAMICS

*I.S. Burmistrov*<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>L. D. Landau Institute for Theoretical Physics, Chernogolovka, Russia

<sup>2</sup>Laboratory for Condensed Matter Physics, HSE University, Moscow, Russia

\*E-mail: [burmi@itp.ac.ru](mailto:burmi@itp.ac.ru)

The use of dissipation for the controlled creation of nontrivial quantum many-body correlated states is of much fundamental and practical interest. What is the result of imposing number conservation, which, in closed system, gives rise to diffusive spreading? We investigate this question for a paradigmatic model of a two-band system (introduced in Ref. [1]), with dissipative dynamics aiming to empty one band and to populate the other, which had been introduced before for the dissipative stabilization of topological states. This model admits description in terms of Gorini-Kossakowski-Sudarshan-Lindblad master equation. In this talk I review the equivalent representation in terms of Keldysh path integral [2].

Going beyond the mean-field treatment of the dissipative dynamics, I discuss the emergence of a diffusive regime for the particle and hole density modes at intermediate length- and timescales [3], which, interestingly, can only be excited in nonlinear response to external fields [4]. I also consider processes (pumping and recombination) that limit the diffusive behavior of this mode at the longest length- and timescales.

Strikingly, these processes lead to a reaction-diffusion dynamics governed by the Fisher-Kolmogorov-Petrovsky-Piskunov equation, making the designed dark state unstable towards a state with a finite particle and hole density.

*The work was funded by the Russian Science Foundation, Grant No. 22-22-00641.*

1. Tonielli2020 F. Tonielli, J. C. Budich, A. Altland, and S. Diehl, «Topological field theory far from equilibrium» Phys. Rev. Lett. **124**, 240404 (2020).
2. Diehl2016 L. M. Sieberer, M. Buchhold, and S. Diehl, «Keldysh field theory for driven open quantum systems» Rep. Prog. Phys. **79**, 096001 (2016).
3. Lyublinskaya2023 A.A. Lyublinskaya, I.S. Burmistrov, «Diffusive modes of two-band fermions under number-conserving dissipative dynamics», Pis'ma v ZhETF 118, 538 (2023).
4. Nosov2023 P. A. Nosov, D. S. Shapiro, M. Goldstein, I. S. Burmistrov, «Reaction-diffusive dynamics of number-conserving dissipative quantum state preparation», Phys. Rev. B 107, 174312 (2023).



## ТРАНСПОРТ ЭКСИТОНОВ В АТОМАРНО-ТОНКИХ КРИСТАЛЛАХ

М.М. Глазов\*

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

\*E-mail: [glazov@coherent.ioffe.ru](mailto:glazov@coherent.ioffe.ru)

Явлений переноса составляют значительную и активно развивающуюся область физики конденсированных сред. Эти эффекты представляют особую сложность, а значит, и интерес для теоретиков – их описание требует не только знания энергетического спектра системы, но и процессов рассеяния. При этом сопоставление теории и эксперимента позволяет определить важнейшие параметры носителей заряда и их комплексов, участвующих в процессах переноса, и продвинутся в понимании фундаментальных вопросов физики неупорядоченных сред: роли беспорядка и взаимодействия в эффектах локализации и делокализации электронных возбуждений среды.

В последние годы заметную популярность набирают атомарно-тонкие дихалькогениды переходных металлов ( $\text{MoS}_2$ ,  $\text{WSe}_2$  и др.) и гетероструктуры на их основе. Сильные экситонные эффекты и значительное светоэкситонное взаимодействие позволяют физикам-экспериментаторам наблюдать распространение электрон-дырочных пар в оптических экспериментах и, тем самым, визуализировать транспорт нейтральных квазичастиц [1].

В докладе представлен обзор теоретических методов расчета транспортных свойств экситонов в двумерных кристаллах: от классического подхода, основанного на кинетического уравнения, до метода функций Грина, позволяющего учесть квантовые эффекты. Особое внимание уделяется процессам нелинейной диффузии и роли межчастичных взаимодействий, а также диффузии экситонов в ферми-море свободных носителей заряда. Результаты теории сопоставляются с экспериментальными данными [2-4].

Заключительная часть доклада посвящена эффектам увлечения экситонов другими квазичастицами: фононами и магнонами. Кратко обсуждаются процессы переноса экситонов в вандерваальсом магнетике  $\text{CrSBr}$ , в том числе, в монослойном пределе.

*Работа поддержана грантом РФФ № 23-12-00142.*

1. Chernikov A., Glazov M, Exciton diffusion in 2D van der Waals semiconductors, in Semiconductors and Semimetals, Elsevier, Amsterdam (2023).
2. Wagner K., Zipfel J., Rosati R., et al., Nonclassical Exciton Diffusion in Monolayer  $\text{WSe}_2$ , Phys. Rev. Lett. **127**, 076801 (2021).
3. Wagner K., Iakovlev Z.A., Ziegler J.D., et al., Diffusion of Excitons in a Two-Dimensional Fermi Sea of Free Charges, Nano Lett. **23**, 4708 (2023).
4. Wietek E., Florian M., Göser J.M., et al., Non-linear and negative effective diffusivity of optical excitations in moiré-free heterobilayers, arXiv:2306.12339 (2023), Phys. Rev. Lett., in press.



## МЕТОД ИНВАРИАНТОВ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ГАМИЛЬТониАНОВ

*Е.Л. Ивченко\**

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

\*E-mail: [ivchenko@coherent.ioffe.ru](mailto:ivchenko@coherent.ioffe.ru)

В физике полупроводников для описания поведения свободных квазичастиц – электронов или дырок – вводится эффективный гамильтониан  $\mathcal{H}(k)$ , где  $k$  – волновой вектор, отсчитанный от некоторой актуальной точки  $k_0$  зоны Бриллюэна. Это может быть точка экстремума или точка высокой симметрии. Если в точке  $k_0$  блоховские состояния с заданной энергией преобразуются по неприводимому представлению  $\mathcal{D}$  размерности  $n$ , то эффективный гамильтониан представляет собой квадратную матрицу  $\mathcal{H}_{ij}$  ( $i, j = 1 \dots n$ ), зависящую от  $k$  и других величин типа тензора деформации, магнитного поля и т.д.

Тема лекции – метод инвариантов для построения гамильтониана  $\mathcal{H}(k)$  с учетом симметрии системы. Вначале мы рассмотрим частный случай, когда точка  $k_0$  располагается в центре зоны Бриллюэна ( $\Gamma$ -точка), а затем обобщим метод для точек  $k_0$  на границе зоны Бриллюэна.

Суть метода инвариантов основана на использовании фундаментального свойства гамильтониана

$$\hat{D}(g)\mathcal{H}(g^{-1}\mathbf{k})\hat{D}^{-1}(g) = \mathcal{H}(\mathbf{k}), \quad (1)$$

где  $g$  – преобразование симметрии,  $\hat{D}(g)$  – матрицы векторного (в пренебрежении спином) или спинорного (при учете спиновых состояний) представления  $\mathcal{D}$ . Еще одно важное свойство, ограничивающее вид матрицы  $\mathcal{H}(k)$ , следует из симметрии системы к инверсии времени.

После изложения алгоритма построения матрицы  $\mathcal{H}(k)$ , удовлетворяющей условиям (1), мы рассмотрим в качестве приложения частные случаи: зона проводимости  $\Gamma_6$  и вырожденная валентная зона  $\Gamma_8$  в кристаллах типа GaAs, слагаемые Дрессельхауза и Рашбы в эффективном гамильтониане электронов в структурах с квантовыми ямами, линейные и квадратичные члены разложения в эффективных гамильтонианах электронов в графене и монослоях дихалькогенидов переходных металлов.

*Работа поддержана грантом РФФ № 23-12-00142.*



## RECONSTRUCTING CLASSICAL MAGNETIC ORDER FROM ANDERSON TOWERS

*O.M. Sotnikov<sup>1,2</sup>, E.A. Stepanov<sup>3</sup>, M.I. Katsnelson<sup>4</sup>, F. Mila<sup>5</sup>, V.V. Mazurenko<sup>1,2\*</sup>*

<sup>1</sup>Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

<sup>2</sup>Russian Quantum Center, Skolkovo, Moscow, Russia

<sup>3</sup>École polytechnique, Palaiseau, France

<sup>4</sup>Radboud University, Nijmegen, Netherlands

<sup>5</sup>École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Switzerland

\*E-mail: [vmazurenko2011@gmail.com](mailto:vmazurenko2011@gmail.com)

Quantum mechanics is still counter-intuitive since it is not consistent with our common sense notions of how the world works. A typical example is the problem of the transition from the quantum realm characterized by a superposition of alternatives (outcomes) to the classical reality with a single outcome, a problem to which researchers are confronted again and again in completely different situations when trying to perform a purely theoretical study or when developing a quantum technology. Despite numerous attempts the problem does not seem to be completely solved. Here, along with well-known general theories and concepts including the Copenhagen interpretation of quantum mechanics, the Many Universes Interpretation of quantum mechanics and the decoherence program (quantum Darwinism) [1], there are also more specialized approaches that are probably lesser known to a broad scientific community, but at the same time that could be very prospective for further work on clarifying the origin of classicality in an initially quantum world. For instance, in the field of condensed matter physics the concept of tower of quantum states (TOS) producing a classical antiferromagnetic order in the thermodynamics limit was proposed by P.W. Anderson [2]. As of today, existing realizations of Anderson's idea on tower of states are however mainly based on quite formal group-theoretical considerations, and its application to specific physical systems is still limited to the initial example whereas it has a potential for much broader applications.

In our work [3], we report on a distinct approach to the TOS idea<sup>5</sup> that allows us to establish a quantitative connection between the low-lying part of the eigen-spectrum of a quantum Hamiltonian and a particular classical magnetic order. Using the case of magnetic skyrmions as an example, we show how to find a specific «classical» combination of degenerate eigenstates from an infinite number of alternatives. We argue that such a choice in favor of trivial states corresponding to classical magnetic orders can be done by the quantum environment, which suggests that there is a deep connection between Anderson's TOS approach and the decoherence theory. The latter assumes an active role of the environment in selecting «classical» states of minimal entanglement (pointer states) and the multiplication of the information about these most robust states so that many observers can find them independently without any prior information. In the present work, we define a concrete mechanism through which one can observe a classical skyrmion in a system which is a priori quantum. Our consideration is not limited to magnetic skyrmions and also explains the transition from a singlet ground state to the classical Neel picture of magnetic sublattices for quantum antiferromagnets.

1. Zurek W.H., Rev. Mod. Phys. **75**, 715 (2003).

2. Anderson P.W., Phys. Rev. **86**, 694 (1952).

3. Sotnikov O.M., Stepanov E.A., Katsnelson M.I., Mila F., Mazurenko V.V., Phys. Rev. X **13**, 041027 (2023).



## ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ: УПРАВЛЯЕМЫЕ СВЕТОМ МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ СОСТОЯНИЯ

А.С. Мельников<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Московский Физико-технический Институт, Долгопрудный, Россия

<sup>2</sup>Институт Физики Микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

\*E-mail: [melnikov@ipmras.ru](mailto:melnikov@ipmras.ru)

В докладе планируется дать обзор некоторых особенностей фотогальванических эффектов в сверхпроводящих системах в сравнении с нормальными (несверхпроводящими) металлами. Будут обсуждены простейшие теоретические модели, позволяющие описать механизмы генерации фотоиндуцированных постоянных токов, магнитного момента и вихрей Абрикосова в сверхпроводниках и переключение сверхпроводящих токовых состояний под действием электромагнитной волны различной поляризации. Будет проанализирована связь фотогальванических эффектов с невязимными магнитокиральными эффектами в сверхпроводящих системах, эффектом Холла в сверхпроводниках, особенностями неравновесной динамики сверхпроводящего конденсата и потенциала электронно – дырочного зарядового разбаланса в поле электромагнитной волны. Планируется обсудить эффект фотонного увлечения сверхпроводящего конденсата, т.е. появление фотоиндуцированного постоянного тока в поле линейно поляризованной электромагнитной волны; генерацию второй гармоники; эффект генерации магнитного момента сверхпроводящего конденсата под действием циркулярно поляризованной электромагнитной волны (обратный эффект Фарадея).

*Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ (№20-12-00053).*





## ИЗИНГОВСКАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

С.Г. Овчинников\*

Институт Физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СОРАН, Красноярск

\*E-mail: [sgo@iph.krasn.ru](mailto:sgo@iph.krasn.ru)

Предлагается лекция о новом направлении в физике сверхпроводимости, посвященная необычным недавно открытым магнитным свойствам двумерных и квазидвумерных дихалькогенидов слоистых металлов. В этих соединениях критическое магнитное поле в плоскости образца в разы превосходит предел Паули. Первое сообщение было связано с  $\text{MoS}_2$  [1], Вскоре аналогичные большие критические поля в плоскости были обнаружены также в монослоях  $\text{NbSe}_2$ ,  $\text{TaS}_2$  и  $\text{WS}_2$ . Большие внутривоскостные критические поля в этих материалах не связаны с триплетным спариванием или с анизотропным спин-орбитальным взаимодействием Рашбы. Оказалось, что симметрия этих кристаллов допускает формирование анизотропии типа Изинга за счет спин-орбитального взаимодействия, которая ориентирует электронные спины поперек плоскости. Отсюда и термин изинговская сверхпроводимость.

Будет рассмотрена микроскопическая причина увеличения критического магнитного поля в плоскости образца за счет спин-орбитального взаимодействия Изинга. Первопринципные расчеты [2] позволяют описать особенности электронной структуры в нормальной и сверхпроводящей фазах и выявить механизм формирования изинговской анизотропии. Оказалось, что отсутствие центра инверсии и спин-орбитальное взаимодействие  $4d$ -электронов приводят к формированию изинговской анизотропии. Найдено, что спин-флуктационное взаимодействие вносит существенный вклад в формирование сверхпроводящих свойств  $\text{NbSe}_2$ .

Изинговская сверхпроводимость предлагается также для создания топологических сверхпроводников, которые дают возможность реализации майорановских состояний [3].

1. J. Lu, O. Zheiliuk, I. Leermakers, N. F. Yuan, U. Zeitler, K. T. Law, and J. Ye, *Science* **350**, 1353 (2015).
2. D. Wickramaratne, I. I. Mazin, *Appl. Phys. Lett.* **122**, 240503 (2023).
3. Noah F. Q. Yuan,<sup>1</sup> Kin Fai Mak,<sup>2</sup> and K. T. Law. *PRL* **113**, 097001 (2014)



## ПРОГРЕСС И ПЕРСПЕКТИВЫ В ОБЛАСТИ КОМНАТНО-ТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

*А.В. Садаков, В.М. Пудалов*

Центр им. В.Л. Гинзбурга, Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия

\*E-mail: [pudalov@lebedev.ru](mailto:pudalov@lebedev.ru)

Достижение сверхпроводимости в условиях окружающей среды, в т.ч. при температурах порядка 300К является проблемой огромной важности. Поэтому неудивительно, что последние несколько лет особое внимание научного сообщества было приковано к сверхпроводимости в гидридах при сверхвысоком давлении. Ожидалось, что именно среди полигидридов с их рекордными критическими температурами, достигающими  $-20^{\circ}\text{C}$  [1–6], будет обнаружен материал, сверхпроводящий при комнатной температуре и без внешнего давления. В области сверхпроводимости гидридов опубликовано уже более тысячи научных работ, результаты которых, как правило, воспроизводятся различными научными группами. Одновременно с воспроизводимыми результатами, в последнее время в журнале Nature неоднократно публиковались сообщения об открытии искомым «комнатно-температурных сверхпроводников» (КТСП) —  $\text{C:H}_3\text{S}$ , LK-99,  $\text{N:LuH}_3$  и пр. К сожалению, эти результаты не выдержали проверки, а соответствующие статьи были изъяты из журнала. В докладе дан краткий обзор состояния, проблем и перспектив создания сверхпроводников с критической температурой вблизи комнатной.

1. Drozdov A. et al., Nature **525**, 73 (2015).
2. Semenok D.V. et al., Materials Today **33** 36 (2020).
3. Troyan et al., Adv.Mater.2021, **33**, 2006832 (2021).
4. Drozdov A.P. et al., Nature **569**, 528 (2019).
5. Semenok D.V., Troyan I.A., Ivanova A.G., et al., Materials Today, **48**, 18-24 (2021).
6. Troyan I.A., Phys. Usp. 65, 748 (2022).



## ВЗАИМОСВЯЗЬ МАГНИТНОЙ, ЭЛЕКТРОННОЙ И МЕХАНИЧЕСКОЙ ПОДСИСТЕМ В ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВЫХ МАГНЕТИКАХ

А.П. Пятаков\*, М.А. Колюшенков, А.С. Каминский

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

\*E-mail: [pyatakov@physics.msu.ru](mailto:pyatakov@physics.msu.ru)

С появлением двумерных магнитных материалов [1] и мультиферроиков [2] всё больше специалистов в области физики твердого тела включаются в их исследование, поскольку сама геометрия этих графеноподобных материалов способствует яркому проявлению взаимосвязи механической, магнитной и электронной подсистем кристалла.

Такие материалы называют ван-дер-ваальсовскими, поскольку межслойное взаимодействие в них осуществляется силами ван-дер-Ваальса, благодаря чему двумерные слои материала легко отслаиваются (экслоируются) с поверхности объемного кристалла. Этот двумерный слой легко подвержен изгибу, благодаря чему можно наблюдать эффекты, вызванные кривизной поверхности [3,4], а с помощью планарных электродов можно получать гигантские электрические поля при умеренном напряжении даже в металлических образцах, без заметных эффектов экранировки [2].

В частности, связь между механической и сегнетоэлектрической подсистемами в 2D-материалах проявляется как *флексоэлектрический эффект* (электрическая поляризация, вызванная градиентом деформации) [5] и в виде *флексомагнитных явлений* (появление некомпенсированной намагниченности в антиферромагнитно связанных бислоях) [4].

В антиферромагнитных двуслойных материалах возможна также магнитоэлектрическая связь между антиферромагнитным порядком и сегнетоэлектричеством, опосредованная ферродолинным упорядочением в электронной подсистеме: электроиндуцированное переключение электрической поляризации приводит к переключению также и антиферромагнитного параметра порядка [6].

Наконец, небезынтесным оказывается возвращение к классическому опыту Эйнштейна-де Гааза на новом атомарном масштабе. Совсем недавно появилось сообщение о косвенном проявлении магнитомеханического эффекта в двумерном магнитном материале в виде сдвиговых колебаний, возникающих под действием размагничивающих фемтосекундных импульсов в ван-дер-ваальсовом антиферромагнетике FePS<sub>3</sub> [7]. Однако, полный угловой момент, проинтегрированный по всему объему такой магнитной пленки был равен нулю. Более перспективным в этом отношении может оказаться электроиндуцированный магнитомеханический эффект: электрическое поле понижает симметрию антиферромагнетика и вызывает раскомпенсацию магнитных подрешеток, порождая ненулевую намагниченность и момент количества движения у образца ван-дер-ваальсового материала как целого [8].

*Работа поддержана грантом РФФ №23-22-00162.*

1. Huang B., Clark G., Navarro-Moratalla E. et al, Nature, 100, 25 (2017)
2. Liang Sh. et al, Nature Electronics, 6, 199–205 (2023)
3. Edström A., Amoroso D., Picozzi S. et al, Phys. Rev. Lett., 128, 177202 (2022)
4. Qiao, L. J. Sladek, Sladek V., Kaminskiy A.S., Pyatakov A.P., Ren W., arXiv:2307.05084 (2023)
5. Shi W. et al, J. Phys. Chem. C, 123, 24988 (2019)
6. Liu X., Pyatakov A.P., and Ren W., Physical Review Letters, 125, 247601 (2020)
7. Zong, A., Zhang, Q., Zhou, F. et al., Nature 620, 988–993 (2023).
8. Колюшенков М.А., Каминский А.С., Пятаков А.П., Ученые записки физического факультета Московского Университета, № 4, 2341702 (2023).



## УПОРЯДОЧЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ В МОДЕЛИ АА ГРАФЕНА С ГРУППОЙ СИММЕТРИЙ SU(4)

*А.В. Рожков\**, А.О. Сбойчаков, А.Л. Рахманов

Институт теоретической и прикладной электродинамики, Москва, Россия

\* E-mail: [arozhkov@gmail.com](mailto:arozhkov@gmail.com)

Мы исследуем возможные упорядоченные состояния двухслойного графена с АА упаковкой. Известно, что данный тип двуслойного графена обладает так называемым идеальным нестингом: в каждой долине имеется один электронный лист поверхности Ферми, а также почти точно совпадающий с ним дырочный лист поверхности Ферми. Такая система восприимчива к различного рода неустойчивостям, возникающим в результате электрон-электронного взаимодействия. Из-за восьмикратного вырождения поверхности Ферми (лист дырочный или электронный; спин вверх или вниз; долина **K** или **K'**: всего восемь возможностей) количество упорядоченных состояний может быть весьма значительным. Это обстоятельство ставит вопрос об удобной схеме классификации допустимых фаз. В этом докладе мы предложим такую схему на основе группы симметрий SU(4).

Мы теоретически покажем, что при некоторых предположениях группа симметрий гамильтониана включает в себя матричную группу SU(4). Преобразования, входящие в эту группу, действуют в четырехмерном пространстве, объединяющем спиновые и долинные индексы. Для гамильтониана с такой группой симметрий несложно показать, что параметр порядка  $\hat{Q}$  – это матрица 4x4, преобразующаяся под действием SU(4).

Нами выведены уравнения среднего поля для  $\hat{Q}$ . Они допускают как эрмитовы, так и неэрмитовы решения. Эрмитовы решениями могут быть сгруппированы в три топологически неэквивалентных класса. Первый класс соответствует волне зарядовой плотности. Второй класс включает в себя волну спиновой плотности, волну долинной плотности и волну спин-долинной плотности. Упорядоченные фазы, образующие класс номер три, представляют собой комбинацию всех вышеупомянутых типов волн плотности. Стоит отметить, что ранее эту классификацию эрмитовых параметров порядка предлагали авторы работы [1].

Для антиэрмитовой  $\hat{Q}$  упорядоченные состояния характеризуются спонтанными межслоевыми кольцевыми токами. В зависимости от топологического класса решения, эти токи могут переносить зарядовые, спиновые, долинные и спин-долинные кванты. Мы также обсудим особый случай, когда матрица  $\hat{Q}$  не является ни эрмитовой, ни антиэрмитовой.

В заключении мы проанализируем сильные и слабые стороны предлагаемой схемы классификации упорядоченных состояний АА графена, и подумаем о возможных обобщениях. Подробности можно найти в работе [2].

1. Nandkishore R., Levitov L., Phys. Rev. B **82**, 115124 (2010).
2. Rozhkov A.V., Sboychakov A.O., Rakhmanov A.L., arXiv:2306.05796 (2023)



## ОБОБЩЕННАЯ ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КЕЛДЫША

Э.З. Кучинский, М.В. Садовский\*

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [sadovski@iep.uran.ru](mailto:sadovski@iep.uran.ru)

Рассматривается широкий класс точно решаемых моделей, описывающих спектральные свойства электрона, движущегося в случайном по времени внешнем поле с разными статистическими характеристиками. Электрон может быть зонным или находиться в квантовых ямах. Известная модель Келдыша [1] теории неупорядоченных систем обобщается на случай динамических полей [2] с конечным временем корреляции флуктуаций и на случай ненулевой характерной частоты этих флуктуаций. Во всех случаях удастся осуществить полное суммирование всех фейнмановских диаграмм для соответствующего ряда теории возмущений для функции Грина. Это удастся сделать либо сведением этого ряда к некоторой цепной дроби, либо с использованием обобщенного тождества Уорда, из которого выводятся рекуррентные уравнения для функции Грина. Для случайного поля с ненулевой передаваемой частотой возникают интересные эффекты модуляции спектральной плотности и плотности состояний.

1. М.В. Садовский. Диаграмматика. ИКИ-РХД, Ижевск – Москва, 2019.
2. D.V. Efremov, M.N. Kiselev. Seven ´Etudes on dynamical Keldysh model. SciPost Phys. Lect. Notes 65, doi:10.21468/SciPostPhysLectNotes65

# УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

---



## DISTORTION OF A NÉEL-TYPE MAGNETIC SKYRMION IN WEAK NONUNIFORM MAGNETIC AND ELECTRIC FIELDS

*S.S. Apostoloff<sup>1,2\*</sup>, A.V. Buskina<sup>3</sup>, E.S. Andriyakhina<sup>1</sup>, I.S. Burmistrov<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>L. D. Landau Institute for Theoretical Physics, Chernogolovka, Russia

<sup>2</sup>Laboratory for Condensed Matter Physics, HSE University, Moscow, Russia

<sup>3</sup>Moscow Institute for Physics and Technology, Moscow, Russia

\*E-mail: [ssapostoloff@yandex.com](mailto:ssapostoloff@yandex.com)

In the field of magnetism and novel materials, magnetic skyrmions have quickly gained attention in recent decades since their prediction in the late 1980s and subsequent experimental discovery [1]. These specific spin textures offer new possibilities for information processing due to their topological stability and small size, making them ideal for high-density storage applications. The interaction between skyrmions and magnetic fields is essential to understanding their formation, stability, and dynamic properties, particularly in non-uniform fields where they exhibit a range of behaviors critical to their practical use. Recent experimental studies have shown also that the magnetoelectric effect can be used to manipulate magnetic textures such as domain walls and skyrmions using an electric field [2].

In this study, we are examining the interplay between a Néel-type skyrmion and weak nonuniform magnetic and electric fields in a thin chiral ferromagnetic film. Weak fields are of particular interest because they can be studied using analytical methods to gain a deeper understanding of the fundamental properties of skyrmions. To address this, we have developed a new approach that analytically describes the skyrmion magnetization by means of a relatively simple analytical ansatz [3]. Minimizing the free energy with this ansatz applied, we can determine the size, distorting shape, and stable position of a skyrmion in external magnetic and electric fields.

We imply the developed theory to the Néel-type skyrmion influenced by the stray magnetic field of the Pearl superconducting and/or by the electric field from the charged tip. This study is motivated by recent experiments where skyrmion-vortex pairs were detected, as seen in, e.g., [4], and the possibilities to use the Majorana modes localized on such pairs in quantum computing, as seen in, e.g., [5]. Surprisingly, we have discovered that even small fields can have a significant impact on the size and chirality of skyrmions [6]. This can have a dramatic effect on the Majorana modes in skyrmion-vortex pairs, because traditionally, theoretical analysis of these modes ignores the change of skyrmion size and assumes the coaxial configuration of the pairs. Our study confirms that skyrmion and vortex can couple not only in a coaxial, but also in an eccentric configuration. Supported by micromagnetic simulations, our findings offer a detailed perspective on the interaction between magnetic skyrmions and superconducting vortices.

1. Nagaosa N. and Tokura Y., Nat. Nanotechnol. **8**, 899 (2013).
2. Pyatakov A.P. et al., J. Magn. Magn. Mater. **383**, 255 (2015).
3. Apostoloff S.S., Andriyakhina E.S., Burmistrov I.S., arXiv:2311.05578.
4. Petrović A.P. et al., Phys. Rev. Lett. **126**, 117205 (2021).
5. Konakanchi S.T. et al., Phys. Rev. Res. **5**, 033109 (2023).
6. Apostoloff S.S. et al., Phys. Rev. B **107**, L220409 (2023).



## КРИТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА КВАНТОВОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

*М.Г. Васин\**

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

\*E-mail: dr\_vasin@mail.ru

Известно, что квантовые фазовые переходы по своей природе являются динамическими [1]. Однако до недавнего времени была подробно описана лишь недиссипативная квантовая динамика, применение которой в случае сложной многочастичной системы ограничено временем когерентности. С другой стороны, критические явления характеризуются возникновением длинноволновых флуктуаций, характерные временные масштабы которых значительно превышают времена когерентности. По этой причине, в случае исследования квантовых фазовых переходов становится актуальным вопрос о том, каким образом диссипация влияет на критическое поведение вблизи квантовой критической точки. На существенность такого влияния указывает, например, экспериментально наблюдаемое плавное изменение критических индексов к среднеполювым значениям при приближении к  $T=0$  [1–5].

Теоретическое описание квантово-классического кроссовера (classical-to-quantum crossover) основано на пионерской работе Герца [6], в которой было показано, что в квантовых системах при  $T=0$  статика и динамика неразрывно связаны. При этом, в отличие от фазовых переходов при  $T>0$ , значение динамического показателя  $z$  влияет на критическое поведение статической системы.

Попытки формального теоретического описания квантово-классического кроссовера обычно предпринимаются в статической интерпретации. Решение ищется в виде решения типичной задачи конечного размера [7–9], согласно которому, квантово-классический кроссовер представляет собой пересечение размерности  $d \rightarrow d+1$  некоторой эквивалентной классической критической системы конечного размера.

Альтернативный, динамический подход, основанный на технике Келдыша-Швингера, был предложен в работах [10,11]. Этот метод позволяет описать переход от диссипативной критической динамики, при  $T>0$ , к адиабатической квантовой динамике, при  $T=0$ . В результате удается в аналитическом виде выразить изменение критических показателей при приближении температуры к нулю. В представленном докладе рассматриваются основные положения предложенного подхода. Показано, что при переходе от высокотемпературного режима, в котором преобладают тепловые флуктуации, к квантовому режиму, в котором остаются только квантовые флуктуации, система приобретает эффективную размерность  $d + z\Lambda(T)$ , где  $\Lambda(T)$  увеличивается от 0 до 1 при приближении температуры к нулю.

Кроме того, будут рассмотрены примеры применения предложенного теоретического подхода к описанию переходов Березинского-Костерлица-Таулеса вблизи  $T=0$  [12], и к исследованию критического поведения спин-бозонной модели.

1. Стишов С.М., УФН **174**:8, 853–860 (2004).
2. Erkelens W.A. et al., Europhys. Lett. **1**, 37–44 (1986).
3. Steijger J.J.M. et al., J. Magn. and Magn. Mat. **31–34**, 1091–1092 (1983).
4. Stishov S.M. et al., Phys. Rev. B **91**, 144416 (2015).
5. Carneiro F.B. et al., Phys. Rev. B **101**, 195135 (2020).
6. Hertz J., Phys. Rev. B **14**, 1165 (1976).
7. Millis A.J., Phys. Rev. B **48**, 7183 (1993).
8. Mercaldo M.T. et al., Phys. Rev. B **75**, 014105 (2007).
9. De Cesare L. et al., Eur. Phys. J. B **73**, 327–339 (2010).
10. Vasin M.G., Ryzhov V.N., Vinokur V.M., Scientific Reports **5**, 18600 (2015).
11. Vasin M.G., Vinokur V.M., Physica A **575**, 126035 (2021).
12. Vasin M.G., Eur. Phys. J. Plus **137**, 1049 (2022).





## МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ДЛЯ СПИНТРОНИКИ

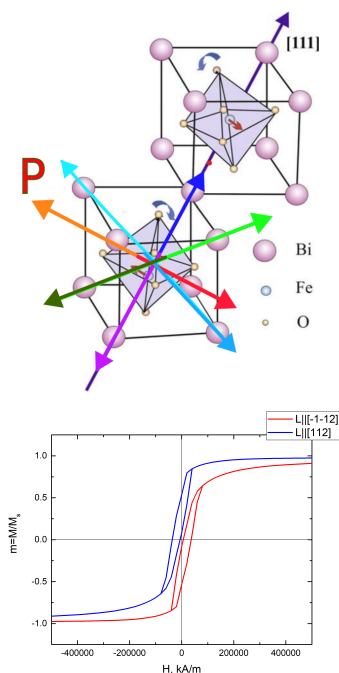
З.В. Гареева<sup>1\*</sup>, Филиппова В.В.<sup>1\*</sup>, Н.В Шульга<sup>1\*</sup>, А.К. Звездин<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, Уфа, Россия

<sup>2</sup>Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, Москва, Россия

<sup>3</sup>ООО «Новые спинтронные технологии», Сколково, Москва, Россия

\*E-mail: zukhragzv@yandex.ru



**Рис. 1.** а) элементарная ячейка  $\text{BiFeO}_3$ , стрелки показывают возможные ориентации вектора поляризации; б) гистерезисные зависимости  $m_z(H)$  для  $\mathbf{L}_0 \parallel [112], \mathbf{P}_0 \parallel [111]$  (красная линия), и  $\mathbf{L}_f \parallel [112], \mathbf{P}_f \parallel [111]$  (синяя линия).

Оксидные мультиферроики являются перспективными материалами для создания энергоэффективных высокоэффективных информационных технологий, связанных с разработкой логических магнитоэлектрических — спин-орбитальных устройств, перспективных для создания элементной базы нового поколения вычислительной микроэлектроники (микрпроцессоров) на новых физических и технологических принципах (пост-КМОП) [1]. В работе рассмотрены основные аспекты работы спинтронных устройств на основе мультиферроиков; разработаны микромагнитные подходы, позволяющие моделировать магнитоэлектрические спин-орбитальные устройства. Исследована структура мультиферроик — ферромагнетик, для которой проведены расчеты микромагнитных состояний, реализующихся в ферромагнитной пленке при приложении электрического поля. В качестве мультиферроика выбран  $\text{BiFeO}_3$  - двухподрешеточный ( $M_1, M_2$ ) антиферромагнетик G-типа со слабым ферромагнетизмом. Магнитными параметрами порядка  $\text{BiFeO}_3$  являются антиферромагнитный  $\mathbf{L} = \frac{M_1 - M_2}{2M_0}$  и ферромагнитный  $\mathbf{L} = \frac{M_1 + M_2}{2M_0}$  векторы,  $M_0$  — намагниченность насыщения подрешеток, сегнетоэлектрическое упорядочение определяется вектором поляризации  $\mathbf{P}$  (Рис.1а). Действие электрического поля приводит к переориентации вектора электрической поляризации  $\mathbf{P}$ , связанных с ней векторов  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{M}$  и, как следствие, намагниченности ферромагнетика. На Рис.1б показано смещение гистерезисных зависимостей  $m_z$  — компоненты намагниченности ферромагнетика при переориентации вектора электрической поляризации под действием электрического поля  $\mathbf{E} \parallel [001]$  из состояния  $\mathbf{P}_0 \parallel [111]$  в состояние  $\mathbf{P}_f \parallel [\bar{1}\bar{1}1]$ .

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 23-22-00225.

1. Manipatruni S.; Nikonov D.E.; Young I.A., Nature Physics **14**, 338 (2018).



## МАГНИТНЫЕ КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ХОЛЛОВСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В СЛОИСТЫХ МЕТАЛЛАХ

П.Д. Григорьев<sup>1,2\*</sup>, Т.И. Могилюк<sup>3</sup>, А.А. Синченко<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>4</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Москва, Россия

\*E-mail: [grigorev@itp.ac.ru](mailto:grigorev@itp.ac.ru)

Магнитные квантовые осцилляции (МКО) являются традиционным и довольно точным методом экспериментального изучения электронной структуры металлов. В слоистых квазидвумерных металлах, включая сильно-коррелированные и ВТСП соединения, МКО обладают рядом особенностей и являются полезным дополнением к ARPES. Частота квантовых осцилляций позволяет с высокой точностью определять геометрию поверхности Ферми, однако для количественного определения других параметров электронной структуры, таких как эффективная масса, время рассеяния или межслоевой интеграл перескока электронов проводимости требуется надежное теоретическое описание МКО. Часто оказывается удобнее измерение тензора магнитосопротивления, что требует теории МКО холловской проводимости.

В работе методами диаграммной техники исследованы МКО диагональной и холловской проводимости в квазидвумерных металлах [1]. Вычислена амплитуда и фаза как обычных квантовых осцилляций, так и разностных осцилляций, возникающих в квазидвумерных металлах из-за слабой дисперсии электронов поперек проводящих слоев. Эти результаты являются обобщением наших предыдущих расчетов диагональных компонент МКО проводимости в квазидвумерных металлах [2,3]. Также обнаружено, теоретически и экспериментально, что амплитуда квантовых осцилляций холловской проводимости и холловского сопротивления часто бывает заметно больше, чем амплитуда обычных шубниковских осцилляций [4]. Это может быть причиной того, что в дырочно-легированных ВТСП купратах именно они были впервые обнаружены экспериментально [5]. Сравнение амплитуд квантовых осцилляций холловской и диагональной компоненты магнитосопротивления может дать дополнительную информацию об электронной структуре. Полученные результаты полезны для анализа экспериментальных данных по квантовым осцилляциям в сильно анизотропных квазидвумерных проводниках с целью определения параметров их электронного спектра.

Также методами диаграммной техники исследованы особенности угловой зависимости магнитосопротивления квазидвумерных металлов в квантующем магнитном поле [6,7,8]. Исследуется «зацепление» угловых и квантовых осцилляций магнитосопротивления [7], а также их поведение при разных особых углах наклона магнитного поля [7,8].

1. Grigoriev P.D., Mogilyuk T.I., to be published.

2. Mogilyuk T.I., Grigoriev P.D., Phys. Rev. B **98**, 045118 (2018).

3. Grigoriev P.D., Phys. Rev. B **67**, 144401 (2003).

4. Sinchenko A.A., Grigoriev P.D. et al., to be published.

5. Doiron-Leyraud N., Proust C., LeBoeuf D. et al., Nature (London) **447**, 565 (2007).

6. Grigoriev P.D., Mogilyuk T.I., Phys. Rev. B **90**, 115138 (2014).

7. Grigoriev P.D., Mogilyuk T.I., Phys. Rev. B **95**, 195130 (2017).

8. Могилюк Т.И., Гудин С.А., Григорьев П.Д., послано в Письма в ЖЭТФ.



## СОТРУДНИКИ ИНСТИТУТА ФИЗИКИ МЕТАЛЛОВ УРО РАН И СТАНОВЛЕНИЕ АТОМНОГО ПРОЕКТА СССР

С.А. Гудин\*

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

E-mail: [gudin@imp.uran.ru](mailto:gudin@imp.uran.ru)

Вклад Института физики металлов УрО РАН (ИФМ) в Атомный проект СССР малоизвестен. Связано это с тем, что его сотрудники были переведены из института в другие структурные подразделения (Лаборатория № 2 АН СССР, Уральский электрохимический комбинат, Производственное объединение «Маяк» и др.). Но история могла пойти и по иному пути. Так на первом этапе атомного проекта И.К. Кикоин предлагал: «все работы организовать в Свердловске, где у меня была неплохая лаборатория, к тому же был физический институт, который можно было бы прекрасно использовать. Все это находилось в большом, тыловом, промышленном городе, с энергетикой и квалифицированной рабочей силой» [1]. Большая часть из привлеченных сотрудников института занималась задачей по разделению изотопов урана под руководством И.К. Кикоина, который являлся заместителем научного руководителя работ по «урановой проблеме» И.В. Курчатова. В статье [2] предпринята попытка, описать наиболее яркие вклады в Атомный проект сотрудников ИФМ. К Атомному проекту на первом этапе было привлечено достаточно много сотрудников института, удалось установить фамилии 17 человек: И.К. Кикоин, В.С. Обухов, Д.Л. Симоненко, М.В. Якутович, С.В. Карпачев, И.Н. Поляков, П.А. Халилеев, С.К. Сидоров, А.П. Комар, Д.М. Тарасов, Н.Н. Буйнов, Л.В. Буланая, В.Н. Тюшевская, А.К. Кикоин, В.С. Аверкиев, Бардин, Корсунский. Из трех рассматриваемых методов разделения изотопов урана два - диффузионный и центробежный разрабатывались под руководством И.К. Кикоина. Так уже в 1943 г. в ИФМ Ф.Ф. Ланге, Д.Л. Симоненко, А.К. Кикоиным была смонтирована и испытана первая в стране «опытная центрифуга по методу Ланге», Д.Л. Симоненко, В.С. Обухов и В.Н. Тюшевская провели исследование физических свойств (зависимость упругости пара от температуры, теплоемкость, вязкость, скорость звука) первой синтезированной в Радиевом институте порции гексафторида урана, Обухов В.С., Д.Л. Симоненко разрабатывали «упрощенную модель диффузионной машины» [3]. Одним из основных элементов газодиффузионной технологии являются пористые фильтры, в которых осуществляется процесс разделения изотопов. Разработкой фильтров занимались В.С. Обухов и И.Н. Поляков. В 1947 г. П.А. Халилеев был переведен в г. Свердловск-44, руководителем физического сектора центральной заводской лаборатории (ЦЗЛ) Уральского электрохимического комбината, а позже возглавлял созданную 3 мая 1954 г. лабораторию газовых центрифуг. В 1949 г. в Атомный проект были привлечены очередной десант сотрудников Института физики металлов, среди них, - М.В. Якутович, С.В. Карпачев, С.К. Сидоров. М.В. Якутович, работавший до перевода заместителем директора и заведующим лабораторией механических свойств, был назначен заместителем научного руководителя Уральского электрохимического комбината (с 1953 г. по 1962 г. научный руководитель). В ноябре 1949 года научный руководитель комбината И.К. Кикоин был назначен начальником ЦЗЛ по совместительству, а его заместителем — С. В. Карпачев (в 1953-1956 годах — начальник ЦЗЛ)). С.В. Карпачев был директором ИФМ с 1 июля 1948 по июль 1949 г. и зав. лабораторией электрохимии, (входила в 1936-1939 годах в состав Уральского физико-технического института (ИФМ УрО РАН)).

*Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ «Квант»  
№ 122021000038-7.*

1. Тюшевская В.Н. «Исаак Константинович Кикоин: страницы жизни» М.: ИздАТ, (1995).
2. Гудин С.А., УФН, в печати (2024).
3. Справка И.В. Курчатова «О состоянии работ по проблеме на 27 ноября 1943 г.» Атомный проект СССР: документы и материалы. Т. 1. Ч. 1., 405 (1998).



## СПИН-ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ

С.В. Демишев\*

Институт физики высоких давлений РАН, Москва, Троицк, Россия

\*E-mail: [demishev@hppi.troitsk.ru](mailto:demishev@hppi.troitsk.ru)

Темой доклада является новая группа магнитных явлений – спин-флуктуационные переходы (СФП). Под СФП понимается изменение характеристик спиновых флуктуаций в магнетике под воздействием управляющих параметров (например, температуры или состава материала), не связанное непосредственно с образованием фаз с дальним магнитным порядком [1]. Поэтому спин-флуктуационные переходы в большинстве случаев выходят за рамки стандартной теории фазовых превращений, для которой характерно рассмотрение флуктуаций как некоторого сопутствующего магнитному переходу явления. В докладе представлено современное состояние проблемы СФП с точки зрения теории и эксперимента, в том числе на примере спиральных магнетиков  $MnSi$  и  $Mn_{1-x}Fe_xSi$ , магнитных полупроводников  $Hg_{1-x}Mn_xTe$ , легированных компенсированных полупроводников  $Ge:As(Ga)$  и сильно коррелированного металла со скрытым порядком  $CeB6$ . Рассмотрены основные методы исследования СФП (рассеяние нейтронов и электронный парамагнитный резонанс). Обсуждаются СФП в фазе спинового немагнетика, в изинговских неупорядоченных системах, в парамагнитных и магнитоупорядоченных фазах, квантовых критических системах, а также СФП обусловленные изменением спиновой динамики. При обсуждении проблемы СФП используется спин-поляронная модель, которая на качественном уровне позволяет объединить кажущиеся на первый взгляд разнородными объекты исследования. Отмечается, что в настоящее время СФП изучены недостаточно подробно и дальнейшие исследования в этом направлении могут оказаться одной из точек роста в современной физике магнитных явлений.

1. Демишев С.В., Спин-флуктуационные переходы. УФН, принята к публикации.  
DOI: 10.3367/UFNr.2023.05.039363

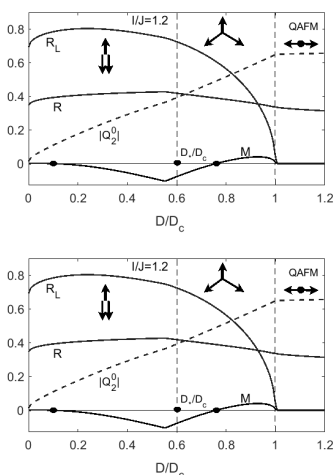


## КВАНТОВЫЙ SU(3) ФЕРРИМАГНЕТИК

Д.М. Дзедзисашвили\*, А.С. Мартынов

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

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



**Рис. 1.** Зависимость параметров порядка SU3-F от величины OA.

В рамках теории спиновых волн исследуется намагниченность и спектр элементарных возбуждений трехподрешёточного SU(3)-ферримагнетика (SU3-F) на треугольной решётке. Величина спина в одной (L-) подрешетке  $S=1$ , а его среднее значение и направление формируются при учёте одноионной анизотропии (OA) типа легкая плоскость. В двух других (F- и G-) подрешётках спины  $S=1/2$ . Как известно [1], OA способна кардинально изменить характер динамических переменных, потребовав участие не только дипольных степеней свободы, но и квадрупольных. Математически это соответствует переходу от алгебры чисто спиновых операторов SU(2) SO(3) к алгебре SU(3), включающую также квадрупольные операторы. Для корректного учета SU(3) алгебры операторов, действующих в гильбертовом пространстве L-подсистемы, был осуществлён переход к операторам Хаббарда, а их бозонизация (после проведения унитарного преобразования [2], диагонализующего одноионную часть гамильтониана) осуществлялась согласно рецепту, предложенному в работах [3].

При нулевой температуре были рассчитаны зависимости магнитных моментов  $R$  и  $R_L$ , для F(G)- и L-подрешёток, квадрупольного момента  $Q_2^0$ , а также полного момента  $M$  от параметра анизотропии  $D$ , при различных соотношениях обменных интегралов  $I$  (между спинами из F(G)- и L-подрешёток) и  $J$  (между спинами из F- и G-подрешёток). Показано, что при  $I > J$  в SU3-F с увеличением параметра OA поочерёдно реализуются три типа магнитной структуры (рисунок 1 левая панель): 1) коллинеарная ферримагнитная (при  $D \in [0, D_*]$ ); 2) скошенная ферримагнитная (при  $D \in [D_*, D_c]$ ); 3) квадрупольная антиферромагнитная (QAFM) (при  $D > D_c$ ). Установлено, что вектор полного момента  $\mathbf{M}$  в такой системе может быть направлен вдоль  $R_L$  (при  $I/J < 1$ ), против  $R_L$  (при  $I/J > 1$ ), либо менять несколько раз направление на противоположное (при  $I \sim J$ ) с увеличением  $D$  от нуля до критического значения  $D_c$  (рисунок 1, правая панель).

Проведена классификация четырёх ветвей спектра спин-волновых возбуждений рассматриваемого SU3-F и проанализирована их эволюция при изменении параметра одноионной анизотропии.

1. Матвеев В.М., ЖЭТФ **65**, 1626 (1973).
2. Локтев В.М., Островский В.С., УФЖ **23**, 1707 (1978); Вальков В.В., ТМФ **76**, 143 (1988).
3. Onufrieva F.P., ЖЭТФ **62**, 1311 (1985); Вальков В.В., Валькова Т.А., Письма в ЖЭТФ **52**, 1179 (1990).



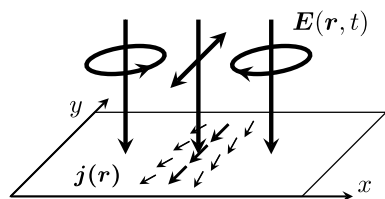
## ФОТООТКЛИК ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМ НА СТРУКТУРИРОВАННОЕ ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

*М.В. Дурнев\**, А.А. Гуняга, С.А. Тарасенко

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

\*E-mail: [durnev@mail.ioffe.ru](mailto:durnev@mail.ioffe.ru)

В последнее время достигнут значительный прогресс в методах структурирования света, в том числе создания пучков с контролируемым пространственным распределением интенсивности, поляризации и фазы [1]. Примером структурированного света являются пучки закрученных фотонов, обладающих орбитальным угловым моментом [2], и «векторные» пучки с неоднородной поляризацией [3]. Достижения в области структурирования света позволяют исследовать взаимодействие структурированного излучения с веществом, в частности, низкоразмерными полупроводниковыми системами. Например, в недавних экспериментальных работах [4, 5] были обнаружены фототоки, чувствительные к угловому моменту излучения и пространственной структуре поляризации. Механизмы генерации таких фототоков, однако, остаются мало изученными.



**Рис. 1.** Фототоки, индуцируемые излучением с пространственно неоднородной поляризацией.

В работе развита микроскопическая теория фотоотклика двумерных электронных систем на структурированное излучение терагерцового диапазона [6]. Изучены механизмы генерации постоянного электрического тока под действием пространственно неоднородной электромагнитной волны, действующей на свободные электроны. Обнаружено, что помимо вклада, связанного с градиентом интенсивности излучения, фототок содержит также вклады, обусловленные градиентами поляризационных параметров Стокса и фазы электромагнитного поля. В частности, фототок возникает на границе двух областей, освещаемых циркулярно поляризованным

излучением с противоположной спиральностью, см. рис. 1. В рамках кинетической теории, описывающей внутризонный высокочастотный транспорт электронов, получены аналитические выражения для всех вкладов в фототок.

Построенная теория применена к анализу пространственного распределения фототоков, индуцированных пучками закрученного излучения. В зависимости от параметров пучка возникающий ток может содержать радиальные и азимутальные компоненты. Азимутальные компоненты описывают вихревые токи, направление и величина которых контролируются угловым моментом фотонов. Рассчитаны индуцированные токами фотонапряжение и магнитное поле, которые могут быть измерены экспериментально.

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-12-00211).*

1. A. Forbes, M. de Oliveira, and M. R. Dennis, *Nat. Photonics* **15**, 253 (2021).
2. C. Maurer et al., *New J. Phys.* **9**, 78 (2007).
3. Б. А. Князев, В. Г. Сербю, *Усп. физ. наук* **188**, 508 (2018).
4. Z. Ji et al., *Science* **368**, 763 (2020).
5. S. Sederberg et al., *Nat. Photon.* **14**, 680 (2020).
6. A. A. Gunyaga, M. V. Durnev, and S. A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **108**, 115402 (2023).



## НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА МАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ В МУЛЬТИСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

*Е.Г. Екомасов<sup>1\*</sup>, К.А. Звездин<sup>2</sup>, Г.И. Антонов<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Уфимский университет науки и технологии, Уфа, Россия

<sup>2</sup>Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

\*E-mail: [EkomasovEG@gmail.com](mailto:EkomasovEG@gmail.com)

В настоящее время одним из перспективных мультислойных технических устройств для спинтроники, является микроволновой спин-трансферный наноосциллятор (СНО) [1]. В его основе обычно лежат мультислойные наностолбики, которые имеют два пермаллоевых магнитных слоя различной толщины, разделенных немагнитной прослойкой. В магнитных слоях может существовать, как основное состояние, магнитный вихрь. Появилось много работ, посвященных исследованию вихревых СНО, когда вихрь существует в одном или двух магнитных слоях (см., например, [1]). Показано экспериментально и теоретически, что для системы из двух взаимодействующих магнитостатически магнитных вихрей, динамика вихрей может кардинально измениться по сравнению с одновихревым СНО. Исследуемые в данной работе СНО имеют два и три магнитных слоя из пермаллоя (содержащие магнитные вихри), разделенные немагнитной прослойкой меди. С помощью аналитических и численных методов решения изучена нелинейная динамика двух и трех магнитостатически связанных магнитных вихрей под действием внешнего магнитного поля и спин-поляризованного электрического тока. Численный расчет динамики магнитостатически связанных вихрей проводился с использованием пакета программ для микромагнитного моделирования SpinPM. Рассмотрено влияние изменения толщины немагнитной и магнитной прослойки на связанную динамику вихрей на примере СНО малого диаметра. Найдены условия для получения в таких системах максимальной частоты и увеличения диапазона токов, при котором наблюдается стационарный режим связанных колебаний вихрей. Также изучены: динамическое изменение вихревой структуры, формирование вихревой С-структуры и краевых вихрей, траектория движения и время выхода на различные динамические режимы. Показана возможность динамической генерации радиальных краевых вихрей без наличия поля Дзялошинского или внешнего неоднородного магнитного поля. Показано, что вихрь в толстом магнитном слое может быть генератором спиновых волн в тонком магнитном слое с регулируемой частотой колебаний. Также исследован процесс переключения полярности магнитных вихрей при совместном воздействии спин-поляризованного тока и внешнего магнитного поля на СНО большого диаметра. Построена диаграмма зависимости от величины спин поляризованного тока величины магнитного поля, раздельно переключающего полярность вихря в магнитных слоях спин-трансферного наноосциллятора. Показано, что для раздельного переключения полярности вихрей в СНО большого диаметра требуется использования меньшей величины магнитного поля по сравнению со случаями среднего и малого диаметров СНО, что более выгодно с точки зрения практических приложений. Обнаружено, что при увеличении величины тока выше ранее изученного диапазона, существует новый стационарный режим стационарной динамики П-вихрей. При дальнейшем увеличении величины тока опять наблюдается режим перехода начальных П-вихрей в АП-вихри с дальнейшим выходом на новый стационарный режим колебаний. Построена диаграмма зависимости от величины спин поляризованного тока частоты и радиуса стационарных связанных колебаний магнитных вихрей в спин-трансферном наноосцилляторе. Исследовано динамическое изменение структуры вихрей.

1. Екомасов А.Е., Звездин К.А., ФММ **123**, 3, 219 (2022).



## КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ НА ДВУХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ

*А.А. Елистратов\**, *С.В. Ремизов*

Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Москва, Россия

\*E-mail: [andrei.a.elistratov@mail.ru](mailto:andrei.a.elistratov@mail.ru)

Трех- и четырехволновое смешение – хорошо известные явления, имеющие место в нелинейных средах и описываемые в рамках классической электродинамики. Прогресс экспериментальных возможностей сделал возможным изучение смешения излучения на одиночной квантовой системе, в частности, микроволнового излучения на искусственном атоме, созданном на основе кубита-трансмона. Такой процесс традиционно рассматривается на основе полуклассического подхода, в рамках которого двухуровневая система (ДУС) рассматривается как квантовый объект, а излучение – как классическое поле.

С другой стороны, стремительное развитие эксперимента, в частности, создание однофотонного источника и детектора, поставило на повестку дня необходимость создания последовательной квантовой теории волнового смешения на квантовой системе, представляющей собой одиночный атом или ансамбль атомов.

Мы применили формализм матрицы рассеяния к задаче волнового смешения на одиночной квантовой двухуровневой системе, погруженной в равновесный тепловой резервуар. С целью использовать аппарат континуального интеграла, мы произвели фермионизацию спиновых степеней свободы ДУС с помощью семионов Попова-Федотова, чьи гриновские функции изначально записываются в мацубаровском представлении. Далее мы, отынтегрировав семионные степени свободы, получили эффективное действие задачи и с помощью него показали, как от температурных гриновских функций, используемых в теории конденсированного состояния, перейти к нультемпературным пропагаторам, используемым в квантовой теории рассеяния. Мы выделили диаграммы, ведущие в каждом порядке по взаимодействию, и проанализировали структуру соответствующих им аналитических выражений.

Далее, развитый аппарат был применен к анализу эксперимента по смешению непрерывного бихроматического микроволнового излучения на кубите-трансмоне [1]. Показано что, частоты и амплитуды боковых пиков, возникающих помимо двух исходных, можно описать как результат бозонно-стимулированного рассеяния одной из мод падающего бихроматического излучения в другую и наоборот. Показано, что в пределе большой амплитуды накачки выражения для амплитуд боковых пиков переходят в выражения, полученные ранее в рамках полуклассического подхода.

1. Dmitriev A.Yu., Shaikhaidarov R., Honigl-Decrinis T., de Graaf S.E., Antonov V.N. and Astafiev O.V., Phys. Rev. A **100**, 013808 (2019).





## ИНТЕГРИРУЕМАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ МОДЕЛЬ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ГРАНИЦЫ ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

С.А. Баренгольц<sup>1,2</sup>, Н.М. Зубарев<sup>2,3\*</sup>, Е.А. Кочурин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: [nick@iep.uran.ru](mailto:nick@iep.uran.ru)

Исследована динамика развития неустойчивости свободной границы проводящей жидкости (расплавленного металла) в сильном электрическом поле напряженностью порядка  $10^8$  В/см, что на три порядка превышает порог неустойчивости. При таких локальных полях происходит плавление естественных выступов субмикронного масштаба на поверхности катодов за счет протекания через них автоэмиссионного тока [1]. Электрогидродинамическая (ЭГД) неустойчивость границы расплава приводит к неограниченному заострению границы, что обеспечивает локальное усиление электрического поля и, как следствие, ускоряет процессы вакуумного пробоя.

В работе продемонстрировано, что особенностью ЭГД неустойчивости в условиях сильного электрического поля является необходимость учета вязких эффектов. Выведено интегро-дифференциальное уравнение, описывающее развитие неустойчивости в приближении малых уклонов наклона поверхности с учетом диссипации за счет вязкости. Показано, что для двумерного течения это уравнение может быть сведено к комплексному уравнению Бюргерса. Интегрируемость этого уравнения позволила нам аналитически описать развитие ЭГД-неустойчивости вплоть до образования особенностей (точек бесконечной кривизны) на границе за конечное время.

Проведено сравнение динамики неустойчивости с учетом и без учета вязких эффектов (в последнем случае эволюция границы описывается комплексным уравнением Хопфа [2]). Установлено, что вязкость приводит, с одной стороны, к задержке момента образования особенностей и, с другой стороны, к изменению их типа: вместо слабых корневых особенностей вида  $y \sim -|x|^{3/2}$  будут формироваться более сильные логарифмические особенности вида  $y \sim -\ln|x|$ . Обсуждается также влияние вязких эффектов на формирование конических структур – динамических конусов Тейлора [3,4] – на поверхности проводящей жидкости.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 20-19-00323, <https://rscf.ru/project/20-19-00323/>.*

1. Баренгольц С.А., Месяц Г.А., УФН **193**, 751 (2023).
2. Зубарев Н.М., ЖЭТФ **114**, 2043 (1998).
3. Suvorov V.G., Zubarev N.M., J. Phys. D: Appl. Phys. **37**, 289 (2004).
4. Albertson T.G., Troian S.M., Phys. Fluids **31**, 102103 (2019).



## СПИН-ОРБИТАЛЬНЫЙ ПОРЯДОК И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ТРЕХЗОННОЙ МОДЕЛИ СЛОИСТОГО ПЕРОВСКИТА

П.А. Игошев<sup>1\*</sup>, Д.Е. Чижов<sup>2</sup>, В.Ю. Ирхин<sup>1</sup>, С.В. Стрельцов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

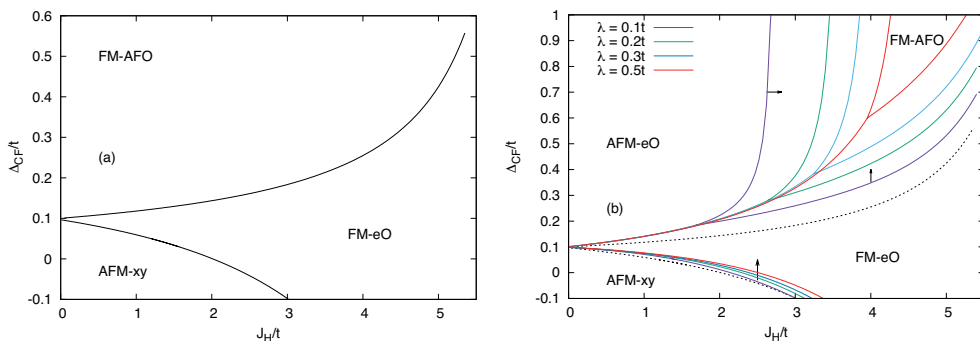
<sup>2</sup>Уральский федеральный университет Екатеринбург, Россия

E-mail: igoshev\_pa@imp.uran.ru

Исследована трехзонная модель Хаббарда

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{tr}} + \mathcal{H}_{\text{CF}} + \mathcal{H}_{\text{so}} + \mathcal{H}_{\text{Coulomb}}, \quad (1)$$

моделирующая свойства слоистого перовскита  $\text{Sr}_2\text{VO}_4$  с тремя  $t_{2g}$ -орбиталями. Здесь  $\mathcal{H}_{\text{tr}} = \sum_{ijmm'\sigma} t_{ij}^{mm'} c_{im\sigma}^\dagger c_{jm'\sigma}$  — гамильтониан электронного переноса,  $\mathcal{H}_{\text{CF}}$  — гамильтониан кристаллического поля,  $\mathcal{H}_{\text{so}}$  — гамильтониан спин-орбитального взаимодействия,  $\mathcal{H}_{\text{Coulomb}}$  — гамильтониан кулоновского взаимодействия. В рамках приближения Хартри-Фока рассмотрено формирование различных типов спинового и орбитального порядка и определена их относительная энергетическая выгодность, а также исследованы магнитные и орбитальные переходы.



**Рис. 1.** Фазовая диаграмма основного состояния в переменных хундовское взаимодействие  $J_H$  — кристаллическое поле  $\Delta_{\text{CF}}$ .  $\Delta_{\text{CF}}$  изменяется в интервале  $-0.1t < \Delta_{\text{CF}} < 1.0t$  при (a)  $\lambda = 0$ , (b)  $\lambda \neq 0$ . Здесь  $\lambda$  — параметр спин-орбитального взаимодействия,  $t$  — интеграл переноса электронов, параметр Хаббарда  $U = 20t$ . Учтены фазы FM-AFO, FM-eO, AFM-eO, AFM-xy. Увеличение  $\lambda$  приводит к расширению фазовой области AFM-eO вправо, сдвигу фазовой области FM-eO вверх и сокращению фазовой области FM-AFO. На рис. (b) для удобства сравнения черным пунктиром показан результат для  $\lambda = 0$ .

Показано, что, помимо традиционных фаз FM-AFO и AFM-xy, при конечных  $\lambda$  существенное значение имеют новые фазы FM-eO и AFM-eO, для которых отличие параметра дальнего порядка на подрешетках реализуется путем изменения фазы коэффициента при волновых функциях  $t_{2g}$  вместо изменения направления спина или заселенности орбителей.

Работа частично поддержана проектом РНФ № 23-42-00069.

1. P. A. Igoshev, S. V. Streltsov, and K. I. Kugel, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **587**, 171315 (2023).
2. G. Jackeli, G. Khaliullin, Phys. Rev. Lett. **103**, 067205 (2009).



## КВАНТОВАЯ ЗАПУТАННОСТЬ В СПИН-ОРБИТАЛЬНЫХ МОДЕЛЯХ

В.Э. Валиулин<sup>1</sup>, Н.М. Щелкачев<sup>1</sup>, А.В. Михеенков<sup>1</sup>, К.И. Кугель<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Троицк, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия

E-mail: klimkugel@gmail.com

Рассматривается проблема квантовой запутанности на примере модели, включающей два типа спиновых переменных (спин-орбитальная модель), и обсуждаются основные количественные характеристики запутанного состояния. Отметим, что варианты рассматриваемой модели возникают не только в спин-орбитальной физике, характерной для соединений переходных металлов, но и в такой актуальной области, как ультрахолодные атомы в ловушках.

В работе методом точной диагонализации изучается запутанность двух подсистем для конечной одномерной цепочки с гамильтонианом

$$H = J \sum \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j + I \sum \mathbf{T}_i \mathbf{T}_j + K \sum (\mathbf{S}_i \mathbf{S}_j)(\mathbf{T}_i \mathbf{T}_j), \quad (1)$$

где  $\mathbf{S}_i$  и  $\mathbf{T}_i$  – операторы спина и псевдospина ( $S = 1/2$ ,  $T = 1/2$ ), все суммы берутся по связям ближайших узлов.

Кроме гамильтонианов вида (1), запутанность вычислялась также для альтернативных видов спин-псевдospинового взаимодействия, например,  $(\mathbf{S}_i \mathbf{S}_j)(\mathbf{T}_i \mathbf{T}_j)$ . Рассмотрены также родственные модели, в которых слагаемое межподсистемного взаимодействия имеет изинговский вид для одной или обеих подсистем. Такого рода выражения возникают в разных физических реализациях спин-псевдospиновой модели.

Для характеристики степени запутанности при нулевой температуре используется один из наиболее популярных критериев – concurrence (перевод термина пока нет, а буквальный перевод – «совпадение», «согласованность» – не вполне адекватен). Поскольку вычисляется точная матрица плотности, может, разумеется, быть определён и любой другой критерий.

Показано, в частности, что при нулевой температуре внешнее поле может как уменьшать запутанность (что интуитивно очевидно), так и усиливать её. Существенно, что, в зависимости от физической реализации модели, природа внешнего поля не обязательно должна быть магнитной. Кроме того, предложен (эмпирический) локальный критерий определения области запутанности, не требующий нахождения полной матрицы плотности.

При ненулевой температуре concurrence не является адекватной количественной характеристикой запутанности, в этом случае используются другие меры. В работе выбрана logarithmic negativity (у этого термина тоже отсутствует принятый русский перевод). При температуре  $T \rightarrow 0$  эти две меры сшиваются. Отметим, что, поскольку все меры запутанности исходят из точной матрицы плотности (отвечающей основному состоянию или температурной), пересчитать одну меру в другую не составляет труда. Среди эффектов, возникающих при конечной температуре, обратим внимание на два. Во-первых, при некоторых значениях параметров модели запутанность оказывается немонотонной функцией температуры. С ростом  $T$  она сначала растёт (в том числе может расти от исходно нулевой величины), проходит через максимум и лишь затем убывает. И, во-вторых, на некоторых участках пространства параметров запутанность оказывается чрезвычайно устойчивой к изменению температуры, образуя «острова стабильности».

Часть результатов работы изложена в статьях [1, 2].

1. Valiulin V.E., Mikheyenkov A.V., Chtchelkatchev N.M., Kugel K.I., Phys. Rev. B **102**, 155125 (2020).

2. Valiulin V.E., Mikheyenkov A.V., Chtchelkatchev N.M., Kugel K.I., SciPost Physics Core **6**, 025 (2023).



## ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В СЛОИСТЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ НИКЕЛАТАХ

*И.В. Леонов\**

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [ivan.v.leonov@yandex.ru](mailto:ivan.v.leonov@yandex.ru)

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости в соединениях никелатов – в дырочнодопированных бесконечно-слоистых пленках  $RNiO_2$  ( $R = Pr, La, Sr..$ ) [1,2] и в монокристаллических образцах структурных фаз Раддлесдена-Поппера  $La_{n+1}Ni_nO_{3n+1}$  с  $n = 2, 3$  [3] вызвало огромный всплеск интереса к свойствам данных соединений. В данном докладе будут представлены результаты расчетов в рамках метода DFT+DMFT (DMFT - теория динамического среднего поля) особенностей электронного строения, поверхности Ферми и магнитных свойств парамагнитных фаз данных соединений [4-6]. Для обоих случаев была получена существенная орбитально-зависимая перенормировка  $Ni\ x^2 - y^2$  и  $3z^2 - r^2$  состояний, связанная с орбитально-селективной локализацией  $Ni\ 3d$  состояний. Расчет статической магнитной восприимчивости  $\chi(\mathbf{q})$  в DFT+DMFT свидетельствует о конкуренции различных магнитных состояний. Результаты расчетов показывают возможное формирование волн зарядовой и спиновой плотности в нормальных фазах данных систем. Высказано предположение о важности спиновых флуктуаций для объяснения сверхпроводимости в данном классе соединений.

1. Li D., Lee K., Wang B.Y., Osada M., Crossley S. et al., Nature (London) **572**, 624 (2019).
2. Osada M., Wang B.Y., Goodge B.H., Harvey S.P., Lee K., Li D., Kourkoutis L.F., Hwang H.Y., Adv. Mater. **33**, 2104083 (2021).
3. Sun H., Huo M., Hu X., Li J., Liu Z et al., Nature **621**, 493 (2023).
4. Leonov I., Skornyakov S.L., Savrasov S.Y., Phys. Rev. B **101**, 241108(R) (2020).
5. Slobodchikov K.G., Leonov I.V., Phys. Rev. B **106**, 165110 (2022).
6. Shilenko D.A., Leonov I.V., Phys. Rev. B **108**, 125105 (2023).



## ОПИСАНИЕ БКШ-БЭК ПЕРЕХОДА В РАМКАХ МЕТОДА ФЛУКТУИРУЮЩЕГО ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ

Я.С. Ляхова<sup>1,2\*</sup>, С.С. Онучин<sup>2</sup>, А.Н. Рубцов<sup>1,3</sup>, Б.В. Кривна<sup>4</sup>

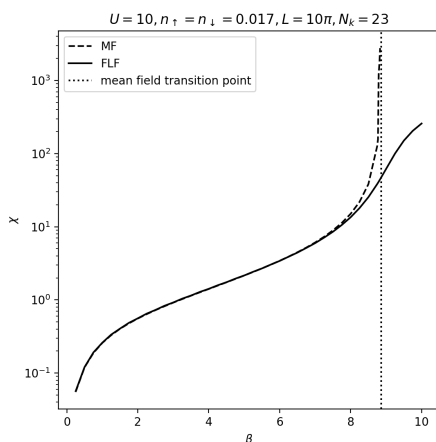
<sup>1</sup>Российский квантовый центр, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

<sup>4</sup>London School of Economics, London, UK

\*E-mail: [yslyakhova@mephi.ru](mailto:yslyakhova@mephi.ru)



**Рис. 1.** Зависимость восприимчивости в куперовском канале  $\chi$  от обратной температуры  $\beta$  для фермионного газа с притяжением, проведённого в рамках теории среднего поля (MF) и с использованием метода FLF.

довом и куперовском, что подтверждается нашими расчётами в среднеполевом приближении. В частности, рассматриваемый фермионный газ демонстрирует расхождение восприимчивости в куперовском канале в рамках теории среднего поля. Введение в рамках FLF вспомогательных флуктуирующих полей в зарядовом и куперовском каналах позволяет построить нерасходящийся ряд теории возмущений и уже в нулевом порядке снять нефизичное предсказание теории среднего поля (см. Рис. 1).

Важно отметить, что проделанная нами работа не только наглядно демонстрирует широту и удобство применимости развиваемого нами метода FLF, но также позволяет сделать заключение о происхождении явления БКШ-БЭК перехода в системах коррелированных фермионов.

1. Chien C.-C. et al. Phys. Rev. A **81**, 023622 (2010).
2. Rubtsov A. N., Phys. Rev. E **97**, 052120 (2018).
3. Lyakhova Ya.S. et al., Phys. Rev. B **105**, 035118 (2022).



## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФОТОНОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО СПЕКТРА С КВАЗИДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*Т.В. Максимов<sup>1\*</sup>, И.Л. Курбаков<sup>2</sup>, Ю.Е. Лозовик<sup>1,2,3</sup>*

<sup>1</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

E-mail: [bygrus@yandex.ru](mailto:bygrus@yandex.ru)

Терагерцовое излучение занимает диапазон 0.1 – 30 ТГц (3 мм – 10 мкм). Излучение этого диапазона обладают удобными свойствами: имеют возможность проникать через большой набор материалов и, в отличие от рентгена, является неразрушающим. Область терагерцового излучения называется «терагерцовым провалом», поскольку для низкочастотных методов получения излучения длина волны ТГц-излучения слишком мала, а для лазерных методов получения излучения частота ТГц-излучения слишком мала (тепловые флуктуации выше 7 – 10 К уничтожают инверсию заселенности) [1].

Одним из вариантов, как можно обойти эту проблему, является безинверсионное получение когерентного излучения при получении фотонного конденсата. Начало разработке темы фотонного конденсата положили эксперименты группы Клаерса, опубликованные в 2010-2011 годах [2]. Они накачивали полусферический резонатор, заполненный раствором красителя, оптическим лазером и наблюдали за характеристиками излучения фотонов из резонатора. Было показано, что при достижении некоторой критической мощности накачки, распределение излучения менялось от стандартного теплового гауссова к явно заметному пиковому излучению, соотносящемуся с одной из мод основного состояния фотонов в резонаторе. Этот эксперимент показал экспериментальную возможность получения конденсата Бозе-Эйнштейна фотонов.

Мы предлагаем использовать квази-2D электронный газ (2DEG) в перпендикулярном магнитном поле в качестве модели среды резонатора, в которой можно получить конденсат Бозе-Эйнштейна фотонов ТГц спектра. 2DEG в перпендикулярном магнитном поле имеет дискретный эквидистантный энергетический спектр, что позволяет управлять процессами поглощения и переизлучения фотонов. При напряженности поля 1.45-5 Тл разность энергий между соседними уровнями Ландау в 2DEG находится в диапазоне ТГц. Это делает 2DEG эффективной средой для неупругого взаимодействия с фотонами ТГц. Этот процесс релаксации обусловлен комбинационным рассеянием, при котором электроны изменяют свои равноудаленные соседние уровни Ландау, поглощая и испуская фотоны одной частоты, а фотоны неупруго рассеиваются, поглощаясь и тут же вновь испускаясь без изменения частоты. Таким образом, квазиравновесное бозе-эйнштейновское распределение фотонов ТГц может быть установлено при постоянном числе фотонов и ненулевом химическом потенциале, и тогда, как только концентрация фотонов превысит критическую, в системе установится фотонный БЭК, генерирующий высококогерентное исходящее ТГц излучение.

1. Lewis R.A., J. Phys. D: Appl. Phys. **47**, 374001 (2014).

2. Klaers J., Schmitt J., Vewinger F. and Weitz M., Nature **468**, 545 (2010).



## ИСТОРИЯ $\text{BaCo}_2(\text{AsO}_4)_2$ : 55 ЛЕТ ОТ БКТ ДО КИТАЕВА

П.А. Максимов<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

E-mail: [maksimov@theor.jinr.ru](mailto:maksimov@theor.jinr.ru)

Соединения, в которых ионы кобальта образуют гексагональную решетку, представляют собой интерес как платформа для обменной модели Китаева [1], которая является единственным примером точно решаемой спиновой модели с возбуждениями с топологическими свойствами [2]. Хотя  $\text{BaCo}_2(\text{AsO}_4)_2$  был синтезирован достаточно давно [3], особый интерес вызвали недавние измерения необычного основного состояния - "двойного зигзага" - с помощью поляризованного нейтронного рассеяния [4]. Мы покажем, что хотя само взаимодействие Китаева не является доминирующим в этом материале [5], но дополнительные обмены, вызванные спин-орбитальным взаимодействием, приводят к такой неожиданной магнитной структуре, а также к особенностям переходов в магнитном поле [6] и магнитного спектра.

*Работа поддержана грантом РФФ №23-12-00159.*

1. Liu H. and Khaliullin G., Phys. Rev. B **97**, 014407 (2018).
2. Kitaev A., Annals of Physics **321**, 2 (2006).
3. S. Eymond et al., Materials Research Bulletin **4**, 595 (1969).
4. L.-P. Regnault et al., Heliyon **4**, (2018).
5. Maksimov P. A. et al., Phys. Rev. B **106**, 165131 (2022).
6. Maksimov P. A., arxiv: 2308.10672 (2023) .



## ДИНАМИКА ЭКСИТОНОВ В ДВУМЕРНЫХ МАТЕРИАЛАХ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ

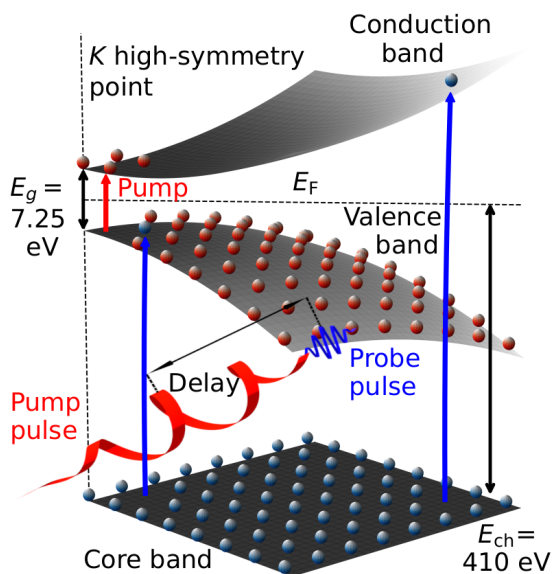
М.А. Малахов<sup>1,2\*</sup>, Дж. Чистаро<sup>3</sup>, Ф. Мартин<sup>2</sup>, А. Пикон<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Департамент химии, Университет Автономии Мадрид, Мадрид, Испания

<sup>3</sup>Теория и симуляция материалов (THEOS), Федеральная Политехническая Школа Лозанны (EPFL), CH-1015 Лозанна, Швейцария

\*E-mail: [MMalakhov89@yandex.ru](mailto:MMalakhov89@yandex.ru)



**Рис. 1.** Иллюстрация эксперимента типа накачка-зонд в гексагональном нитриде бора hBN

Это может быть особенно важно в слоистых материалах на основе ионов кобальта, в частности в китайских магнетиках.

*Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ (№23-12-00159).*

1. Cistaro G. et al., Journal of Chemical Theory and Computation **19**, 333 (2023).
2. Malakhov M. et al., arXiv:2309.01190v1 (2023).





## ПЕРЕПУТАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

*В.Н. Манцевич\**, *Н.С. Маслова*

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

\*E-mail: [vmantsev@gmail.com](mailto:vmantsev@gmail.com)

Одним из наиболее интересных явлений в квантовой физике является перепутанность [1-3]. В отличие от классических взаимодействующих подсистем, которые становятся независимыми друг от друга после отключения взаимодействия между ними, в квантово-перепутанных подсистемах корреляции могут сохраняться даже после отключения взаимодействия. Поэтому, важным вопросом является анализ особенностей формирования и временной эволюции перепутанных состояний после включения взаимодействия между подсистемами или после подключения одной из подсистем к резервуару. Одними из наиболее перспективных кандидатов для исследования перепутанных состояний являются связанные квантовые точки, поскольку в таких системах могут быть легко инициализированы и считаны одно- и двухэлектронные состояния [4,5]. Кроме того, квантовые точки являются одной из наиболее перспективных платформ для организации квантовых вычислений.

В докладе рассматривается физика полупроводниковых спиновых кубитов, особое внимание уделено не только ранним экспериментальным достижениям в инициализации, управлении и считывании спинов в квантовых точках GaAs, но и недавним достижениям в спиновых кубитах Si и Ge, включая современные более совершенные способы контроля заряда в квантовых точках и процессы считывания и управления зарядовыми и спиновыми состояниями. Кроме того, представлены оригинальные результаты по исследованию особенностей временной эволюции первоначально приготовленных перепутанных состояний в системе коррелированных связанных квантовых точек. Продемонстрировано, что для различных начальных смешанных состояний степень перепутанности не только демонстрирует немонотонное поведение, но и может значительно возрастать. Полученные результаты открывают возможность для контролируемого переключения системы между перепутанным и чистыми состояниями в процессе временной эволюции [6].

Кроме того, показано, что как спиновые корреляции, так и степень перепутанности в системе двух коррелированных квантовых точек могут увеличиваться при включении взаимодействия с резервуаром. Этот эффект возникает потому, что динамика многоэлектронных состояний в системе коррелированных квантовых точек определяется свойствами симметрии всей системы, что приводит к коллективному поведению всех электронов [7].

Также осуждается протокол для передачи в пространстве первоначально приготовленных перепутанных состояний вдоль цепочек квантовых точек или квантовых проводов, расположенных в перпендикулярных направлениях [8], рассматривается устойчивость перепутанных состояний по отношению к шумам.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №23-72-10008.*

1. Burkard G., Loss D., DiVincenzo D.P., Phys. Rev. B **59**, 2070 (1999).
2. Burkard G., Loss D., Sukhorukov E.V., Phys. Rev. B **61**, R16303 (2000).
3. Busser C.A., Heidrich-Meisner F., Phys. Rev. Lett. **111**, 246807 (2013).
4. Loss D. and DiVincenzo D.P., Phys. Rev. A **57**, 120 (1998).
5. Schulman M.D., Dial O.E., Harvey S.P., Bluhm H., Umansky V., Yakobi A., Science **336**, 202 (2012).
6. Maslova N.S., Arseyev P.I., Mantsevich V.N., Phys. Rev. A **96**, 042301 (2017).
7. Maslova N.S., Arseyev P.I., Mantsevich V.N., Phys. Rev. E **97**, 022135 (2018).
8. Maslova N.S., Mantsevich V.N., Arseyev P.I., Laser Phys. Lett. **19**, 055208 (2022).



## ФЕРРОМАГНИТНЫЙ ПОРЯДОК В ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВОМ СОЕДИНЕНИИ $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$

*В.В. Меньшенин\**

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

\*E-mail: [menshenin@imp.uran.ru](mailto:menshenin@imp.uran.ru)

Исследован фазовый переход из парамагнитной в ферромагнитную фазу в ван-дер-ваальсовом объемном соединении  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  [1]. Использован ренормгрупповой подход, действие для которого построено с использованием теоретико-группового анализа определения неприводимого представления пространственной группы, ответственного за этот переход, в случае локализованных на железе магнитных моментов. Показано, что такое представление, допускающее ориентацию магнитных моментов вдоль оси с кристалла, существует. Влияние вакансий в одной из позиций железа на этот переход рассмотрено с помощью метода реплик, по аналогии с описанием замороженных примесей. Найден степенной закон изменения намагниченности вблизи перехода с учетом наличия вакансий. Определено условие, когда вакансии давят этот переход. Возможное влияние сильных электронных корреляций и свободных электронов на устойчивость ферромагнитной фазы проанализировано с помощью  $t - J$  модели для невырожденных электронов. В обобщенном приближении случайных фаз дополнительный вклад свободных электронов в формирование дальнего ферромагнитного порядка осуществляется через паулиевскую восприимчивость газа свободных электронов. Выписано условие устойчивости ферромагнитного состояния в этом случае.

1. Меньшенин В.В., ЖЭТФ (2024), в печати.



## ДВА ТИПА МАГНИТНЫХ ХОПФИОНОВ И ИХ ЭЛЛИПТИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ

*К.Л. Метлов*<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, ул. Р. Люксембург 72, г. Донецк, Россия 283048,  
тел.: +7 (856) 311-52-27, факс: +7 (856) 342-90-18

<sup>2</sup>Институт вычислительной математики РАН им. Г.И. Марчука, ул. Губкина 8, г. Москва, Россия 119333,  
тел.: +7 (495) 984-81-20, факс: +7 (495) 989-80-23

\*E-mail: [metlov@donfti.ru](mailto:metlov@donfti.ru)

Магнитные хопфионы являются стабильными топологически нетривиальными состояниями [1,2] векторного поля намагниченности  $\vec{M}(\vec{r})$ . Они соответствуют отображениям сфер  $S^3 \rightarrow S^2$ . Первая из этих двух сфер обозначает расширенное трёхмерное пространство (с добавленной бесконечно удалённой точкой), а вторая – двумерную сферу, которой принадлежат концы векторов намагниченности фиксированной длины ( $\vec{M}(\vec{r}) = M_S = const$ ). Магнитные хопфионы в этом смысле являются трёхмерным обобщением хорошо известных в магнетизме топологических объектов, таких как доменные границы (кинки), соответствующие отображениям  $S^1 \rightarrow S^2$ , и магнитные скирмионы, соответствующие отображениям  $S^2 \rightarrow S^2$ .

В докладе представлена микромагнитная теория хопфионов, основывающаяся на классическом гамильтониане хирального магнетика с учётом магнитостатического взаимодействия. Оказывается, что в этой модели (мета-)стабильными могут быть два различных типа магнитных хопфионов [3]. Которые, несмотря на их топологическую эквивалентность, являются разными объектами, с различными статическими и динамическими свойствами.

На основе рассчитанных областей метастабильности этих двух видов хопфионов (в зависимости от величины внешнего магнитного поля, константы одноосной анизотропии материала и величины магнитостатического взаимодействия) сделаны оценки — в каких из модельных гелимагнетиков можно было бы наблюдать хопфионы, а в каких нет. Рассмотрена стабильность хопфионов относительно их эллиптической деформации [4].

1. Косевич, А. М., Иванов, Б. А., Ковалев, А. С., Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны, Наукова думка, 1983.
2. Borisov, A. B., Kiselev, V.V. Solitons and Localized Structures in Magnets, UB Press of RAS, 2009/2011
3. Metlov K. L., Two types of metastable hopfions in bulk magnets, Physica D **443**, 133561(2023).
4. Metlov K.L., forthcoming publication.



## ТЕНЗОРНЫЕ СЕТИ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОЙ СИМУЛЯЦИИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

С.С. Кузьмин, В.И. Михайлова\*, И.В. Дьяконов, С.С. Страупе

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

\*E-mail: [varvara.mihailova@mail.ru](mailto:varvara.mihailova@mail.ru)

Размерность искусственных квантовых систем стремительно возрастает с увеличением количества частиц, что создает большие трудности при их моделировании. Исследование сосредоточено на преодолении этой проблемы путем использования метода тензорного разложения *tensor-train decomposition* [1]. Формат соответствующего представления квантовой системы называется Matrix Product State (MPS):

$$\Psi_{i_1 \dots i_N} = \sum_{k_0, \dots, k_N=1}^{r_0, \dots, r_N} \Psi_{k_0 i_1 k_1}^{(1)} \dots \Psi_{k_{N-1} i_N k_N}^{(N)}, \quad (1)$$

где тензоры  $\Psi_{k_{n-1} i_n k_n}^{(n)}$  называются *ядрами*, а  $r_n$  – *рангами* разложения.

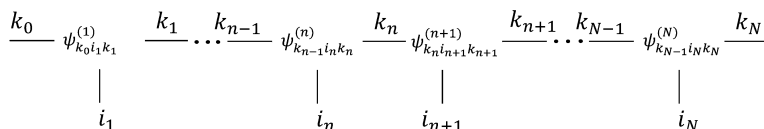


Рис. 1. Визуализация *Tensor-train decomposition*

**Boson sampling** является одним из подходов для демонстрации квантового превосходства. Тензор вероятностного распределения бозонов по модам  $\Psi_{i_1 \dots i_N}$  можно представить в формате MPS. Для этого ко входному состоянию в этом формате нужно последовательно применить операторы светоделителей и фазовращателей. Генерация выборки бозонов производится с помощью *Conditional distribution sampling method* [2]. Показано, что можно получить правильную выборку, ограничив ранги разложения. При этом сложность такого алгоритма является полиномиальной, а точность зависит от максимального ранга.

**Симулятор квантовых схем** так же может быть построен с помощью MPS. Идея заключается в том, чтобы эффективно вычислять действие квантовых вентилей. Для этого надо представить тензор амплитуд вероятности  $\Psi_{i_1 \dots i_N}$  в формате MPS. Ограничив ранги, можно с заданной точностью аппроксимировать квантовые преобразования цепи. В ходе работы был реализован симулятор квантовых вычислений *QTensor*, основанный на этом методе.

Многие стандартные операции с тензорами можно выполнять в рамках формата MPS, что позволяет применять множество методов машинного обучения. В данной работе был продемонстрирован эффективный алгоритм, который, исходя из результатов однокубитных измерений цепи, предсказывает результаты других однокубитных измерений, не учтенных в обучающей выборке. Показано, что размер соответствующей обучающей выборки линейно зависит от количества кубитов в системе.

1. Oseledets I. V., SIAM J. Sci. Comput. **33**, 2295–2317 (2011).

2. Dolgov S. V. et al., Stat Comput **30**, 603–625 (2020).



## НАРУШЕНИЕ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ СИММЕТРИИ ЯДЕРНОГО ДВИЖЕНИЯ В ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКОЙ МОЛЕКУЛЕ $X_3$ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ КАЗИМИРА-ПОЛЬДЕРА

*А.С. Овчинников\**, И.Г. Бострем, А.Д. Ляхов

Институт естественных наук и математики УрФУ, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [alexander.ovchinnikov@urfu.ru](mailto:alexander.ovchinnikov@urfu.ru)

Эффект Казимира-Польдера – широко известное явление в физике, описывающее притяжение между нейтральным атомом и поверхностью, обусловленное квантовыми флуктуациями [1]. Недавно было показано, что существование вырождения низколежащих энергетических уровней атома играет важную роль в этом эффекте и может приводить к появлению вращательного момента, действующего на атом [2]. Подходящим способом проверить это предположение является использование ян-теллеровских (ЯТ) молекул. В частности, мы предлагаем использовать ЯТ молекулы  $X_3$ , принадлежащие точечной группе симметрии  $C_{3v}$ , в которых реализуется известная линейная  $E \otimes e$  задача [3].

Когда такая молекула находится вблизи поверхности гиротропной среды, она испытывает притяжение к этой поверхности за счет силы Казимира-Польдера. Но что более важно, особенности вращательно-колебательного спектра ЯТ молекулы  $X_3$  и нарушение симметрии обращения времени в гиротропной среде позволяют на практике реализовать модель нарушения вращательной симметрии в двухуровневой крамерсовской системе [2]. В результате взаимодействия плоскость молекулы переориентируется перпендикулярно поверхности раздела, что снимает вырождение кругового движения ядер молекул. Прямым следствием нарушения вращательной симметрии является появление орбитального магнитного момента и накопление топологической фазы Берри [4].

Хорошими кандидатами для проверки теории могут быть щелочные тримеры  $Li_3$ ,  $Na_3$  и  $K_3$ . Эти молекулы стабильны и обладают E-термом основного электронного состояния в правильной треугольной конфигурации [5]. В случае экспериментального подтверждения эти соединения могут быть отнесены к темпоральным кристаллам, концепции введенной Ф. Вильчеком [6,7], в которых основное состояние системы демонстрирует повторяющиеся колебания во времени, поддерживаемые, в данном случае, вакуумными флуктуациями электромагнитного поля.

1. Casimir H.G.B., Polder D., Phys. Rev. **73**, 360 (1948).
2. Silveirinha M.G., Phys. Rev. B **100**, 165146 (2019).
3. Bersuker I.B., Jahn-Teller Effect, Cambridge University Press (2006).
4. Lyakhov A.D., Ovchinnikov A.S., Bostrem I.G., Kishine J., Phys. Rev. B **108**, 115429 (2023).
5. Martins J.L., Car R., Buttet J., J. Chem. Phys. **78**, 5646 (1983).
6. Shapere A., Wilczek F., Phys. Rev. Lett. **109**, 160402 (2012).
7. Wilczek F., Phys. Rev. Lett. **109**, 160401 (2012).



## ANATOMY OF THE BAND STRUCTURE OF THE NEWEST APPARENT NEAR-AMBIENT SUPERCONDUCTOR $\text{LuH}_{3-x}\text{N}_x$

*N.S. Pavlov*<sup>1,2\*</sup>, *I.R. Shein*<sup>3</sup>, *K.S. Pervakov*<sup>2</sup>, *V.M. Pudalov*<sup>2</sup>, *I.A. Nekrasov*<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Institute of Electrophysics UB RAS, Ekaterinburg, Russia

<sup>2</sup>Lebedev Physical Institute, Moscow, Russia

<sup>3</sup>Institute of Solid State Chemistry, Ekaterinburg, Russia

\*E-mail: [pavlov@iep.uran.ru](mailto:pavlov@iep.uran.ru)

Recently it was claimed that nitrogen-doped lutetium hydride exhibited a near-ambient superconducting transition with a temperature of 294 K at a pressure of only 10 kbar, this pressure being several orders of magnitude lower than previously demonstrated for hydrides under pressure [1]. We investigate the electronic structure of parent  $\text{LuH}_3$  and nitrogen doped  $\text{LuH}_{2.75}\text{N}_{0.25}$  within DFT+U [2]. The corresponding bands, density of states and Fermi surfaces was calculated with and without spin-orbit coupling (SOC).

It is shown that in the stoichiometric system the Lu-5*d* states cross the Fermi level while the H-1*s* states make almost no contribution at the Fermi level. However, with nitrogen doping, the N-2*p* states enter the Fermi level in large quantities and bring together a significant contribution from the H-1*s* states. The presence of N-2*p* and H-1*s* states at the Fermi level in a doped compound can facilitate the emergence of superconductivity. Surprisingly, SOC splits quite significantly (0.1-0.25 eV) nitrogen bands in  $\text{LuH}_{2.75}\text{N}_{0.25}$  just below the Fermi level. For instance, nitrogen doping almost doubles the value of DOS at the Fermi level.

Simple BCS analysis shows that the nitrogen doping of  $\text{LuH}_3$  can provide  $T_C$  more than 100 K and even increase it with further hole doping [2].

1. N. Dasenbrock-Gammon, E. Snider, R. McBride, H. Pasan, D. Durkee, *et al.*, *Nature* **615**, 244 (2023).

2. N.S. Pavlov, I.R. Shein, K.S. Pervakov, V.M. Pudalov, I.A. Nekrasov, *JETP Lett.* (2023).



## ОТОБРАЖЕНИЕ ОДНОМЕРНОЙ СПИНОВОЙ МОДЕЛИ НА МАРКОВСКУЮ ЦЕПЬ

*Панов Ю.Д.\**

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [yuri.panov@urfu.ru](mailto:yuri.panov@urfu.ru)

Одномерные спиновые модели, несмотря на свою очевидную простоту по сравнению с многомерными, обладают рядом уникальных свойств. Точные решения этих моделей закладывают основу для понимания сложного поведения реальных физических систем и занимают важное место в изучении таких явлений, как фазовые переходы в статистической физике [1]. Декорированные одномерные системы, такие как «алмазная» цепочка из тетраэдров, спиновые лестницы и трубки демонстрируют множество интересных явлений и воспроизводят особенности гетерометаллических и полимерных координационных соединений. Помимо этого, одномерные псевдоспиновые модели, такие как модель Поттса [2], служат эффективным представлением для феноменологических теорий биополимеров, что позволяет использовать методы теоретической физики для изучения переходов спираль-клубок в полипептидах.

Модель Поттса на алмазной цепочке [3] имеет сложную диаграмму основного состояния, содержащую несколько фрустрированных фаз. Несмотря на наличие точного решения, получение явных выражений для термодинамических функций и анализ фазовых состояний системы в рамках стандартного формализма представляет собой нетривиальную задачу, особенно для состояний на границах между различными фазами. Альтернативным подходом в этом случае может служить построение отображения на марковскую цепь, которое ранее было использовано для анализа фрустрированных фазовых состояний разбавленной цепочки Изинга в магнитном поле [4]. Такое отображение может быть построено для любой системы, у которой статистическая сумма допускает представление через трансфер-матрицу, что справедливо, в частности, для различных вариантов моделей Изинга, Поттса, Блюма-Капеля и Блюма-Эмери-Гриффитса. Получено явное выражение для матрицы перехода марковской цепи и связанные с ней выражения для парных функций распределения и различных термодинамических параметров спиновой системы. Предложенный метод позволяет также исследовать локальные распределения состояний спиновой системы по узлам цепочки [5]. В качестве примеров рассмотрены отклик разбавленной фрустрированной изинговской цепочки на включение внешнего магнитного поля и анализ условий фазового расщепления для модели Поттса с  $q = 3$  на алмазной цепочке.

1. Baxter R.J., *Exactly Solved Models in Statistical Mechanics* (Academic, London, 1982).
2. Panov Y. and Rojas O., *Phys. Rev. E* **103**, 062107 (2021).
3. Panov Y. and Rojas O., *Phys. Rev. E* **108**, 044144 (2023).
4. Panov Y., *Phys. Rev. E* **106**, 054111 (2022); *ФТТ* **65**, 1201 (2023).
5. Panov Y.D., *J. Magn. Magn. Mater.* **514**, 167224 (2020).



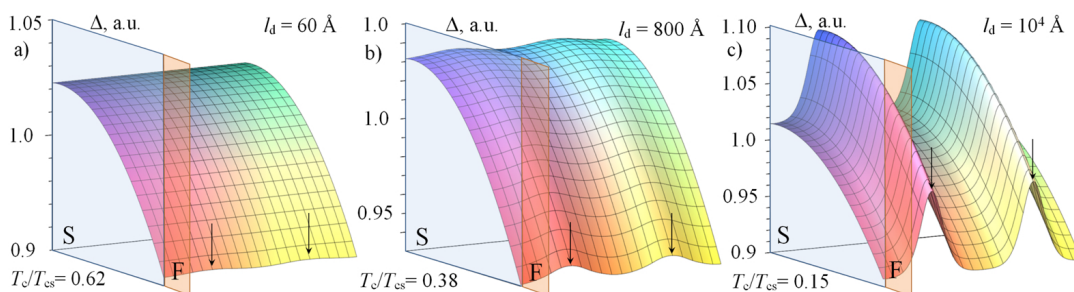
## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ СИСТЕМ ФЕРРОМАГНЕТИК/СВЕРХПРОВОДНИК

В.А. Туманов, Ю.Н. Прошин\*

Казанский федеральный университет, Казань, Россия

\*E-mail: [yurii.proshin@kpfu.ru](mailto:yurii.proshin@kpfu.ru)

В работе рассматриваются гетероструктуры, состоящие из слоев ферромагнитного металла (F) и сверхпроводника (S). Эффект близости в таких системах рассматривается в грязном пределе с помощью уравнений Узаделя. Предложенный итерационный подход не содержит приближений и принципиальных ограничений за исключением условий применимости квазиклассических уравнений сверхпроводимости и применим к системам, содержащим различные сверхпроводящие слои и сложные магнитные текстуры. На первом этапе задается затравочное распределение параметра порядка в системе. Функция Узаделя ищется численно и позволяет пересчитать распределение параметра порядка и критическую температуру  $T_c$  на следующей итерации. Когда параметр порядка на соседних итерациях совпадает с заданной точностью, самосогласованная краевая задача считается решенной. Для S/F контактов с однородным ферромагнетиком наши результаты, полученные таким способом, совпадают с результатами, приведенными в работе [1].



**Рис. 1.** Параметр порядка в сверхпроводящем слое, нормированный на свое среднее значение. На заднем плане расположена свободная граница, на переднем – ферромагнитный слой. Стрелками отмечено положение доменных стенок. Ширина рисунка в плоскости границы равна  $l_d$ . Параметры системы: длина свободного пробега в S слое  $l_s = 120 \text{ \AA}$ , длина спиновой жесткости  $l_f = 20 \text{ \AA}$ , длина когерентности в S слое  $\xi_s = 125 \text{ \AA}$ ,  $l_f/\alpha_f = 0.5$ , параметр прозрачности границы  $\sigma_s = 10$ ,  $N_s v_s / N_f v_f = 5$  ( $N_{s(f)}$  – плотность состояний на уровне Ферми,  $v_s(f)$  – скорость Ферми), толщины S и F слоя  $d_s = 130 \text{ \AA}$ ,  $d_f = 16 \text{ \AA}$ , отношение толщины доменной стенки к периоду доменной структуры  $l_{dw}/l_d = 0.025$ . Критическая температура в случае монодоменного F слоя  $T_c/T_{cs} = 0.09$  ( $T_{cs}$  – критическая температура уединенного сверхпроводника).

Используя такой подход, мы рассмотрели контакт сверхпроводника с ферромагнетиком, намагниченным геликоидально или конически, либо содержащим одиночный





скирмион. Рассмотрены также S/F, S/F/S и F/S/F системы с ферромагнетиком, расщепленным на домены. В качестве примера приведем расчет  $T_c$  и распределения параметра порядка в системе, состоящей из слоев сверхпроводника и ферромагнетика, расщепленного на домены (Рис. 1). В случае, когда период доменной структуры  $l_{dw}$  значительно превышает сверхпроводящую длину когерентности  $\xi_s$ , наблюдается выраженное повышение модуля параметра порядка в области локализации доменной стенки на толщине всей толщины сверхпроводника ( $d_s$  порядка  $\xi_s$ ). Если  $l_{dw}$  порядка  $\xi_s$ , наблюдается увеличение параметра порядка вблизи доменных стенок, но эффект быстро спадает в глубине сверхпроводника. Если  $l_{dw} \ll \xi_s$ , параметр порядка становится практически однородным в плоскости границы, но влияние на  $T_c$  наиболее сильное.

1. Fominov Y.V. et al, Phys. Rev. B. **66**, 014507 (2002).



## МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЕРСПЕКТИВНЫХ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ И МУЛЬТИСЛОЙНЫХ СТРУКТУР

П.В. Прудников<sup>1,2\*</sup>, В.В. Прудников<sup>2</sup>, Е.В. Дроворуб<sup>2</sup>, Д.А. Льготина<sup>1,2</sup>, Р.А. Сухачев<sup>1</sup>,  
А.Е. Голота<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Центр новых химических технологий ИК СО РАН, Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, Омск, Россия

<sup>2</sup>Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, Омск, Россия

\*E-mail: [prudnikp@ihcp.ru](mailto:prudnikp@ihcp.ru)

Исследование макроскопических низкоразмерных и мультислойных магнитных [1] и углеродных структур [2] вызывает значительный интерес, как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения. Наномасштабная периодичность создает в магнитных структурах мезоскопические эффекты пространственной спиновой корреляции с медленной релаксационной динамикой [3,4].

Было проведено Монте-Карло исследование неравновесного поведения трехплечных наноструктур Co/Cu(001)/Co с намагниченностью в плоскости пленок, а также спин-вентильных структур Co/Cu(001)/Co/АФ, в которых намагниченность одной из ферромагнитных пленок Co закреплена соседним слоем антиферромагнетика АФ. Рассматривается влияние особенностей неравновесного поведения данных структур на их магнитосопротивление при воздействии различных начальных состояний. Соответствующим подбором толщины немагнитной медной прослойки достигается изменение величины и знака обменного межслоевого взаимодействия  $J_2$  с отрицательного антиферромагнитного в трехплечных структурах на ферромагнитное взаимодействие пленок в спиновых вентилях с относительно большой толщиной 1.5 – 5 нм прослойки меди. Ослабление величины межслоевой обменной связи обеспечивает низкие поля насыщения в спиновых вентилях. Также проведено моделирование поведения усложненного спинового-вентиля, который характеризуется наличием дополнительной трехслойной антиферромагнитной системы Co/Ru/Co, усиливающей действие антиферромагнетика на свободно перемагничивающийся слой ферромагнетика.

В связи с тем, что современное моделирование невозможно без использования вычислительных ресурсов, то в докладе будут обсуждаться современные высокопроизводительные вычислительные системы и тенденции их развития. Прогресс атомистического моделирования существенно ограничен вычислительными затратами на расчеты электронной структуры методами функционала плотности. В докладе будут обсуждаться возможности использования машинного обучения, которые позволяют существенно ускорить процесс вычислений.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания Института катализа СО РАН (проект АААА-А21-121011890076-8).*

1. Дроворуб Е.В., Прудников В.В., Прудников П.В., Изв. РАН. Серия физ. **86**, 158 (2022).
2. Deringer V.L, Csányi G., Phys. Rev. B **95**, 094203 (2017).
3. Прудников В.В., Прудников П.В., Мамонова М.В., УФН **187**, 817 (2017).
4. Попова А.П. и др., Письма в ЖЭТФ **117**, 943 (2023).



## НЕВЗАИМНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В СТРУКТУРАХ СВЕРХПРОВОДНИК / ФЕРРОМАГНЕТИК СО СПИН-ОРИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

А.В. Путилов<sup>1,2\*</sup>, С.В. Миронов<sup>1</sup>, А.И. Буздин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

<sup>3</sup>University of Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France.

\*E-mail: [alputilov@ipmras.ru](mailto:alputilov@ipmras.ru)

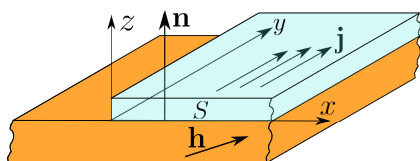


Рис. 1. Схематичное изображение S/F структуры

В работе изучена анизотропия критической температуры и транспортных свойств краевых сверхпроводящих состояний в полубесконечной сверхпроводящей (S) пленке на подложке ферромагнитного (F) изолятора со спин-орбитальным взаимодействием (рис. 1). Рассмотрен случай, когда вследствие неоднородности толщины S слоя или электронной прозрачности S/F границы критическая температура сверхпроводящего фазового перехода локально повышается в узкой области вблизи края S пленки вместе с локальной

перенормировкой константы спин-орбитальной связи. При таких условиях в системе формируются сверхпроводящие состояния, локализованные вблизи края и существующие при температурах выше  $T_c$  бесконечной S/F структуры. При этом наличие выделенного направления  $[\mathbf{n} \times \mathbf{h}]$ , где  $\mathbf{n}$  — нормаль к S/F границе, а  $\mathbf{h}$  — лежащее в плоскости ферромагнетика обменное поле, приводит к возникновению спонтанных токов и магнитных полей, а также к анизотропии термодинамических и транспортных свойств системы.

В недавних экспериментах [1] было обнаружено, что в узкой сверхпроводящей полоске, размещенной на подложке из ферромагнитного изолятора, критическая температура существенно зависит от взаимной ориентации  $\mathbf{h}$  в ферромагнетике и краев полски, что свидетельствует о модификации свойств сверхпроводящего состояния при наличии выделенного направления (края сверхпроводника).

Расчет критической температуры и критического тока проводился в рамках модели Гинзбурга-Ландау с добавлением слагаемого, описывающего спин-орбитальное взаимодействие. Показано, что критическая температура формирования квазиодномерных сверхпроводящих каналов зависит от ориентации обменного поля относительно края S пленки. Критическая температура при обменном поле, перпендикулярном краю сверхпроводящей пленки, оказывается выше по сравнению со случаем, когда обменное поле параллельно краю пленки. Кроме того, рассчитана величина критического тока, который могут переносить краевые состояния. В случае, когда обменное поле перпендикулярно краю сверхпроводника, может наблюдаться диодный эффект: величина критического тока для двух возможных направлений его протекания (вдоль и против оси  $y$ ), оказывается различной, и ее температурная зависимость

$$(I_{max} - |I_{min}|) / (I_{max} + |I_{min}|) \propto (T_c^* - T)^{1/2},$$

где  $T_c^*$  — температура зарождения сверхпроводимости для данной ориентации обменного поля.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 20-12-00053.

1. O. A. Tikhomirov et al., J. Magn. Magn. Mat. **535**, 168071 (2021).



## СМЕШЕНИЕ КЛАССИЧЕСКОГО И КВАНТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА КАСКАДНОЙ СИСТЕМЕ КУБИТОВ

*С.В. Ремизов<sup>1,2,3\*</sup>, А.А. Елистратов<sup>1</sup>, В.В. Погосов<sup>1</sup>, А.Ю. Дмитриев<sup>4</sup>, А.В. Васенин<sup>5,4</sup>,  
С.А. Гунин<sup>4,5</sup>, О.В. Астафьев<sup>5,4</sup>*

<sup>1</sup>Институт автоматики им. Н.Л. Духова (ВНИИА), г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники РАН (ИРЭ РАН), г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», г. Москва, Россия

<sup>4</sup>Лаборатория искусственных квантовых систем, МФТИ, г. Москва, Россия

<sup>5</sup>Сколковский институт науки и технологий (Сколтех), г. Москва, Россия

\*E-mail: [sremizov@gmail.com](mailto:sremizov@gmail.com)

Быстрое развитие квантовых технологий позволяет по-новому взглянуть на многие задачи квантовой оптики, к числу которых принадлежит задача смешения излучения на ансамбле квантовых систем. В этом контексте интерес привлекают гибридные квантовые системы, представляющие собой каскад двухуровневых систем, сильно связанных с резонатором. Особенностью таких систем является наличие односторонней связи между кубитами. Так, в каскаде из двух кубитов при подаче когерентного излучения на первый кубит, этот кубит можно рассматривать как источник неклассического излучения с антигруппировкой фотонов для второго кубита. В свою очередь, если на второй кубит кроме излучения первого кубита, подать когерентную накачку, то стоит ожидать отличия в спектре флуоресценции по сравнению со случаем, если бы на второй кубит падало две когерентные накачки, и в этом смысле второй кубит можно рассматривать как детектор неклассического излучения.

В данной работе произведено как теоретическое, так и экспериментальное исследование такой системы. Оба кубита имеют близкие энергии переходов между уровнями, причём первый кубит накачивался резонансным образом, в то время как частота накачки второго кубита имела заданную отстройку  $\delta\omega$ . Односторонняя связь между кубитами, которая на эксперименте была реализована с помощью циркулятора, нарушает эрмитовость и не может быть записана в виде слагаемого в гамильтониане, однако, может быть записана в виде супероператора Линблада. Это позволяет в рамках in-out теории [1] построить управляющее уравнение и провести численное моделирование. В результате моделирования было установлено, что спектр флуоресценции второго кубита содержит резкие пики на частотах  $\pm n \delta\omega$ , где  $n$  – нечётное число. Зависимость амплитуд полученных пиков от амплитуд накачек находится в хорошем согласии с экспериментальными данными. Также было построено аналитическое решение в виде ряда теории возмущений по величине взаимодействия между кубитами, в которой предполагалось, что полная матрица плотности кубитов факторизуема. Такой подход находится в хорошем согласии с численным расчётом лишь для первых трёх пиков, что свидетельствует о том, что для пиков более высокого порядка, которые появляются благодаря многофотонным процессам, существенную роль начинают играть корреляции, возникающие между кубитами.

К исследованию рассматриваемой системы в случае слабых амплитуд накачек можно применить теоретико-полевой подход. Полученные при этом результаты также хорошо согласуются с численным расчётом и экспериментом.

1. C.W. Gardiner and A.S. Parkins, Phys. Rev. A **50**, 1792 (1994).



## ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК ПРИ ЛЕГИРОВАНИИ В КЛАССЕ '111' СВЕРХПРОВОДНИКОВ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА

*С.Л. Скорняков\**, И.О. Трифонов, И.В. Леонов, В.И. Анисимов

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

\*E-mail: [skornyakov@imp.uran.ru](mailto:skornyakov@imp.uran.ru)

В данной работе исследована роль кулоновских корреляционных эффектов между электронами частично заполненных оболочек для объяснения перехода металл-диэлектрик при легировании в классе '111' сверхпроводников на основе железа. Было продемонстрировано, что учет кулоновских корреляций в рамках комбинированного подхода теории функционала электронной плотности и теории динамического среднего поля (метод DFT+DMFT) позволяет объяснить формирование экспериментально регистрируемого диэлектрического состояния в системе  $\text{NaFe}_{1-x}\text{Cu}_x\text{As}$  для  $x \sim 0.5$  (дырочное легирование  $\text{NaFeAs}$ ) [1]. Получено, что описание перехода металл-диэлектрик качественно возможно как в модели сдвига уровня Ферми соединения  $\text{NaFeAs}$ , так и методом сверхъядеек, учитывающим реальное пространственное упорядочение атомов меди и железа в виде цепочек, параллельных направлению  $b$  в тетрагональной элементарной ячейке  $\text{NaFeAs}$ . Установлено, что разрешенные по волновому вектору спектральные функции, соответствующие параметру  $x = 0.5$  согласуются с данными фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением только при использовании метода сверхъядеек.

На втором этапе работы была исследована возможность перехода металл-диэлектрик при легировании медью в системе  $\text{LiFeAs}$ , изоструктурной и изоэлектронной соединению  $\text{NaFeAs}$ . Было показано, что в системе  $\text{LiFeAs}$  дырочное легирование, формально соответствующее составу  $\text{LiFe}_{0.5}\text{Cu}_{0.5}\text{As}$  в модели сдвига уровня Ферми, при условии учета кулоновских корреляций методом DFT+DMFT приводит к формированию энергетической щели в полной аналогии с системой  $\text{NaFe}_{0.5}\text{Cu}_{0.5}\text{As}$ .

Далее, для пространственного упорядочения атомов меди и железа, аналогичного таковому в  $\text{NaFe}_{0.5}\text{Cu}_{0.5}\text{As}$ , методом DFT+DMFT была произведена оптимизация параметров элементарной ячейки гипотетического состава  $\text{LiFe}_{0.5}\text{Cu}_{0.5}\text{As}$  и показано, что данная система характеризуется отрицательной энергией образования и, таким образом, принципиально может существовать.

На основании расчетов спектральных свойств  $\text{LiFe}_{0.5}\text{Cu}_{0.5}\text{As}$  методом сверхъядеек был сделан вывод, что частичное замещение железа медью в соединении  $\text{LiFeAs}$ , в отличие от  $\text{NaFeAs}$ , не приводит к открытию щели в энергетическом спектре, а сопровождается орбитально-селективным переходом металл-диэлектрик.

1. Skornyakov S. L., Anisimov V. I., Leonov I., Phys. Rev. B **103**, 155115 (2021).



## ОБЫЧНАЯ И НЕТРАДИЦИОННАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В БОРИДАХ $R\text{V}_6$ И $R\text{V}_{12}$ : ДИНАМИЧЕСКИЕ СТРАЙПЫ, ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ, ПСЕВДОЩЕЛЬ И ДВУХЩЕЛЕВОЕ СОСТОЯНИЕ

Н.Б. Болотина<sup>1,2</sup>, О.Н. Хрыкина<sup>1,2</sup>, А.Н. Азаревич<sup>1</sup>, К.М. Красиков<sup>1</sup>, Н.Ю. Шицевалова<sup>3</sup>,  
В.Б. Филипов<sup>3</sup>, С.Ю. Гаврилкин<sup>4</sup>, С. Габани<sup>5</sup>, К. Флахбарт<sup>5</sup>, Н.Е. Случанко<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. Прохорова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>ФИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт проблем материаловедения им. Францевича НАНУ, Киев, Украина

<sup>4</sup>Физический институт им. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>5</sup>Институт экспериментальной физики САН, Кошице, Словакия

\*E-mail: [nes@lt.gpi.ru](mailto:nes@lt.gpi.ru)

Выполнены детальные исследования сверхпроводимости в высших боридах  $\text{YV}_6$  ( $T_c \sim 7.4$  К) и  $\text{ZrV}_{12}$  ( $T_c \sim 6$  К) и твердых растворов на их основе с *обычным электрон-фононным* механизмом куперовского спаривания на квазилокальных колебаниях  $R$ -ионов. Показано, что во всех этих соединениях реализуется сверхпроводимость  $s$ -типа в грязном пределе с малой длиной свободного пробега носителей  $l = 5 - 140$  Å и длиной когерентности  $\xi(0) \sim 330$  Å в  $\text{YV}_6$  [1,2] и  $\xi(0) = 450 - 4000$  Å в  $\text{Zr}_{1-x}\text{Lu}_x\text{V}_{12}$  [3]. Для составов  $\text{Zr}_{1-x}\text{Lu}_x\text{V}_{12}$  с  $x < 0.5$  установлена *двухщелевая сверхпроводимость* [3-5] в режиме сильной связи  $\lambda_{e-ph} \sim 1$  для верхней и слабой связи  $\lambda_{e-ph} \sim 0.1$  для нижней зоны при значительном межзонном рассеянии  $\lambda_{12} \sim \lambda_{21} \sim 0.3 - 0.4$ . В боридах  $R\text{V}_6$  и  $R\text{V}_{12}$  выше  $T_c$  обнаружено *псевдощелевое состояние*, выполнены оценки величины псевдощели  $\Delta_{ps-gap} \sim 50$  К [1] для  $\text{YV}_6$  и  $\Delta_{ps-gap} \sim 60 - 100$  К [3-4] для  $\text{Zr}_{1-x}\text{Lu}_x\text{V}_{12}$ .

Прецизионные низкотемпературные исследования рентгеновской дифракции высших боридов обнаруживают, наряду с небольшими статическими ян-теллеровскими структурными искажениями кубической решетки, также *динамические зарядовые страйпы* различных конфигураций, которые трансформируются с понижением температуры и при изменении состава (см., например, [6]). Показано, что в  $\text{ZrV}_{12}$  понижение температуры в диапазоне 30 – 70 К сопровождается перестройкой двумерных типа шахматной доски (checkerboard) конфигураций динамических зарядовых страйпов в линейные полосы заряда, ориентированные преимущественно вдоль выделенных направлений  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 112 \rangle$  в гцк решетке [4,6]. Одновременно с этим формируется треугольная решетка пучностей электронной плотности, расположенных в междоузлиях кристаллической решетки бора в плоскостях, проходящих через атомы бора, которая является суб-структурной разновидностью *волны зарядовой плотности* (–) [6]. Обсуждается природа столь необычных для традиционных низкотемпературных сверхпроводников явлений (динамические зарядовые страйпы, с-ВЗП, псевдощель и двухщелевое состояние), обнаруженных в высших боридах  $R\text{V}_6$  и  $R\text{V}_{12}$ .

*Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 23-22-00297.*

1. Sluchanko N., Glushkov V., Demishev S. et al., Phys. Rev. B **96**, 144501 (2017).
2. Pribulova Z., Marcin M., Kačmarčík J. et al., J. Phys. Mater. **6**, 045002 (2023).
3. Azarevich A., Bogach A., Glushkov V., et al., Phys. Rev. B **103**, 104515 (2021).
4. Bolotina N.B., Khrykina O.N., Azarevich A.N. et al., Phys. Rev. B **105**, 054511 (2022).
5. Kirschner F.K.K., Sluchanko N.E., Filipov V.B. et al., Phys. Rev. B **98**, 094505 (2018).
6. Bolotina N.B., Khrykina O.N., Azarevich A.N. et al., Sol. St. Sciences **142**, 107245 (2023).



## СУПЕРРЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ В СПЕКТРЕ ФОНОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИ ОТКРЫТЫХ СЛОИСТЫХ МАГНИТНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

О.С. Сухорукова<sup>1</sup>, А.С. Тарасенко<sup>1</sup>, С.В. Тарасенко<sup>1</sup>, В.Г. Шавров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

Согласно [1] формирование интерференционного связанного состояния в сплошном спектре излучения двух резонансных состояний возможно, если без учета радиационного взаимодействия между ними их энергии вырождены, а излучение обоих состояний происходит в один и тот же радиационный канал и имеет характер деструктивной интерференции. Такие связанные состояния в континууме (ССК) имеют нулевую радиационную ширину и не взаимодействуют ни с одним из состояний сплошного спектра, однако в окрестности ССК в бездиссипативной модели добротность соответствующего радиационного состояния может быть сделана сколь угодно большой [1] («суперрезонансные» состояния, согласно терминологии [2]).

Это представляет не только научный, но и практический интерес, стимулируя постоянный, все нарастающий поток научных публикаций в данном направлении. Одновременно в последние годы также резко выросло внимание и к перспективам создания нового класса энергоэффективных устройств спинтроники, использующих как единицу информации не спин электрона, а его вращательный момент. Однако создание реалистических моделей соответствующих магнитных гетероструктур требует корректного учета динамики магнанных поляронов (гибридных состояний, являющихся результатом когерентной магнитоупругой (МУ) связи между спиновой и упругой волнами) [3]. Тем не менее до сих пор вопрос о возможности формирования указанных «интерференционных» ССК в спектре вытекающих поверхностных магнанных поляронов не обсуждался, несмотря на то, что условия формирования поверхностных ССК в электромагнитном спектре излучения открытых полуграниченных оптоэлектронных структур были рассмотрены еще в [4].

Цель данного сообщения – выяснение в рамках бездиссипативного приближения условий, при которых для магнитной сэндвич-структуры возможно формирование интерференционных ССК в спектре вытекающих поверхностных магнанных поляронов; анализ особенностей реализации незеркальных эффектов, сопровождающих в этом случае отражение падающей извне на поверхность слоистой магнитной гетероструктуры объемной квазиплоской или квазимонохроматической упругой волны.

Впервые показано, что гибридизация магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий может приводить к образованию связанных состояний интерференционного типа в спектре излучения вытекающих поверхностных магнанных поляронов. Вблизи таких «темных» состояний ширина их излучения может быть произвольно малой («суперрезонанс»), в результате чего для внешней квазиплоской упругой волны, падающей на магнитный слой, продольный эффект Шоха неограниченно возрастает (в бездиссипативном приближении), а эффекты нулевого рассеяния поля падающей волны и расщепления отраженной волны подавляются.

*Работа поддержана РФФ, грант номер 20-19-00745-П.*

1. Friedrich H., Wintgen D., Phys. Rev. A. **32**, 3231 (1985).
2. Рыбин М.В., Лимонов М.Ф., УФН **8**, 881 (2019).
3. Li Y., Zhao C., Zhang W., APL Mater. **9**, 060902 (2021).
4. Molina M.I., Miroshnichenko A.E., Kivshar Y.S., Phys. Rev. Lett. **108**, 070401 (2012).



## ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ПЕРЕХОД В СПЕКТРЕ МАГНОНОВ СКИРМИОННОГО КРИСТАЛЛА

*В.Е. Тимофеев<sup>1,2\*</sup>, Ю.В. Барамыгина<sup>1,2</sup>, Д.Н. Аристов<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>НИЦ «КИ», Петербургский Институт Ядерной Физики, Гатчина, Россия

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: [timofeevictor@gmail.com](mailto:timofeevictor@gmail.com)

Магнитные скирмионы – топологически нетривиальные вихри локальной намагниченности. Известно, что в ряде нецентросимметричных киральных магнетиков с взаимодействием Дзялошинского-Мории скирмионы упорядочиваются в решётки, образуя скирмионный кристалл (СкК).

В работе исследуется модель тонкой ферромагнитной плёнки с взаимодействием ДМ во внешнем магнитном поле при низкой температуре, когда локальная намагниченность насыщена. Известно, что в такой модели СкК отвечает минимуму энергии в широком диапазоне значений внешнего магнитного поля. Для построения равновесной конфигурации СкК мы используем стереографическое представление, в котором компоненты локальной намагниченности переписываются через функцию комплексного переменного. Такой подход позволяет представить образ СкК как сумму стереографических образов отдельных скирмионов, упорядоченных в регулярную решётку, после чего минимум энергии достигается поиском оптимального шага решётки, подбором профиля и вариацией радиуса отдельных скирмионов.

Мы исследуем динамику СкК, рассматривая инфинитезимальные флуктуации стереографического образа равновесной конфигурации. В лагранжевом формализме мы ограничиваемся гармоническим приближением и исследуем нормальные моды системы [1]. Для однородной конфигурации намагниченности такой подход эквивалентен построению стандартной линейной теории спиновых волн, однако, на фоне неколлинеарного основного состояния возникает сложная зонная структура элементарных возбуждения СкК, чувствительная к внешнему магнитному полю.

Элементарные возбуждения в такой системе можно классифицировать в терминах волн деформаций скирмионов в решётке: гиротропная голдстоуновская мода [2], вращения по часовой стрелке (CW), против часовой стрелки (CCW), дилатации (Br) и др.[3] Оказывается, что наряду с тривиальными зонами, существуют низкоэнергетические дисперсионные ветки с отличными от нуля числами Черна. Мы показываем, что с ростом магнитного поля, в зонной структуре происходит топологический переход: щель между CCW и Br зонами закрывается, это сопровождается сменой топологического характера зон. Мы предлагаем модельный гамильтониан, позволяющий описать исследуемый переход. Результаты в рамках такого модельного подхода качественно совпадают с полным численным расчётом зонной структуры. Подобный переход должен сопровождаться изменением тепловых транспортных свойств в системе, а также может играть роль в возникновении краевых магнонных состояний.

1. Timofeev V.E. and Aristov D.N., Phys. Rev. B **105**, 024422 (2022).
2. Timofeev V.E. and Aristov D.N., JETP Letters **118**, 455 (2023).
3. Timofeev V.E. and Aristov D.N., JETP Letters **117**, 676 (2023).





## ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ НЕМАТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ В МАГНЕТИКЕ С $S=2$

О.А. Космачев<sup>1</sup>, Ю.А. Фридман<sup>1\*</sup>, Б.А. Иванов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Крымский федеральный университет им.В.И.Вернадского, Симферополь, Россия

<sup>2</sup>Государственный университет г. Неймегена, Институт изучения молекул и материалов, 6525 АЖ Неймеген, Нидерланды

\*E-mail: [yurii Fridman@gmail.com](mailto:yurii Fridman@gmail.com)

Одной из наиболее «горячих» тем физики магнетизма является поиск новых фазовых состояний магнитоупорядоченных систем. Одним из таких необычных состояний является спин-нематическое упорядочение. Нематическое состояние аналогично упорядоченным фазам молекул в жидких кристаллах, и связано со спиновым мультипольным (например, квадрупольным) упорядочением, а спонтанное нарушение симметрии определяется бесследовым тензором второго ранга  $Q_{\alpha\beta} = S_{\alpha}S_{\beta} + S_{\beta}S_{\alpha} - \delta_{\alpha\beta}[S(S+1)/3]$ . Особый интерес вызывают теоретические и экспериментальные исследования бозе-конденсата ультрахолодных атомов щелочных металлов со спином  $S=2$ . Целью данной работы является исследование фазовых состояний и динамических свойств изотропно магнетика со спином магнитного иона  $S=2$  и учётом всех высших спиновых инвариантов. Гамильтониан такой системы можно представить в виде:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{n \neq n'} \{J_{nn'}(\vec{S}_n \vec{S}_{n'}) + K_{nn'}(\vec{S}_n \vec{S}_{n'})^2 + D_{nn'}(\vec{S}_n \vec{S}_{n'})^3 + F_{nn'}(\vec{S}_n \vec{S}_{n'})^4\}, \quad (1)$$

где суммирование производится по всем парам ближайших соседей, допускающей разбиение на две эквивалентные подрешетки с векторами трансляций  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{n}'$ ;  $J, K, D, F$  – обменные интегралы, соответствующие различным спиновым инвариантам. В дальнейшем мы рассмотрим все возможные значения и комбинации знаков обменных интегралов. а также возможность разбиения на подрешетки. Рассмотрение проводится для случая низких температур.

Отметим некоторые особенности формирования нематических состояний. Так, основное состояние одноподрешеточного нематика с  $S=2$  принципиально отличается от нематических состояний с  $S=1$  и  $3/2$ . Геометрические образы нематических фаз с  $S=1$  и  $3/2$  являются одноосные эллипсоиды, тогда как в рассматриваемой системе геометрическим образом спинового нематика является двухосный эллипсоид. Это свидетельствует о различных симметричных свойствах нематиков в магнетиках с различными значениями спина. Существенную роль при формировании нематических фаз играет знак констант обменного взаимодействия, особенно константы  $F$  при спиновом инварианте четвертой степени. При определенном соотношении материальных параметров в системе возникают еще два устойчивых фазовых состояния, но не с тензорным упорядочением, а дипольным. Это так называемые FiM фазы, т.е. двухподрешеточные состояния, в которых магнитный момент одной из подрешеток не насыщен, а во второй – максимально насыщен. Необходимо отметить полученные нами результаты хорошо согласуются с результатами [1]. Однако результаты данной работы имеют более общий характер, нежели работы [1], поскольку в ней исследованы только одноподрешеточные состояния.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 23-22-00054).*

1. Turner A.M., Barnett R., Demler E. and Vishwanath A., Phys. Rev. Lett. **98**, 190404 (2007).



## ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ НАНОПРОВОЛОКЕ С ЛОКАЛЬНЫМИ КУЛОНОВСКИМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

*М.С. Шустин<sup>1\*</sup>, С.В. Аксенов<sup>2</sup>, И.С. Бурмистров<sup>1,3</sup>*

<sup>1</sup>Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау, Черноголовка, Россия

<sup>2</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>3</sup>НИУ Высшая школа экономики, Москва, Россия

\*E-mail: [mshustin@yandex.ru](mailto:mshustin@yandex.ru)

Исследование взаимного влияния зарядовых корреляций и топологического порядка в фермионных системах является актуальной проблемой физики конденсированного состояния [1]. Нами проведено развитие теории флуктуационных топологических переходов (ФТП) в нанопроволоках класса BDI с кулоновским взаимодействием [2]. Последние рассматривались в рамках модели цепочки Китаева с дальними перескоками и сверхпроводящими спариваниями, а также межузельным отталкиванием фермионов на соседних узлах интенсивности  $V$ . Было продемонстрировано, что построенный на функциях Грина топологический инвариант,  $N_{BDI}$ , для такой системы распадается на сумму среднеполевого и флуктуационного вкладов:  $N_{BDI} = N_{BDI}^{mf} + N_{BDI}^{fl}$ . Существование последних обусловлено остаточными взаимодействиями между боголюбовскими квазичастицами за пределами среднеполевого описания. При этом, оказалось, что флуктуационные поправки формируют ненулевые значения  $N_{BDI}^{fl}$  лишь вблизи линий изменения  $N_{BDI}^{mf}$ , а максимальная ширина модифицированных флуктуациями областей топологической диаграммы вблизи этих линий  $\sim V^2$ .

Механизм ФТП тесно связан со свойствами аномальных компонент квазичастичных функций Грина на нулевой частоте –  $Y_k$ . Последние имеют нодальные точки  $k_*$ , часть из которых располагается рядом с точками минимума среднеполевого спектра  $\epsilon_k$ . Если флуктуационные ренормировки спектра,  $\delta\epsilon_k < 0$ , такие, что  $|\delta\epsilon_{k_*}| > \epsilon_{k_*}$ , в системе происходит перезакрытие щели ренормированного спектра, сопровождающееся заполнением соответствующих «нодальных мод» и топологическими переходами. Сказанное отвечает известному механизму топологических переходов в сверхпроводниках [3], но рассмотренному не в ансамбле слабо взаимодействующих фермионов, а в ансамбле боголюбовских квазичастиц.

Также, найденные флуктуационные топологические фазы можно рассматривать как топологический аналог т.н. промежуточного порядка (vestigial order), реализуемого в системах с композитным параметром порядка [4]. Так, остаточные взаимодействия между квазичастицами можно рассматривать как поправки, описывающие флуктуации зарядового и сверхпроводящего порядков. Сильное развитие таких флуктуаций вблизи границ топологических фаз может индуцировать дополнительные переходы, обусловленные зарядовыми флуктуациями.

*Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда № 22-42-04416.*

1. C.-K. Chiu, J.C.Y. Teo, A.P. Schnyder, S. Ryu, Rev. Mod. Phys. **88**, 035005 (2016).
2. M. S. Shustin, S. V. Aksenov, I. S. Burmistrov, arXiv:2310.14035
3. N. Read and D. Green, Phys. Rev. B **61**, 10267 (2000)
4. R. M. Fernandes, P. P. Orth, and J. Schmalian, Ann. Rev. Cond. Mat. Phys. **10**, 133 (2023)

# СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

---



## КОНТРОЛИРУЕМОЕ СЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ БОЗОНОВ В ДВУМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

С.В. Андреев<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Physikalisches Institut, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Freiburg, Germany

<sup>2</sup>Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: [Serguey.Andreev@gmail.com](mailto:Serguey.Andreev@gmail.com)

Резонансное спаривание играет ключевую роль в синтезе углерода в ядрах звёзд [1], сверхпроводимости [2], а также в лабораторном получении ультра-холодных молекул (т.н. резонанс Фано-Фешбаха) [3]. Возможность регулировать отстройку от резонанса в последнем случае привела к развитию физики квантовых газов с сильными корреляциями [3] и “безбарьерной” квантовой химии [4]. В случае, когда реагентами являются бозонные поля (макроскопически заселённые моды в вырожденном Бозе газе), реакция синтеза приобретает стимулированный характер [5].

Электромагнитные бозонные моды в двумерных прямозонных полупроводниках — экситоны или экситонные поляритоны — представляют большой практический интерес для развивающихся квантовых технологий. По сути, электромагнитный бозон представляет из себя фотон «одетый» электронно-дырочными возбуждениями. Кулоновские взаимодействия между электронами и дырками приводят к оптическим нелинейностям при низких плотностях. Идея получить контроль над такой нелинейностью путём резонансного спаривания электромагнитных бозонов развивалась множеством авторов [6], включая докладчика [7], но рабочий вариант до сих пор не был найден.

В данном докладе мы представим новый механизм резонансного спаривания обусловленный обменным взаимодействием между электроном и дыркой в экситоне. Резонанс достигается путём приложения поперечного магнитного поля, когда «отщеплённый» полев канал рассеяния приближается к глубоко-связанному состоянию (би-экситону). В общем случае, резонанс является  $d$ -волновым [8]. Однако, одноосная деформация в плоскости полупроводниковой структуры приводит к появлению также  $s$ -волнового вклада [9]. В отличие от ранее известных механизмов [6,7], включая атомный резонанс Фано-Фешбаха [3], в нашем случае появляется дополнительная возможность управлять шириной резонанса меняя величину деформации. Мы обсудим синтез двумерных молекул, стимулированные реакции слияния электромагнитных бозонов, являющиеся аналогами генерации второй гармоники в нелинейной оптике, а также экзотические коллективные состояния и фазовые переходы [8,10].

1. Salpeter E.E., Nuclear reactions in stars without hydrogen, *Astrophys. J.* **115**, 326 (1952).
2. Pines D., Superconductivity in the periodic system, *Phys. Rev.* **109**, 280 (1958).
3. Chin C., et. al, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1225 (2010).
4. Bell M.T. and Softley T.P., *Mol. Phys.* **107**, 99 (2009).
5. Zhang Z., Nagata S., Yao K.-X. and Chin C., Many-body chemical reactions in a quantum degenerate gas, *Nature Physics* (2023).
6. Carusotto I., Volz T., and Imamoğlu A., *Europhys. Lett.* **90**, 37001 (2010); Wouters M., *Phys. Rev. B* **76**, 045319 (2007); Takemura N., et. al., *Nature Physics* **10**, 500 (2014); Denning E.V., Knorr A., Katsch F. and Richter M., *Phys. Rev. B* **106**, 195307 (2022).
7. Andreev S.V., *Phys. Rev. B* **94**, 140501(R) (2016).
8. Andreev S.V., *Phys. Rev. B* **106**, 155157 (2022).
9. Andreev S.V., arXiv:2306.14225 (2023).
10. Andreev S.V., *Phys. Rev. B* **103**, 184503 (2021).



## СТОХАСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ В КОНДЕНСАТАХ ЭКСИТОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ

*Н.А. Асриян<sup>1\*</sup>, А.А. Елистратов<sup>1</sup>, Ю.Е. Лозовик<sup>2,3,1</sup>*

<sup>1</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова» (ФГУП «ВНИИА»),  
Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт спектроскопии РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

\*E-mail: [norikas@ya.ru](mailto:norikas@ya.ru)

Задачей данной работы является исследование частично когерентных состояний, возникающих в конденсатах экситонных поляритонов по причине конечного времени жизни этих квазичастиц. Для этого мы использовали стандартную технику разделения квантовой системы на подсистему и квазиравновесный резервуар. Для системы поляритонов с нерезонансной накачкой таким резервуаром выступают горячие экситоны (см. [1]). При помощи диаграммной техники Келдыша показано, что при малых флуктуациях уравнение эволюции однородного параметра порядка конденсата может быть представлено в форме комплексного уравнения Ито (см. также [2]):

$$d\psi = \kappa(r_0^2 - |\psi|^2)\psi dt + \sqrt{Q}\omega\sqrt{dt}, \quad (1)$$

где  $r_0$  – среднеполевое значение модуля параметра порядка,  $\omega$  – нормально распределённая комплексная случайная величина с единичной дисперсией действительной и мнимой компонент. Величины  $Q$  и  $\kappa$  выражены через собственно-энергетические части, описывающие резервуар горячих экситонов.

Для исследования степени когерентности конденсата часто используется одновременная функция когерентности второго порядка  $g_2(0)$  (см. [3], где описаны и другие возможности). Из решений уравнения (1) выведено аналитическое выражение, связывающее  $g_2(0)$  с временем жизни фотонов в микрополости и характеристиками экситонного резервуара. Таким образом, развита модель, позволяющая аналитически продемонстрировать как уменьшение времени жизни фотона уменьшает степень когерентности конденсата (т.е. увеличивает  $g_2(0)$ ). Это и является основным результатом работы.

1. N.A. Asriyan, A.A. Elistratov, and Yu. E. Lozovik, *Quantum* **7**:1144 (2023),
2. M. Wouters and V. Savona, *Phys. Rev. B*, **79**(16):165302 (2009),
3. Carolin Lüders, Matthias Pukrop, Elena Rozas, Christian Schneider, Sven Höfling, Jan Sperling, Stefan Schumacher, and Marc Aßmann, *PRX Quantum*, **2**(3):030320 (2021).



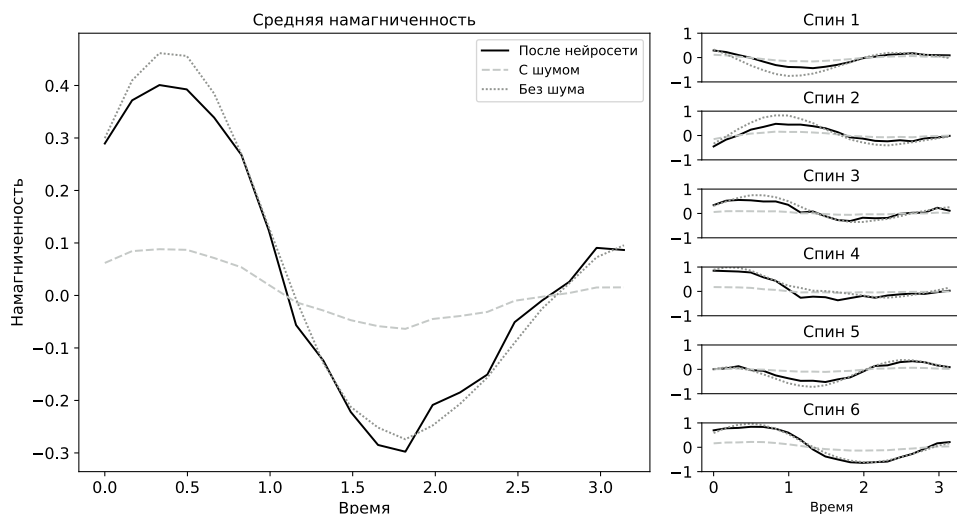
## ПРИМЕНЕНИЕ ЭХО-ЭВОЛЮЦИИ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ДАННЫХ ДЛЯ СМЯГЧЕНИЯ ВЛИЯНИЯ ОШИБОК КВАНТОВЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ

*Д.В. Бабухин*

Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, г. Москва, Россия  
\*E-mail: [dv.babukhin@gmail.com](mailto:dv.babukhin@gmail.com)

Современные квантовые процессоры представляют собой устройства малого размера (около 100 кубитов) с конечным временем жизни квантового состояния регистра и неидеальными вентилями. На текущем уровне развития, работа квантовых процессоров осуществляется без применения кодов коррекции ошибок, которые в перспективе позволят осуществлять отказоустойчивые квантовые вычисления. Альтернативой кодам коррекции ошибок для сегодняшних процессоров являются методы смягчения влияния квантовых ошибок (quantum error mitigation), позволяющие скомпенсировать неидеальность квантовых процессоров с помощью увеличения количества данных и пост-обработки результатов.

Одним из подходов к смягчению влияния ошибок является обучение нейронных сетей преобразованию из зашумлённых данных в безшумные. Однако, обучение нейронной сети требует наличия бесшумных данных, получение которых для систем большого размера является классически-трудной задачей. В данной работе демонстрируется метод, позволяющий генерировать как зашумлённые, так и бесшумные данные для задачи симуляции динамики спиновой системы. Полученные таким методом данные позволяют обучить нейронную сеть смягчению влияния ошибок в реализации оператора эволюции посредством неидеальных квантовых вентиляей.



**Рис. 1.** Результат смягчения влияния квантовых ошибок на динамику спиновой системы из 6 спинов.



## АНАЛИЗ НЕМАРКОВСКОЙ ДИНАМИКИ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ

И.И. Лучников<sup>1,2,3</sup>, Е.О. Киктенко<sup>1,3,4</sup>, М.А. Гавреев<sup>1,3\*</sup>, Х. Уердан<sup>2</sup>, И.И. Лучников<sup>1,2,3</sup>,  
С.Н. Филлипов<sup>3,4,5</sup>, А.К. Федоров<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Российский квантовый центр, Сколково, Москва, Россия

<sup>2</sup>Центр энергетических наук и технологий Сколковского института науки и технологий, Москва, Россия

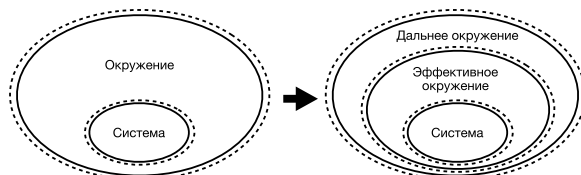
<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Московская область, Россия

<sup>4</sup>Отдел математических методов квантовых технологий, Математический институт им. Стеклова РАН, Москва, Россия

<sup>5</sup>Физико-технический институт Валиева РАН, Москва, Россия

\*E-mail: [m.gavreev@rqc.ru](mailto:m.gavreev@rqc.ru)

Понимание влияния окружающей среды на квантовую динамику имеет критическое значение для дальнейшего прогресса в разработке масштабных управляемых квантовых систем [1]. Однако эффекты памяти являются одной из наиболее сложных проблем на пути к правильному описанию открытых квантовых систем. На практике можно воспользоваться имеющимися экспериментальными данными и заменить моделирование на основе первых принципов анализом на основе данных, который зачастую намного проще. Мы предлагаем основанный на данных подход к анализу немарковской динамики открытых квантовых систем.



**Рис. 1.** Иллюстрация марковского вложения для системы, взаимодействующей с окружающей средой.

В качестве входных данных наш метод принимает набор данных, состоящий из измеренных квантовых траекторий. Восстанавливая их минимальное марковское вложение [2] (Рисунок 1), наш алгоритм улавливает наиболее важные характеристики открытых квантовых систем, такие как размерность эффективного окружения, собственные частоты совместной квантовой динамики система-окружение.

Кроме того, марковское вложение позволяет прогнозировать динамику и производить фильтрацию шума в измеренных квантовых траекториях. Наш подход имеет ряд характерных особенностей:

- Марковское вложение обеспечивает интерпретируемую модель открытой квантовой динамики, которая содержит информацию о свойствах всей системы.
- Процедура построения марковского вложения основана на матричных разложениях, гарантирующих сходимость к оптимальному решению.
- Алгоритм оснащен модулем автоматического выбора модели.

*Работа выполнена при поддержке Российской дорожной карты по квантовым вычислениям (Контракт № 868-1.3-15/15-2021, от 5 октября 2021 г.).*

1. T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, J.L. O'Brien, Nature (London) **464**, 45–53 (2010).
2. A. A. Budini, Physical Review A **88**, 032115 (2013)



## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКОЙ ПЛЕНКИ $\text{YFeO}_3$ НА ПОДЛОЖКЕ $\text{SrTiO}_3$

Г.С. Дедов<sup>1\*</sup>, А.О. Шориков<sup>2,3,1</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup>Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия

\*E-mail: [Grigory.Dedov@urfu.me](mailto:Grigory.Dedov@urfu.me)

Высокосимметричные соединения со структурой перовскита  $\text{ABO}_3$  редко проявляют свойства мультиферроика - магнитное и сегнетоэлектрическое упорядочения в одной и той же фазе, способные влиять друг на друга. Однако такое упорядочение наблюдалось в соединениях со структурой перовскита, связанное с понижением симметрии и смещением катиона В вдоль одной из кристаллографических осей. Такого же искажения можно добиться, используя многослойные пленочные материалы, которым легче изменять свою структуру за счет эпитаксиальной деформации, что открывает целый класс соединений - плёночных мультиферроиков.

В данной работе рамках метода  $\text{GGA}+U$  с помощью пакета Quantum Espresso были исследованы электронная структура и магнитные свойства тонкой пленки  $\text{YFeO}_3$  на подложке  $\text{SrTiO}_3$ . Было получено, что в пленке наименьшую полную энергию имеет ферримагнитное упорядочение близкое к АФМ А-типа. В отличие от стехиометрического  $\text{YFeO}_3$ , который является АФМ G-типа и диэлектриком с величиной щели 2.57 эВ, в тонкой пленке  $\text{YFeO}_3/\text{SrTiO}_3$  был получен переход в металлическое состояние с малой плотностью на уровне Ферми, сопровождаемый переходом из высокоспинового в промежуточнospиновое состояние. Были получены значения магнитных моментов для тонкоплёночного  $\text{YFeO}_3$   $3.10 \mu_B$  и  $2.77 \mu_B$  для атомов Fe в поверхностном слое и слое интерфейса, соответственно. Для стехиометрического  $\text{YFeO}_3$  магнитный момент равен  $3.63 \mu_B$ . Полная релаксация позиций атомов привела к смещению атома железа на поверхности пленки из плоскости на  $0.12 \text{ \AA}$ , образованной ближайшими кислородами, атомы кислорода также смещаются, что соответствует наклону на  $16^\circ$  и повороту на  $1.6^\circ$  пирамидок  $\text{FeO}_5$ , что приводит к возникновению электрической поляризации  $15,1 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ , что находится в хорошем согласии с экспериментом [1]. Дополнительно были рассчитаны обменные параметры в модели Гейзенберга для стехиометрического и тонкоплёночного образца, знаки и величины которых согласуются с переходом из G-типа АФМ упорядочения в А-тип.

Проведенные расчеты показывают, что эпитаксиальная деформация приводит к существенным искажениям кристаллической структуры, особенно выраженным в поверхностном слое. Данные искажения приводят к смещению атома железа и возникновению существенной электрической поляризации. Выбор подложки с соответствующей постоянной решетки является простым способом получить интерфейс с нужными электрическими и магнитными свойствами.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-72-30043 и частично в рамках проекта Госзадания, шифр «Электрон» Г.р. № 122021000039-4.*

1. Shang, M., Wang, C., Chen, Y., Sun, F. and Yuan, H. Materials Letters, **175**, 23 (2016).





## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧЕТВЕРНЫХ СПЛАВОВ С ВЫСОКОЙ СПИНОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

*И.С. Дедов*<sup>1\*</sup>, *А.В. Лукоянов*<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [ilya.dedov@urfu.me](mailto:ilya.dedov@urfu.me)

В последние годы увеличивается интерес к спинтронике, использующей спиновый ток [1]. Важной задачей является поиск материалов с необходимыми для спинтроники свойствами. Среди сплавов Гейслера было обнаружено множество соединений с полуметаллическими (half-metallic) свойствами и даже целым магнитным моментом [2]. Такие материалы в одной спиновой проекции не имеют электронных состояний на уровне Ферми и являются изоляторами, а в другой проекции являются металлами, в результате чего в них формируется спин-поляризованный ток, используемый в устройствах спинтроники [3].

В данной работе были исследованы четвертные сплавы Гейслера в X-структуре с пространственной группой  $F43m$  Fe-Rh-Mn-Al с разными типами атомного упорядочения в элементарной ячейке.

Для теоретических расчетов применялось спин-поляризованное приближение обобщенной градиентной поправки GGA в пакете Quantum ESPRESSO. Расчет показал, что 24 конфигурации сходятся к 6 различным решениям. В двух типах атомного упорядочения с наименьшей полной энергией Fe(4c)Rh(4d)Al(4b)Mn(4a) и Mn(4c)Al(4d)Fe(4b)Rh(4a) реализуется полуметаллическое ферримагнитное состояние, в котором спиновая поляризация на уровне Ферми близка к единице. Были получены следующие значения полных магнитных моментов для FeRhAlMn и MnAlFeRh: 3.01 и 3.19  $\mu_B$ /форм.ед. соответственно. В остальных случаях полуметаллическое состояние не сохраняется. В FeAlRhMn магнитный момент на ионе марганца компенсирует моменты на остальных ионах, и полный момент оказывается близок к нулю. В типах атомного упорядочения с большими энергиями (MnFeRhAl, AlRhFeMn) также реализуется металлическое состояние, а магнитные моменты на ионах упорядочены ферримагнитно.

Таким образом, в работе выполнены поисковые исследования новых четверных сплавов с различным типом атомного упорядочения, среди которых обнаружены новые сплавы FeRhAlMn и MnAlFeRh. В них реализуется полуметаллическое ферримагнитное состояние с наименьшей полной энергией в группе сплавов с таким же химическим составом, что говорит об устойчивости полуметаллического состояния. Другие типы атомного упорядочения менее энергетически выгодны, при этом данные сплавы являются ферримагнитными металлами с низкой спиновой поляризацией. С учетом полуметаллического состояния и высокой спиновой поляризации четверные сплавы FeRhAlMn и MnAlFeRh имеют перспективы для применения в устройствах спинтроники.

*Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда 22-42-02021.*

1. Wei H., Sadamichi M., Nat. Mater. **19**, 139 (2020).
2. Xingmiao G., Zhaoning N., Comput. Mater. Sci. **154**, 442 (2018).
3. Bainsla L., Suresh K.G., Appl. Phys. Rev. **3**, 031101 (2016).



## ФЕРМИОННЫЙ ТРАНСПОРТ ЧЕРЕЗ КВАНТОВЫЙ ТОЧЕЧНЫЙ КОНТАКТ

И.В. Дудинец<sup>1,2\*</sup>, О.В. Лычковский<sup>3,4</sup>

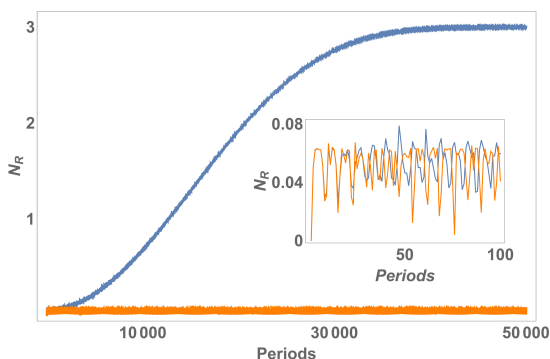
<sup>1</sup>Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий «МЦКТ», Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

<sup>3</sup>Автономная некоммерческая образовательная организация высшего образования «Сколковский институт науки и технологий», Москва, Россия

<sup>4</sup> Математический институт им. В.А. Стеклова РАН, Москва, Россия

\*E-mail: [dudinets@phystech.edu](mailto:dudinets@phystech.edu)



**Рис. 1.** Среднее число частиц  $N_R$  в одной из цепочек в зависимости от количества периодов гармонического потенциала, описывающего КТК, при частоте выше критической,  $\omega > \omega_c$ , для взаимодействующих (синяя кривая) и невзаимодействующих (оранжевая кривая) фермионов. Размер системы  $2L = 12$  сайтов и  $N_f = 6$  фермионов. Вставка: тот же график для меньшего количества периодов.

тока, несмотря на разницу в плотностях частиц между цепочками.

В настоящей работе с использованием методов тензорных сетей [2], а также точной диагонализации [3] моделируется поведение системы при наличии взаимодействия частиц для наиболее важных классов КТК. Наши результаты показывают наличие небольшого тока даже для больших частот  $\omega$ , приводящего к термализации системы после большого числа циклов (см. Рис. 1).

Мы показываем, что ток исчезает в термодинамическом пределе (бесконечный размер системы).

1. Gamayun O., Slobodeniuk A., Caux J.S. and Lychkovskiy O. Nonequilibrium phase transition in transport through a driven quantum point contact, *Phys. Rev. B* **103**, L041405 (2021).
2. Weinberg P. and Bukov M. Quspin: a python package for dynamics and exact diagonalisation of quantum many body systems. part II: bosons, fermions and higher spins, *SciPost Phys.* **7**, 97 (2019).
3. Fishman M., White S.R. and Stoudenmire E.M. The ITensor Software Library for tensor network calculations, *SciPost Physics Codebases* **004** (2022)



## ЗОННЫЙ МЕТАМАГНЕТИЗМ В СИСТЕМАХ С ГИГАНТСКИМИ ОСОБЕННОСТЯМИ ВАН ХОВА В ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ

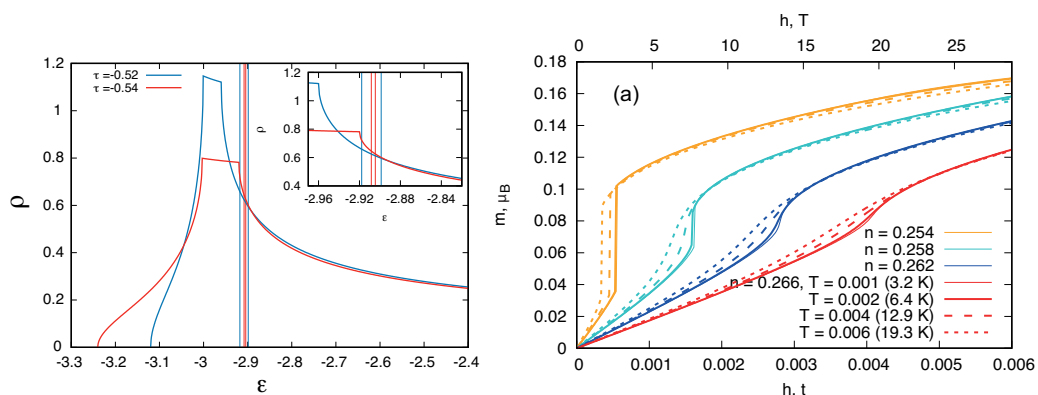
П.А. Игошев<sup>1</sup>, Ф.А. Василевский<sup>1,2</sup>, В.Ю. Ирхин<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [valentin.irkhin@imp.uran.ru](mailto:valentin.irkhin@imp.uran.ru)

Исследуется зонный метамагнетизм в модели Хаббарда для ГЦК решетки. При этом соотношение интегралов переноса между ближайшими и следующими за ближайшими соседями  $t$  и  $t'$  выбрано так, чтобы обеспечить возникновение особенности плотности электронных состояний в виде узкого плато ван Хова. Показана возможность существования метамагнетизма (скачка намагниченности в поле) и значительного парапроцесса при определенных параметрах модели – вблизи ферромагнитной неустойчивости. Найдена зависимость величины скачка от концентрации электронов  $n$ . Рассмотрено влияние температуры  $T$  на зонный магнетизм в области метамагнетизма. Представлена фазовая диаграмма, демонстрирующая фазовые переходы парамагнетик–метамагнетик–ферромагнетик.



**Рис. 1.** (а) Плотность состояний  $\rho(\epsilon)$  при  $\tau = t'/t = -0.52$  и  $\tau = -0.54$ . Горизонтальная пунктирная линия показывает значение  $\rho(\epsilon)$ , обеспечивающее выполнение критерия Стонера  $U\rho(\epsilon) = 1$  при  $U = 1.5t$ . (б) Зависимость намагниченности от магнитного поля при различных значениях концентрации и температуры для  $\tau = -0.52$  для  $U = 1.5$ .

Исследована зависимость критического поля  $h_c$  и скачка намагниченности  $\Delta m$  от температуры и кривизны плотности состояний  $\rho(\epsilon)$  вблизи энергии Ферми. Обсуждается возможность описания метамагнитного перехода в рамках разложения по теории Ландау.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 23-42-00069).

1. Левитин Р. З., Маркосян А. С., УФН **155**, 623 (1988).



## УСТОЙЧИВОСТЬ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Л.А. Калякин

Институт математики с ВЦ УФИЦ РАН, Уфа, Россия

E-mail: [klenru@mail.ru](mailto:klenru@mail.ru)

Для полулинейных дифференциальных уравнений в частных производных рассматривается решение в виде плоской волны, бегущей с постоянной скоростью  $v$ . Такое решение определяется из обыкновенного дифференциального уравнения. Волна, которая стабилизируется на бесконечности к равновесиям, соответствует фазовой траектории, соединяющей неподвижные точки. Принципиальным вопросом для возможности использования таких решений в приложениях является их устойчивость в линейном приближении. Задача об устойчивости решается для волны, которая соответствует траектории из седла в узел [1]. Известно, что скорость в этом случае определяется неоднозначно. В докладе указан способ нахождения границы скоростей устойчивых волн для параболических и гиперболических уравнений, легко реализуемый численно.

В качестве приложения проанализировано уравнение, описывающее динамику доменной стенки в слабом ферромагнетике [2]

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \alpha \frac{\partial \phi}{\partial t} + \sin \phi \cos \phi + w \sin \phi = 0, \quad t > 0, \quad x \in \mathbb{R}; \quad \alpha, w = \text{const} > 0.$$

Для скорости  $v = v_z(w)$ , удовлетворяющей соотношению  $\alpha v / \sqrt{1 - v^2} = w$ , известно решение  $\phi = \Phi_0(s)$  бегущей волны в явной форме [2]:

$$\Phi_0(s) = 2 \arctan \exp(s), \quad s = (x - vt) / \sqrt{1 - v^2}. \quad (1)$$

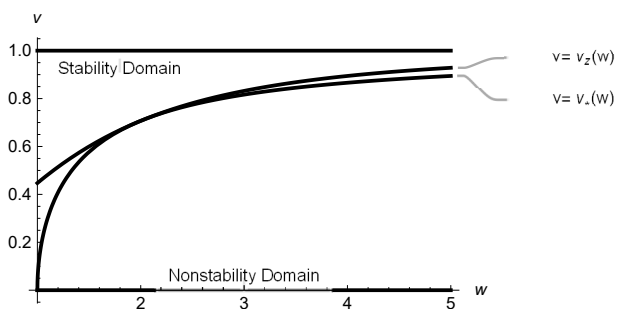


Рис. 1. Область устойчивости

Поскольку функция (1) монотонна, то такая волна устойчива в линейном приближении независимо от параметра  $w$ . Обсуждается вопрос о существовании других устойчивых волн  $\phi = \Phi(s)$ , с другими скоростями  $v$  при разных  $w > 0$ .

Установлена область параметров  $(w, v)$ , Рис. 1, при которых существует волна, устойчивая в линейном приближении.

Разные части границы области описывается разными формулами. Часть границы совпадает с  $v = v_z(w)$ ,  $1 < w < 2$ . Другая часть описывается критической скоростью  $v = v_*(w)$ ,  $w \geq 2$ , при которой происходит бифуркация равновесия  $\Phi \equiv \pi$  из узла в фокус.

1. van Saarloos W., Physics reports **386**, 29-222, (2003)

2. Zvezdin A.K., Письма в ЖЭТФ **29**, 605-610 (1979).



## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СПИНОВОГО И АБРИКОСОВСКОГО ВИХРЕЙ В ДОПИРОВАННОМ ТОПОЛОГИЧЕСКОМ ИЗОЛЯТОРЕ

А.В. Капранов<sup>1,2,3\*</sup>, Р.Ш. Акзянов<sup>1,2,3</sup>, А.Л. Рахманов<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия

\*E-mail: [kapranov.av@phystech.edu](mailto:kapranov.av@phystech.edu)

Так называемые топологические сверхпроводники проявляют множество необычных свойств, которые представляются интересными для приложений в области спинтроники и квантовых вычислений. В частности, в этих материалах предсказано и экспериментально подтверждено существование возбуждений типа фермионов Майораны. В нашей работе мы предложили один из возможных способов создать фермионы Майораны в топологических сверхпроводниках [1]. В качестве конкретной системы, в которой реализуется топологическая сверхпроводимость, нами рассмотрены допированные топологические изоляторы типа  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . На основе этих материалов уже созданы высококачественные монокристаллы, в которых надежно установлено существование топологической сверхпроводимости с векторным нематическим параметром порядка.

В топологическом сверхпроводнике в режиме нематической сверхпроводимости в  $E_u$  представлении возможны различные типы вихрей. Первый тип связан с завихренностью в частично-дырочном пространстве и соответствует вихрю Абрикосова. Второй тип соответствует завихренности в спиновом пространстве и называется спиновым вихрем.

В данном докладе показано, что спиновый вихрь и вихрь Абрикосова притягиваются друг к другу и, как следствие, имеют общий кор. Они образуют аналог спин-массового вихря, существующий в жидком гелии. Используя уравнения микроскопической теории (обобщенные на случай топологической сверхпроводимости Боголюбова-де Жена) для изучения электронных состояний в нематическом сверхпроводнике со спиновыми вихрями [1]. Получено, что в случае спинового вихря существуют решения с нулевой энергией вблизи кора вихря и эти состояния можно идентифицировать как пары Майорана-Крамерса. В комбинированном вихре локализованных состояний с нулевой энергией нет [2].

*А.Р.Ш. и К.А.В. выражают благодарность за поддержку в рамках проекта РФФ № 22-72-00032. К.А.В. благодарен за поддержку Фонду развития теоретической физики и математики «Базис».*

1. Akzyanov R.S. et al., Phys. Rev. B **104**, 094511 (2021).

2. Kapranov A.V. et al., Phys. Rev. B **107**, 134515 (2023).



## QUANTUM-MACHINE-LEARNING CHANNEL DISCRIMINATION

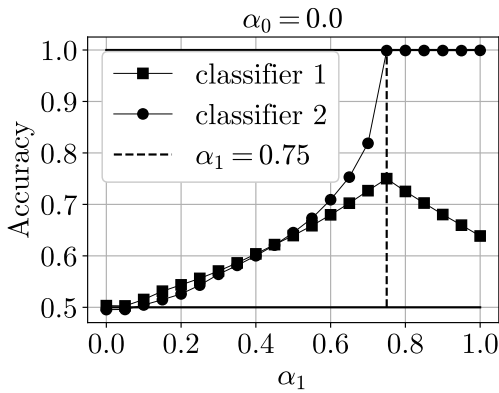
A. Kardashin\*, A. Vlasova, A. Pervishko, D. Yudin, J. Biamonte†

Skolkovo Institute of Science and Technology, Moscow, Russia

\*E-mail: [andrey.kardashin@skoltech.ru](mailto:andrey.kardashin@skoltech.ru)

†Former affiliation

The problem of quantum channel discrimination is ubiquitous in quantum information and quantum communication [1]. Within a general approach for implementing binary quantum channel discrimination, one sends an input state  $\rho$  to a channel  $\Phi_y$ , measures the output state  $\Phi_y[\rho]$ , and by the result of the measurement infers the label of the channel  $y \in \{0, 1\}$ . In our work [2], we, inter alia, consider machine learning methods for solving this task. That is, given a collection of the output states and their labels,  $\{\Phi_{y_j}[\rho^j], y_j\}_{j=1}^{N_{\text{train}}}$ , we train a classifier which predicts the label  $x$  of an unseen datum  $\Phi_x[\rho]$ .



**Рис. 1.** Discrimination accuracy for the depolarizing channels with the coefficients  $\alpha_0 = 0$  fixed and  $\alpha_1$  varied. Squares and triangles indicate the results for the classifiers trained on the sets  $T_1$  and  $T_2$  using the ansätze  $U_1(\theta)$  and  $U_2(\theta)$ , respectively.

the ansatz  $U_1(\theta) = e^{-i\theta_2\sigma_z}e^{-i\theta_1\sigma_x}$ , and the other on  $T_2 = \{\Phi_{y_j}[\rho^j] \otimes \rho^j, y_j\}_{j=1}^{1000}$  with  $U_2(\theta) = (e^{-i\theta_2\sigma_z}e^{-i\theta_1\sigma_x}) \otimes (e^{-i\theta_4\sigma_z}e^{-i\theta_3\sigma_x})$ . In Fig. 1, we show the discrimination accuracy for these two classifiers obtained for the test sets  $\{\Phi_{y_j}[\rho^j]\}_{j=1}^{1000}$  and  $\{\Phi_{y_j}[\rho^j] \otimes \rho^j\}_{j=1}^{1000}$ , respectively. As can be seen, for the first classifier the accuracy is maximum when  $\alpha_1 = 0.75$ ; the second classifier shows perfect accuracy when  $\alpha_1 \geq 0.75$ . This point is special for the considered channel as  $\Phi(\alpha = 0.75)[\rho] = \text{Id}/2$  for any  $\rho$ . We argue that the considered method is agnostic to the channels in question.

1. Pirandola S. et al., Nature Photonics **12**, 12 724-733 (2018)
2. Kardashin A. et al., Physical Review A **106**, 3 032409 (2022).



## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ ОБМЕНА ФЕРРОМАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ПРИ ПОМОЩИ АЛГОРИТМОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

*Е.И. Козлов\*, И.А. Яковлев, В.В. Мазуренко*

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

\*E-mail: [egor.kozlov@urfu.me](mailto:egor.kozlov@urfu.me)

Одним из главных направлений современной физики является изучение новых материалов и их свойств. В частности, важно определение обменных взаимодействий в материале. Это сложная задача, требующая проведения множества расчетов. Мы предлагаем использовать термодинамические наблюдаемые системы и алгоритмы машинного обучения для определения числа ненулевых обменных параметров.

Нами было рассмотрено поведение ферромагнитной системы с квадратной кристаллической решёткой размером  $20 \times 20 \times 1$  с периодическими граничными условиями. Данные, использованные для анализа, были получены в результате моделирования методом Монте-Карло [1] при помощи программного комплекса UppASD [2] систем с различным числом координационных сфер и различным распределением обмена. Гамильтониан системы содержал в себе только одно слагаемое, представляющее собой гамильтониан модели Гейзенберга [3]:

$$H = - \sum_{i \neq j} J_{ij} S_i S_j, \quad (1)$$

где  $J_{ij}$  - обменный интеграл,  $S_i$  и  $S_j$  - величина спина на узлах решетки  $i$  и  $j$  соответственно. В данном случае  $J_{ij} > 0$ .

В результате анализа ряда наблюдаемых в качестве ключевого параметра была выделена дисперсия энергии, с помощью которой получилось отличать системы:

- с одинаковым числом координационных сфер и одинаковой величиной суммарного обмена, но с разным распределением обмена по сферам;
- с разным числом координационных сфер, но с одинаковой величиной суммарного обмена.

Основываясь на полученных результатах, мы сгенерировали набор данных с числом конфигураций равным 200, базирующийся на результатах моделирования систем с числом координационных сфер в диапазоне [1, 3] и  $J \in [1, 8]$ . На данном наборе при помощи метода опорных векторов [4] была обучена модель, позволившая предсказывать число ненулевых координационных сфер с точностью 97%.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №21-72-10136.*

1. D. P. Landau and K. Binder. A Guide to Monte Carlo Simulations in Statistical Physics, Second Edition. Cambridge University Press (2000).
2. Eriksson O., Bergman A., Bergqvist L., Hellsvik J., Atomistic Spin Dynamics: Foundations and Applications, Oxford University Press (2017).
3. Wolfgang N., Anupuru R., Quantum Theory of Magnetism, Springer (2010).
4. Christopher M. Bishop, Pattern Recognition and Machine Learning, Springer (2006).



## ATTENUATION OF FLEXURAL PHONONS IN CRYSTALLINE TWO-DIMENSIONAL MATERIALS

*A.D. Kokovin<sup>1,2\*</sup>, I.S. Burmistrov<sup>1,3</sup>*

<sup>1</sup>L. D. Landau Institute for Theoretical Physics, Chernogolovka, Russia

<sup>2</sup>Moscow Institute for Physics and Technology, Moscow, Russia

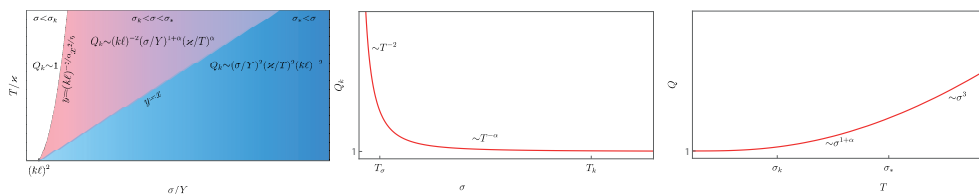
<sup>3</sup>Laboratory for Condensed Matter Physics, HSE University, Moscow, Russia

\*E-mail: [kokovin.ad@phystech.edu](mailto:kokovin.ad@phystech.edu)

This work explores the dynamic behavior of flexural phonons in two-dimensional crystalline membranes at the room temperature. We studied the attenuation of flexural phonons due to interaction with in-plane phonons with the help of the Matsubara diagram technique.

At first we found that the decay rate of flexural phonons is independent of temperature, unlike the standard lifetime in three-dimensional crystals due to three-phonon processes. Our analysis show that this unexpected result is because of the strong screening of the interaction at small momenta  $q < q_*$  where  $q_* \sim \sqrt{YT}/\mu$ . Here  $Y$  and  $\mu$  denote the Young's modulus and the bending rigidity, respectively.

For static out-of-plane deformations the strong screening of the interaction results, as well-known, in power-law dependence of the Young's modulus and the bending rigidity on momentum,  $Y \sim q^{2-2\eta}$  and  $\mu \sim q^{-\eta}$  [1]. These power-law scaling of elastic moduli persists in the dynamic. We also obtained the exact relation for the dynamical exponent:  $z = 2 - \eta/2$ .



**Рис. 1.** The dependence of the spectral line quality factor  $Q_k = \tau_k \omega_k$  on  $T$ ,  $\sigma$ , and  $k$  for  $kl \ll 1$ , where  $\ell = \sqrt{\mu/Y}$ . Left panel: The phase diagram of different behavior of  $Q_k$  on  $\{\sigma, T\}$  plane. Middle panel: Dependence of  $Q_k$  on tension at fixed  $T$  and  $k$ . Right panel: Dependence of  $Q_k$  on temperature at fixed  $\sigma$  and  $k$ . Here we use the following temperature scales  $T_k \sim [(\sigma/Y)(kl)^{\eta-2}]^{2/\eta}$  and  $T_\sigma \sim \sigma\mu/Y$ . The corresponding scales for the tension are  $\sigma_k \sim Y(k\ell)^{2-\eta}(T/\mu)^{\eta/2}$  and  $\sigma_* \sim YT/\mu$ .

We studied the effect of an applied stress  $\sigma$  on the attenuation of flexural phonons, which is usually present in the experiments when studying nanoelectromechanical properties of graphene [2]. For sufficiently large flakes the spectral line quality factor  $Q_k$  (the ratio of the spectrum to its width) is parametrically large and strongly depends on the temperature and the stress (see Fig. 1).

Finally, behaviour of mean squared displacement,  $\langle (h(t) - h(0))^2 \rangle$ , was analysed as a function of time. At long times,  $t \gg \sqrt{\rho/(\mu q_*^4)}$  ( $\rho$  is the mass density), we obtain  $\langle (h(t) - h(0))^2 \rangle \propto t^{1-\beta}$ , where  $\beta = \frac{\eta}{4-\eta} > 0$ . The latter implies that fluctuations behave subdiffusively in quantitative agreement with the experiment.

*The work was funded in part by the Russian Ministry of Science and Higher Educations and the Basic Research Program of HSE.*

1. Pierre Le Doussal, Leo Radzihovsky, Annals of Physics **392**, 340–410 (2018).

2. . Miao, S. Yeom, P. Wang, B. Standley, and M. Bockrath, Nano Lett. **14**, 2982 (2014).



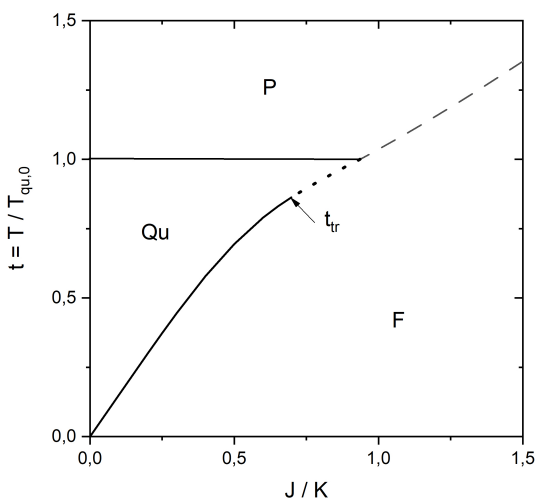


## БИКВАДРАТИЧНОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МАГНЕТИКАХ СО СПИНАМИ БОЛЬШЕ ЕДИНИЦЫ

Е.Е. Кокорина\*, М.В. Медведев

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

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



**Рис. 1.** Фазовая диаграмма магнитных состояний магнетика со спином и биквадратичным обменом в области отношений параметров билинейного и биквадратичного обменов: P — парамагнитное, Qu — одноосное квадрупольное и F — ферромагнитное состояние. Сплошные линии — это линии фазовых переходов II рода, пунктирные линии — линии фазовых переходов I рода.

заметным скачком теплоемкости и появлением излома на кривой температурной зависимости начальной магнитной восприимчивости в критической точке перехода. Более низкий по температуре фазовый переход «квадрупольный порядок — ферромагнетизм» может быть как II рода, так и I рода, и тоже сопровождается скачком магнитной теплоемкости. Более существенно, что критическая температура этого перехода отличается резкой аномалией начальной магнитной восприимчивости — при переходе II рода восприимчивость расходится в критической точке (соответственно обратная восприимчивость обращается в ноль), а при переходе I рода в критической точке возникает конечный пик.

Для магнетика со спином  $S = 2$  фазовый переход из парамагнитной фазы в квадрупольную является фазовым переходом I рода. Данный тип перехода проявляется и для магнетиков со спинами  $S > 2$ .

Показано [1], что в магнетике с достаточно сильным биквадратичным обменным взаимодействием (по сравнению с билинейным обменом) и спином  $S > 1$  температурный переход от неупорядоченного парамагнитного состояния к основному ферромагнитному состоянию проходит через промежуточную магнитоупорядоченную фазу — одноосное квадрупольное упорядочение.

Для магнетика со спином  $S = 3/2$  в приближении среднего поля построена фазовая диаграмма магнитных состояний в области больших значений биквадратичного обмена (Рис.1) и исследовано, как последовательность двух фазовых переходов — «парамагнитное состояние — квадрупольное состояние» и «квадрупольное состояние — ферромагнитное состояние» — проявляется себя в температурном поведении магнитной теплоемкости и начальной магнитной восприимчивости.

Для системы локализованных магнитных моментов с биквадратичным обменом и спином  $S = 3/2$  фазовый переход «парамагнетизм — одноосный квадрупольный порядок» является переходом II рода и обнаруживает себя

1. Кокорина Е.Е., Медведев М.В., Физика металлов и металловедение, **124**, 12 (2023).



## РЭТТЛИНГ В ЧЕТВЕРНОМ ПЕРОВСКИТЕ $\text{CuCu}_3\text{Fe}_2\text{Re}_2\text{O}_{12}$

*Е.В. Комлева\**, *З.В. Пчелкина*, *В.Ю. Ирхин*, *С.В. Стрельцов*

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

\*E-mail: [komleva@imp.uran.ru](mailto:komleva@imp.uran.ru)

С помощью первопринципного моделирования методом теории функционала электронной плотности с учётом корреляционных эффектов показано, что в четверном перовските  $\text{CuCu}_3\text{Fe}_2\text{Re}_2\text{O}_{12}$  [1] ион Cu, сидящий в А-позиции (общая формула  $AA_3B_2B'_2O_{12}$ ), совершает ангармонические колебания относительно своего положения, задаваемого позицией Вайкоффа. Такое явление в англоязычной литературе называется «rattling» (от англ. «rattle» — грохотать, дребезжать), см., например, [2], и пока не имеет однозначного термина в русском языке. Благодаря расчётам полной энергии установлено, что наиболее выгодным является смещение иона Cu в направлении [111] к ближайшим атомам Fe. Показано, что соответствующий таким колебаниям потенциал имеет сложную многоямную структуру.

*Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ (23-42-00069).*

1. Y. Long *et al*, to be published.
2. Ikeuchi Y. et al., *Inorg. Chem.* **58**, 6790–6795 (2019).



## SYMMETRY BREAKING AND SUPERFLUID CURRENTS IN A SPLIT-RING SPINOR POLARITON CONDENSATE

*K. Kondratenko*<sup>1,2\*</sup>, *I. Chestnov*<sup>3</sup>, *S. Demirchyan*<sup>2</sup> and *A. Kavokin*<sup>4,5,6</sup>

<sup>1</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Russian Quantum Center, Moscow, Russia

<sup>3</sup>School of Physics and Engineering, ITMO University, Saint Petersburg, Russia

<sup>4</sup>Key Laboratory for Quantum Materials of Zhejiang Province, School of Science, Westlake University, Hangzhou, China

<sup>5</sup>Institute of Natural Sciences, Westlake Institute for Advanced Study, Hangzhou, China

<sup>6</sup>Spin Optics Laboratory, St. Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia

\*E-mail: [kondratenko.ke@phystech.edu](mailto:kondratenko.ke@phystech.edu)

Bosonic condensates of spinless non-interacting particles on a ring with broken rotational symmetry cannot have circular currents if chiral symmetry is still present. However, strong interactions between particles can lead to a persistent current, breaking the symmetry between clockwise and anticlockwise rotations. In the spinor case each polarization can possess non-zero circulation, but the total circulation still vanishes due to time-reversal symmetry and the effective spin-orbit interaction which stems from the linear splitting between TE and TM microcavity modes. Besides, time-reversal symmetry restricts polarization of condensate to be linear.

We consider a quasi-one-dimensional spinor polariton condensate confined on a ring split by a potential barrier [1]. One needs to solve two coupled Gross-Pitaevskii equations for the circular polarization components of the order parameter:

$$\begin{bmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{12}^* & H_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Psi_+ \\ \Psi_- \end{bmatrix} = \mu \begin{bmatrix} \Psi_+ \\ \Psi_- \end{bmatrix}, \quad (1)$$

with  $H_{11} = -\partial_{\varphi}^2 + 2\pi V_0 \delta(\varphi) + g|\Psi_+|^2$ ,  $H_{12} = \Delta e^{-2i\varphi}$ ,  $H_{22} = -\partial_{\varphi}^2 + 2\pi V_0 \delta(\varphi) + g|\Psi_-|^2$ ,  $\Delta$  is the TE-TM splitting strength and  $V_0$  is the strength of a point-like barrier. In the limit of small  $V_0$ ,  $\Delta \ll 1$  we project Eq. (1) into the subspace consisted of four states: two opposite vortices with  $\pm 2\pi$ -phase winding in each polarization. This simplification allows us to find the critical density  $\rho_c = N_c/2\pi$  when the symmetry-breaking solutions occur:

$$g\rho_c = \sqrt{\Delta^2 + 4V_0^2} - \Delta, \quad \Delta \gg V_0, \quad (2)$$

$$g\rho_c = 2\Delta/3, \quad \Delta \ll V_0. \quad (3)$$

In the limit of strong  $\Delta$ , the bifurcation point (2) corresponds to the appearance of pair of states with circularly polarized persistent current. In the opposite limit (3) above the critical density there are pair of circularly polarized states with vanishing rotation.

*This work was supported by the Russian Science Foundation grant No. 22-72-00061. A.K. acknowledges the Spin Optics Laboratory at Saint-Petersburg State University (Grant No. 94030 557) and the Westlake University, Project No. 041020100118 and Program No. 2018R01002 funded by Leading Innovative and Entrepreneur Team Introduction Program of Zhejiang Province of China.*

1. Chestnov I. et al., Phys. Rev. B **107**, 245302 (2023).



## АДИАБАТИЧЕСКАЯ ФАЗОВАЯ НАКАЧКА В S/F/S ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТАХ С НЕКОМПЛАНАРНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ НАМАГНИЧЕННОСТИ

А.А. Копасов<sup>1\*</sup>, Ж.А. Девизорова<sup>2</sup>, Х. Менг<sup>3</sup>, С.В. Миронов<sup>1</sup>, А.С. Мельников<sup>1,2</sup>,  
А.И. Буздин<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (НИУ) Москва, Россия

<sup>3</sup>School of Physics and Telecommunication Engineering, Shaanxi University of Technology, Hanzhong, China

<sup>4</sup>University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS Talence Cedex, France

<sup>5</sup>World-Class Research Center «Digital Biodesign and Personalized Healthcare», Sechenov First Moscow State Medical University, Moscow, Russia

\*E-mail: [kopasov@ipmras.ru](mailto:kopasov@ipmras.ru)

Эффект квантового насоса в различных мезоскопических системах является предметом активных исследований на протяжении нескольких десятилетий [1,2]. Одно из первых теоретических предложений адиабатического зарядового насоса принадлежит Д. Таулессу [3], который рассмотрел динамику квантовых частиц в движущемся периодическом потенциале. Сверхпроводящие джозефсоновские системы, в свою очередь, являются перспективной платформой для реализации эффекта насоса для сверхпроводящей фазовой переменной [4,5]. Создание движущегося потенциала для сверхпроводящей фазы возможно в структурах, допускающих непрерывную перестройку равновесной джозефсоновской разности фаз в берегах контакта. Хорошо известно, что к такого рода структурам относятся джозефсоновские контакты со слабой связью, представляющей собой слой полностью поляризованного по спину металла (half-metal) и окруженного двумя ферромагнетиками.

В данной работе исследованы отличительные особенности эффекта фазовой накачки в джозефсоновском транспорте через трехслойный ферромагнетик  $F_1/F/F_2$  с некопланарным распределением намагниченности. Данный эффект состоит в появлении нетривиального набега сверхпроводящей разности фаз в берегах контакта при относительном вращении магнитных моментов в слоях  $F_1$  и  $F_2$ . Используя формализмы Горькова и Боголюбова – де Жена, мы анализируем поведение спонтанной джозефсоновской разности фаз  $\psi$  от угла разориентации  $\chi$  между проекциями намагниченности в слоях  $F_1$  и  $F_2$  на плоскость, перпендикулярную направлению обменного поля в F слое, при произвольном соотношении между величиной обменного поля  $h$  и энергией Ферми в F слое. Для полностью поляризованного по спину центрального ферромагнетика показано, что спонтанная фаза является линейной функцией угла разориентации  $\psi = \pi - \chi$ . Продемонстрировано, что при уменьшении  $h$  рассматриваемые джозефсоновские системы характеризуются нелинейной зависимостью  $\psi(\chi)$ , а свободная энергия контакта как функции сверхпроводящей разности фаз может иметь два конкурирующих локальных минимума. Данная конкуренция приводит к бистабильному поведению системы, что проявляется в скачкообразных изменениях спонтанной фазы при изменении угла разориентации и сопровождается гистерезисными явлениями. Показано, что уменьшение  $h$  приводит к изменениям топологии фазовой эволюции: набег джозефсоновской фазы на периоде вращения переключается между  $2\pi$  и 0.

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

1. Altshuler B. L., Glazman L. I., Science **283**, 1864 (1999).
2. Switkes M., Marcus C. M., Campman K., Gossard A. C., Science **283**, 1905 (1999).
3. Thouless D. J., Phys. Rev. B **27**, 6083 (1983).
4. Braude V., Nazarov Yu. V., Phys. Rev. Lett. **98**, 077003 (2007).
5. Mironov S., Meng H., Buzdin A., Appl. Phys. Lett. **116**, 162601 (2020).



## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОКИСЛИТЕЛЬНОЙ КОНВЕРСИИ МЕТАНА В СИНТЕЗ-ГАЗ В РЕАКТОРЕ С ОБРАЩАЕМЫМ ПОТОКОМ

*С.С. Костенко\**, *А.Н. Иванова*, *А.А. Карнаух*, *Е.В. Полианчик*

Федеральный Исследовательский Центр проблем химической физики и медицинской химии Российской Академии наук, Черноголовка, Россия

\*E-mail: [kostsv@icp.ac.ru](mailto:kostsv@icp.ac.ru)

Для переработки природного газа в синтез-газ в настоящее время существуют различные технологии, которые имеют свои преимущества и недостатки [1]. Одним из направлений, которые активно исследуются в настоящее время, является парциальное окисление природного газа в синтез-газ в реакторах фильтрационного горения (ФГ). Основными преимуществами конверсии природного газа в реакторах ФГ является возможность осуществить конверсию за счет теплового эффекта окислительных реакций, при этом, присущая ФГ рекуперация тепла от горячих продуктов реакции к исходным реагентам позволяет повысить максимальную температуру в волне горения и тем самым улучшить конверсию природного газа без увеличения затрат энергии. Недавно был предложен новый вариант процесса окислительной конверсии метана в синтез-газ, а именно, конверсия в реакторе с обращаемым потоком без предварительного смешения [2]. Основная идея заключалась в достижении более высокой температуры реакции за счет эффективной рекуперации тепла в инертной пористой матрице в сочетании с отсроченным смешиванием реагентов. Первоначально один из них, обладающий большей теплоемкостью, сильно разогревается за счет теплообмена с пористой матрицей, и далее осуществляются перемешивание и реакция. Термодинамические расчеты, проведенные для реакционной системы метан-кислород/воздух показали, что предлагаемый тип реактора дает принципиальную возможность объединить высокую температуру горения с низким брутто тепловым эффектом и, следовательно, обеспечить высокую эффективность конверсии метана.

В представленной работе проведено численное моделирование окислительно-паровой конверсии метана в синтез-газ в реакторе фильтрационного горения без предварительного смешения реагентов с обращаемым потоком метано-паровой смеси и непрерывной подачей кислорода в центр реактора. Расчет проведен для мольного отношения кислород/метан 0.47 и пар/метан 0.5 — в параметрической области близкой к пределу реализации схемы. Для проведения моделирования использовалась оригинальная программа, позволяющая описать распространение одномерной волны горения в реакторе ФГ с отдельной подачей реагентов с учетом детальной кинетической модели. Принцип работы программы подробно описан в [3]. Кинетическая модель включала 27 компонентов и 93 реакции. Рассмотрены различные режимы инициирования и управления обращением потока и получены количественные и качественные зависимости температуры горения и состава продуктов реакции от характеристик процесса. Сравнение установившегося циклического режима конверсии с предсказаниями равновесной модели показывает, что кинетические ограничения приводят к более высокой температуре горения и неполному превращению метана. При высокой температуре конверсия протекает путём сажеобразования при пиролизе метана и последующей реакции сажи с водяным паром.

*Работа выполнена по теме Государственного задания, № ЦИТИС АААА-А19-1190226 90098-3.*

1. Макарян И. А., Седов И. В., Никитин А. В., Арутюнов В. С., Научный журнал Российского газового общества, (1)24. 50(2020).
2. Дорофеев С. О., Жирнов А. А., Полианчик Е. В., Салганский Е. А., Способ получения синтез-газа из водородсодержащего сырья в реакторе с обращаемым потоком и реактор для его осуществления. Патент №RU 2574464 (2016).
3. Kostenko S.S., Ivanova A.N., Karnaukh A.A., Polianczyk E.V., Chemical Engineering and Processing: Process Intensification, 122, 473(2017).



## О ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ МЕЖДУ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ И ВОЛНОЙ СПИНОВОЙ/ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ В ОРГАНИЧЕСКИХ МЕТАЛЛАХ

*В.Д. Кочев<sup>1\*</sup>, С.С. Сеидов<sup>2,1</sup> и П.Д. Григорьев<sup>3,1</sup>*

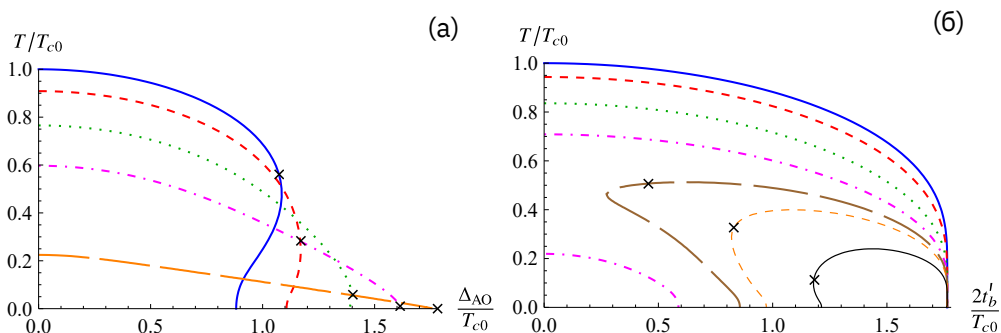
<sup>1</sup>) Национальный исследовательский технологический университет "МИСИС", г. Москва, Россия

<sup>2</sup>) Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", г. Москва, Россия

<sup>3</sup>) Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, г. Черноголовка, Россия

\*E-mail: [vd.kochev@misis.ru](mailto:vd.kochev@misis.ru)

Во многих сверхпроводниках (СП), и в частности в органических металлах (ОМ), волна зарядовой или спиновой плотности (ВП) конкурирует с СП. Мы рассмотрели фазовый переход (ФП) между СП и ВП в таких ОМ, как  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  и  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$  показали, что он первого рода при достаточно низкой температуре  $T$ , что объясняет пространственную сегрегацию фаз СП и ВП на большом масштабе длин, согласующуюся с экспериментальными наблюдениями.



**Рис. 1.** Кривая ФП ВП-СП как функция (а)  $\Delta_{\text{АО}}$  для  $2t'_b$  от 0 (сплошная) до  $0.99 \Delta_0$  (пунктирная); (б)  $t'_b$  для  $\Delta_{\text{АО}}$  от 0 (сплошная) до  $1.3 T_{c0}$  (сплошная тонкая). Кресты — точки смены типа ФП. Эта фазовая диаграмма качественно применима к  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ , и к  $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$  ( $\Delta_{\text{АО}} = 0$ ).

В квазиодномерных ОМ закон дисперсии электронов вблизи уровня Ферми без магнитного поля приближенно дается формулой  $\epsilon(k) = \hbar v_F(|k_x| - k_F) + t_{\perp}(k_{\perp})$ , где  $t_{\perp}(k_{\perp}) \simeq \pm [\Delta_{\text{АО}} + 2t'_b \cos(2k_y b)]$ . Для  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$  в дополнение к антинестинговому члену  $\sim t'_b$  мы учитываем анионное упорядочение (АО)  $\Delta_{\text{АО}}$ .

Из разложения свободной энергии Ландау–Гинзбурга по  $\Delta_{\text{DW}}$  получаем уравнение для кривой ФП  $T_c(\Delta_{\text{АО}}, t'_b)$ . И  $t'_b$ , и  $\Delta_{\text{АО}}$  подавляют  $T_c$ . Однако, при росте  $t'_b$  растёт критическое значение  $\Delta_{\text{АО}}^*$  ФП (рис. 1а). В отличие от  $\Delta_{\text{АО}}^*(t'_b)$ , в нашей модели  $t'_b^*$  не зависит от  $\Delta_{\text{АО}}$  до тех пор, пока  $\Delta_{\text{АО}} < \Delta_{\text{АО}}^*(t'_b)$ . Это показано на рис. 1б, где все линии перехода пересекаются в точке  $t'_b = t'_b^*$  в точке  $T = 0$ . Также примечательно, что от параметров  $\Delta_{\text{АО}}$  и  $t'_b$  зависит тип ФП.

*Работа выполнена при поддержке гранта К2-2022-025 в рамках федеральной программы Приоритет-2030 (стратегический проект «Квантовый интернет»).*

1. S. S. Seidov, V. D. Kochev, and P. D. Grigoriev, Phys. Rev. B **108**, 125123 (2023).

2. V. D. Kochev, S. S. Seidov, and P. D. Grigoriev, Magnetochemistry **9**, 173 (2023).



## ТЕРМОЭДС И ЭФФЕКТ ХОЛЛА В КОРРЕЛИРОВАННЫХ МЕТАЛЛАХ И ДОПИРОВАННЫХ МОТТ-ХАББАРДОВСКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ: DMFT ПРИБЛИЖЕНИЕ

*Э.З. Кучинский\**, Н.А. Кулеева, М.В. Садовский

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [kuchinsk@iep.uran.ru](mailto:kuchinsk@iep.uran.ru)

В рамках DMFT приближения проведено сравнительное теоретическое исследование термоэдс и эффекта Холла в модели Хаббарда для коррелированного металла и моттовского диэлектрика (рассматриваемого в качестве прототипа купратного сверхпроводника) для различных концентраций носителей тока. Для моттовского диэлектрика в качестве типичного легирования рассматривается случай частичного заполнения нижней хаббардовской зоны (дырочное допирование). Рассчитана зависимость коэффициента Холла и термоэдс от степени такого легирования и определено значение критической концентрации носителей, при которой происходит смена знака этих величин. Получена существенная температурная зависимость коэффициента Холла и аномальная зависимость термоэдс от температуры, существенно отличающаяся от линейной температурной зависимости, характерной для обычных металлов. Качественно анализируется роль рассеяния на беспорядке. Проведено сравнение теоретических результатов с имеющимися экспериментами по концентрационной зависимости холловского числа в нормальном состоянии YBCO и Nd-LSCO, демонстрирующее вполне удовлетворительное согласие теории и эксперимента. Нарушение электрон-дырочной симметрии приводит к появлению достаточно широкой области заполнения вблизи половинного, где термоэдс и коэффициент Холла имеют разные знаки. Предложена схема, позволяющая по ARPES данным получать число носителей заряда и проводить полуколичественную оценку коэффициента Холла и термоэдс с использованием обычных DFT расчетов электронного спектра.



## ДИФфуЗИОННЫЕ МОДЫ В ДВУМЕРНОМ ФЕРМИОННОМ ГАЗЕ С ДИССИПАТИВНОЙ ДИНАМИКОЙ, СОХРАНЯЮЩЕЙ ЧИСЛО ЧАСТИЦ

*А.А. Люблинская\**, *И.С. Бурмистров*

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

\* E-mail: [lyublinskaya@itp.ac.ru](mailto:lyublinskaya@itp.ac.ru)

В последнее время ведутся активные исследования в области многочастичных открытых квантовых систем с диссипативной динамикой [1,2,3,4]. В рамках этой научной деятельности в работе [2] была представлена двухзонная модель двумерных фермионов с диссипацией специфического вида. Динамика этой системы определяется в терминах уравнения Горини-Коссаковски-Сударшана-Линдблада (ГКСЛ) [5] с квадратичным гамильтонианом и прыжковыми операторами, сохраняющими число частиц. Анализ в рамках среднего поля показал, что диссипация стабилизирует основное состояние гамильтониана, так называемое темновое состояние.

В последовавшей статье [3] был проведен анализ этой системы за рамками средне-полевого приближения. Вершинные поправки в диаграммах Келдышевского формализма [6] указали на наличие диффузионного режима в динамике плотности частиц и дырок. В старших порядках по константе диссипации и отклонению плотности частиц от темнового состояния авторы также обнаружили процессы рекомбинации и накачки. Эти два эффекта в сочетании с диффузией приводят к динамике плотности частиц в терминах уравнения Фишера-Колмогорова-Петровского-Пискунова, а также указывают на нестабильность темнового состояния.

Наша работа посвящена более строгому описанию диффузионного режима в представленной фермионной системе. С использованием формализма Келдыша нами была посчитана лестничная диаграмма диффузора и воспроизведен коэффициент диффузии, полученный в [3] (эта часть работы, проделанная для обобщенной модели, уже опубликована в статье [6]). Далее в этот ряд были добавлены вставки собственной энергии, которые привели к поправке к коэффициенту диффузии, а также ввели конечную массу для диффузонов. Эта масса либо подтверждает предсказание авторов [3] о существовании накачки и неустойчивости темного состояния, будучи формально отрицательной, либо опровергает его в противном случае.

*Работа поддержана проектом РНФ 22-22-00641.*

1. Victor V. Albert et al., Phys. Rev. X **6**, 041031 (2016).
2. F. Tonielli, J. C. Budich, A. Altland, S. Diehl, Phys. Rev. Lett. **124**, 240404 (2020).
3. P. A. Nosov, D. S. Shapiro, M. Goldstein, I. S. Burmistrov, Phys. Rev. B **107**, 174312 (2023).
4. Gabriele Peretto et al, Phys. Rev. Lett. **130**, 210402 (2023).
5. L. M. Sieberer, M. Buchhold, and S. Diehl, Rep. Prog. Phys. **79**, 096001 (2016).
6. Alex Kamenev, Alex Levchenko, Advances in Physics **58**, 197 (2009).
7. A. A. Lyublinskaya, I. S. Burmistrov, JETP Letters. **118**, 538 (2016).





## ЭВОЛЮЦИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ И ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ ЭЛЕКТРИДА $\text{Ca}_2\text{N}$ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

М.А. Мазанникова<sup>1,2,3\*</sup>, Д.М. Коротин<sup>1,3</sup>, В.И. Анисимов<sup>1,2,3</sup>, А.Р. Оганов<sup>3</sup>,  
Д.Ю. Новоселов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup>Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия

\*E-mail: [mazannikova@imp.uran.ru](mailto:mazannikova@imp.uran.ru)

Электриды - уникальная категория ионных соединений, в которых избыточные электроны распределяются внутри пустот кристаллической структуры, принимая на себя роль анионов.  $\text{Ca}_2\text{N}$  — первый двумерный неорганический электрид. В данном электриде давление индуцирует структурные переходы из фазы с симметрией  $R\text{-}3m$  в  $Fd\text{-}3m$  фазу, а затем в  $I\text{-}42d$ , что сопровождается изменением размерности электридного подпространства с  $2D \rightarrow 3D \rightarrow 0D$  соответственно. При этом экспериментальные измерения электрического сопротивления демонстрируют переход из металлической фазы в полупроводниковую, сопровождающийся коллапсом объёма [1]. Поскольку межузельные электронные состояния расположены в окрестности уровня Ферми и характеризуются значительным электрон-электронным кулоновским отталкиванием, приводящим к существенным корреляционным эффектам [2], то изменение степени их локализации может приводить к резкому изменению наблюдаемых свойств, включая транспортные, структурные и магнитные.

Для описания электридных состояний были построены максимально локализованные функции Ванье (МЛФВ), локализованные в междоузлиях.

Далее, путём решения полуклассических уравнений переноса Больцмана, были рассчитаны электронные транспортные свойства  $\text{Ca}_2\text{N}$ . Были получены зависимости проводимости, электронной теплопроводности и коэффициента Зеебека от химического потенциала при  $T = 300 \text{ K}$  [3].

Расчёты транспортных свойств показали, что структурные переходы под давлением сопровождаются падением проводимости, в соответствии с экспериментом [1]. Понижение размерности области электридного подпространства с  $3D$  до несвязной  $0D$  фазы приводит к резкому падению теплопроводности. Коэффициент Зеебека, вычисленный в ходе расчетов, свидетельствует о том, что электроны являются основными носителями заряда внутри электридных слоев в  $2D$  фазе.

В полученном базисе МЛФВ был построен гамильтониан малой размерности. Решая данный гамильтониан с помощью DMFT и вводя дополнительное расщепление кристаллическим полем, возникающее из-за искажения локального окружения электридных состояний при структурном переходе, воспроизведён наблюдаемый в эксперименте переход между  $3D$  и  $0D$  фазами, а также качественно получен коллапс объёма. Кроме того, было обнаружено, что данный переход сопровождается спиновым переходом и резким уменьшением магнитного момента.

Таким образом, используя аппарат функций Ванье, показано, что межузельная электронная подсистема  $\text{Ca}_2\text{N}$  ответственна за падение электронной проводимости при структурных переходах под давлением, сопровождаемых изменением размерности электридного подпространства. Обнаружено, что механизм экспериментально наблюдаемого перехода металл-полупроводник, обусловлен понижением симметрии за счёт снятия вырождения кристаллическим полем и корреляционными эффектами на межузельных электронных состояниях.

1. H. Tang et al., *Advanced Science* **5**, 1800666 (2018).

2. D.Y. Novoselov et al., *The Journal of Physical Chemistry C* **125**, 15724-15729 (2021).

3. М.А. Мазанникова и др., *Письма в ЖЭТФ* **118**, 664, (2023).



## КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ОЦЕНКА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ПАТТЕРНОВ В НЕРАВНОВЕСНЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМАХ

Е.А. Малецкий\*, И.А. Яковлев, В.В. Мазуренко

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

\*E-mail: [maletskyea@ya.ru](mailto:maletskyea@ya.ru)

Богатое разнообразие неравновесных динамических процессов требует разработки общих численных методов для исследования и оценки сложного взаимодействия пространственных и временных степеней свободы в многочастичных системах различной природы.

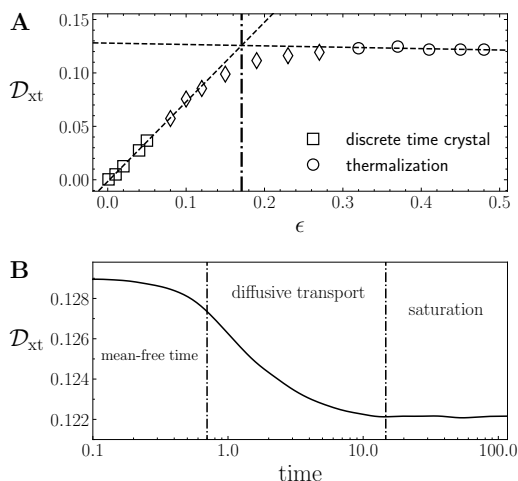
В качестве альтернативы множеству подходов, базирующихся на вычислении корреляционных функций, мы предлагаем меру структурной сложности для количественной оценки пространственно-временных паттернов [1]

$$\mathcal{D}_{xt} = \sum_{k=1}^N \mathcal{D}_{xt}^k = \sum_{k=1}^N \frac{1}{2LT} \left| \left( \sum_{i,j=1}^{L,T} [(b_{ij}^{k+1})^2 - (b_{ij}^k)^2] \right) \right|, \quad (1)$$

где  $L$  — размер системы,  $T$  — время симуляции,  $N$  — число шагов процедуры coarse-graining,  $b_{ij}$  — элемент матрицы цифрового представления системы. При имитации динамики систем на квантовом компьютере в роли матрицы цифрового представления выступают массивы битовых строк — результаты измерения кубитов в разные моменты времени.

Мы апробируем нашу методику на различных квантовых системах, моделирование неравновесной динамики которых производим с помощью квантовых цепей, симулируемых на классическом компьютере. В первую очередь мы рассматриваем неравновесную динамику одной из систем Флоке, называемой кристаллом дискретного времени [2]. В данной системе мы детектируем критическое значение параметра возмущения, при котором система термализуется. Также, мы приводим результат детектирования различных режимов спиновой гидродинамики в квантовой модели Гайзенберга [3]. На рис. 1 мы демонстрируем перечисленные результаты.

1. Maletskii E.A., Iakovlev I.A., Mazurenko V.V., arXiv:2302.14558 (2023).
2. Mi X. et al., Nature **601**, 531-536 (2022).
3. Richter J. et al., Phys. Rev. Lett. **126**, 230501 (2021).



**Рис. 1.** (А) Фазовая диаграмма кристалла дискретного времени. (В) Детектирование режимов спиновой гидродинамики.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ДЕКОГЕРЕНЦИИ В МНОГОЧАСТИЧНЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМАХ

*А.С. Мاستюкова<sup>1,2,3\*</sup>, М.А. Гавреев<sup>1,2,3</sup>, Е.О. Киктенко<sup>1,3</sup>, А.К. Федоров<sup>1,3</sup>*

<sup>1</sup>Российский квантовый центр, Сколково, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Москва, Россия

\*E-mail: [a.mastiukova@rqc.ru](mailto:a.mastiukova@rqc.ru)

Декогеренция является фундаментальным препятствием, ограничивающим производительность устройств квантовой обработки информации. Важность этой проблемы, особенно в случае известных квантовых состояний, лежит в области фундаментальной квантовой информатики.

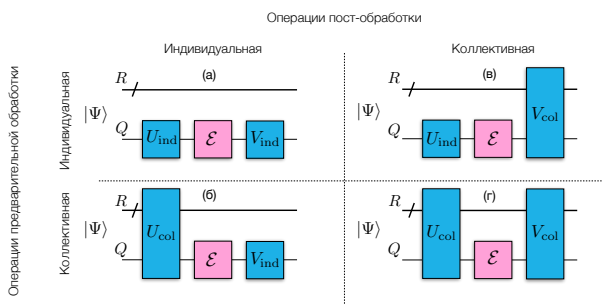
В настоящей работе, следуя недавнему теоретическому предложению, мы изучаем применение зависящих от квантового состояния унитарных операций предварительной и пост-обработки для защиты заданного (многокубитного) квантового состояния от эффекта декогеренции, действующего на все кубиты. Мы наблюдаем увеличение точности воспроизведения выходного квантового состояния как в эксперименте с использованием квантового симулятора, где все унитарные операторы идеальны, так и в реальном эксперименте с помощью облачного доступа к квантовому процессору, где шум уже влияет и на сами защитные унитарные операторы.

Общая идея такой схемы подавления эффекта декогеренции состоит в том, чтобы окружить канал декогеренции двумя унитарными операторами, которые мы называем операторами пред- и пост-обработки соответственно, точная форма которых определяется как самим каналом декогеренции, так и квантовым состоянием, которое мы защищаем от декогеренции (Рис. 1).

В работе была также рассмотрена практическая задача распределения двухкубитного состояния по удаленным физическим кубитам квантового процессора. В частности, было проанализировано распределение запутанного квантового состояния в 7-кубитном квантовом процессоре IBM. Это можно рассматривать как прототип эксперимента по реализации передачи квантового состояния между отдельными устройствами обработки квантовой информации, подключенными через квантовый интерфейс.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФ № 19-71-10091, Дорожной карты по развитию квантовых вычислений и программы «Приоритет 2030» НИТУ «МИСИС» по проекту К1-2022-027. Работа Мاستюковой А.С. также поддерживается Стипендией Президента РФ (№ СП-1351.2022.5).*

1. Макарян И.А., Седов И.В., Никитин А.В., Арутюнов В.С., Научный журнал Российского газового общества, (1)24. 50 (2020).
2. Дорофеев С.О., Жирнов А.А., Полианчик Е.В., Салганский Е.А., Способ получения синтез-газа из водородсодержащего сырья в реакторе с обращаемым потоком и реактор для его осуществления. Патент №RU 2574464 (2016).
3. Kostenko S.S., Ivanova A.N., Karnaukh A.A., Polianczyk E.V., Chemical Engineering and Processing: Process Intensification, **122**, 473 (2017).



**Рис. 1.** Схемы защиты чистого состояния от канала декогеренции.



## МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ПРИ КРИОГЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

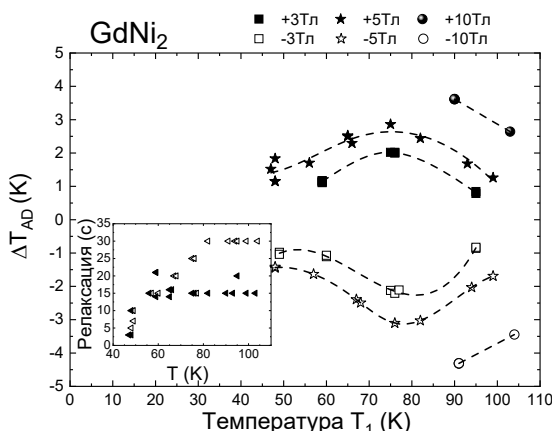
*А.В. Маширов<sup>1\*</sup>, К.А. Колесов<sup>1</sup>, И.И. Мусабилов<sup>2</sup>, В.Г. Шавров<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

\*E-mail: [a.v.mashirov@mail.ru](mailto:a.v.mashirov@mail.ru)

Прямые измерения адиабатического изменения температуры при намагничивании магнетика (магнитокалорическом эффекте) проводятся исследователями в постоянных или импульсных магнитных полях в основном используя дифференциальную микротермопару [1]. В тоже время в некоторых работах ограничиваются массивными температурными датчиками Semtex, слабочувствительными к магнитному полю [2].



**Рис. 1.** Значения магнитокалорического эффекта по данным датчика Semtex при адиабатическом намагничивании и размагничивании в магнитных полях 3, 5, 10 Тл (на вставке время измерения).

Значительное время от 5 до 30 секунд (рис. 1), что может служить оценкой времени температурной релаксации при измерениях магнитокалорического эффекта. Для холодильных циклов криогенных магнитных рефрижераторов экспериментально было показано, что процесс передачи магнитокалорического тепла или холода путем контактной теплопроводности, используя механический тепловой ключ с сухой контактной парой при температурном напоре 3 К, может достигать до 80 секунд.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 20-79-10197, <https://rscf.ru/project/20-79-10197/>.

1. С. Salazar Mejia et al., Journal of Physics: Energy, **5**, 034006 (2023).
2. X. Tang et al., Nature Communications, **13**, 1817 (2022).
3. S. Taskaev et al., Journal of Applied Physics, **127**, 233906 (2020).



## АНОМАЛЬНАЯ ФАЗА КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ МЕЖСЛОЕВОЙ ПРОВОДИМОСТИ СЛОИСТЫХ МЕТАЛЛОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Т.И. Могилюк<sup>1\*</sup>, П.Д. Григорьев<sup>2</sup>

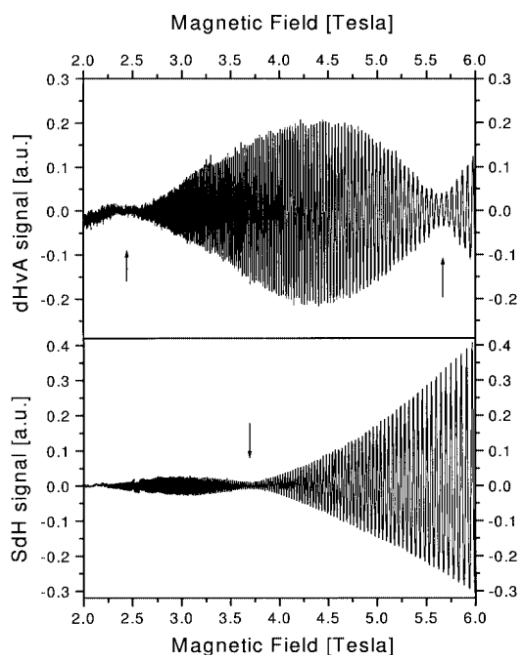
<sup>1</sup>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук, Россия

\*E-mail: [Staras@mail.ru](mailto:Staras@mail.ru)

Целью нашего исследования было объяснение разного значения магнитного поля, при котором наблюдаются узлы биений квантовых осцилляций намагниченности и межслоевой проводимости в веществе (BEDT-TTF)<sub>4</sub>[Ni(dto)<sub>2</sub>]. В экспериментальной работе [1] показывается, что стандартная теория Лифшица-Косевича [2] не объясняет простым образом (см. Рисунок 1) сдвиг фаз биений вышеупомянутых типов осцилляций в  $\pi/2$  друг относительно друга. Для анализа мы используем выведенные в рамках самоогласованного борновского приближения выражения из работы [3], где спектр электронов для простоты брался как в модели сильной связи, примеси точечными случайно распределёнными по объёму металла, а кулоновским взаимодействием электронов пренебрегалось. Выражение для межслоевой проводимости в работе [3] было получено по формуле Кубо. Используя это выражение, мы показываем, что когда ширина электронных уровней в нулевом магнитном поле превышает туннельный интеграл межслоевого перескока, приблизительно выполняется соотношение на положение узлов биений как на Рисунке 1 из работы [1], и чем выше их отношение такой ширины уровней к туннельному интегралу, тем ближе теоретическое предсказание к экспериментальному результату.

1. Schiller M., Schmidt W., Balthes E., et al, Europhys. Lett., **51** (1), 82 (2000).
2. Shoenberg D., in Magnetic Oscillations in Metals (1984).
3. Mogilyuk T.I., Grigoriev P.D., Phys. Rev. B **98**, 045118 (2018)



**Рис. 1.** Осцилляции де Гааза ван Альфена (сверху) и шубниковские (снизу) при температуре  $T=30$  mK с наблюдаемыми узлами биений (указаны стрелками) в органическом металле (BEDT-TTF)<sub>4</sub>[Ni(dto)<sub>2</sub>].



## ДРОБОВОЙ ШУМ В ГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ КРАЕВЫХ СОСТОЯНИЯХ

Р.А. Ниязов<sup>1,2\*</sup>, И.В. Крайнов<sup>2</sup>, Д.Н. Аристов<sup>1,2</sup>, В.Ю. Качоровский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Россия

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: niyazov\_ra@pnpi.nrcki.ru

Одной из активно обсуждаемых тем является изучение электрических и оптических свойств топологических изоляторов (ТИ), материалов с проводящими границами и изоляторами в объеме. В двумерных (2D) ТИ возникают одномерные геликоидальные краевые состояния. В них электроны с разными спинами распространяются в противоположные стороны. Если присоединить два контакта к 2D ТИ и сдвинуть уровень Ферми с помощью затвора в запрещенную зону, кондактанс прибора будет определяться свойствами краевых состояний. Такая система служит интерферометром, а средний ток и его флуктуации периодически зависят от магнитного потока, проходящего через область электронных состояний из-за эффекта Ааронова-Бома.

Недавно мы обсуждали кондактанс геликоидальных интерферометров АБ [1] и свойства туннельной цепочки геликоидальных колец АБ [2]. Здесь мы обсудим еще одну наблюдаемую величину — дробовой шум.

Вычислен фактор Фано,  $F$ , дробового шума тока через краевые геликоидальные состояния двумерного топологического изолятора, к которому присоединены два контакта. Показано, что присутствие магнитной примеси сильно меняет фактор Фано (см. Рисунок 1). Для металлических контактов ( $t = 0$ ) в отсутствие магнитной примеси  $F = 0$ . Слабая магнитная примесь ( $\theta \approx 0$ ) увеличивает  $F$ . При увеличении силы примеси фактор Фано растет, достигает максимума и далее падает, обращаясь в ноль в пределе очень сильной примеси ( $\theta \approx \pi/2$ ). Существует оптимальное значение силы примеси, которое дает максимальное значение,  $F = 0.17$ , в пределе металлических контактов. Напротив, для туннельных контактов ( $t = 1$ ) с достаточно слабой прозрачностью магнитная примесь уменьшает  $F$ . В пределе инфинитезимально слабой туннельной связи, фактор Фано нечувствителен к силе примеси:  $F = 1/2$ . Также показано, что влияние внешнего магнитного поля на фактор Фано достаточно мало.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 20-12-00147-П).

1. R.A. Niyazov, D.N. Aristov, V.Y. Kachorovskii, Phys. Rev. B **98**, 045418 (2018);  
npj Comput. Mater. **6** (2020);  
Phys. Rev. B **103**, 125428 (2021);  
JETP Lett. **113**, 689 (2021).
2. R.A. Niyazov, D.N. Aristov, V.Y. Kachorovskii, Phys. Rev. B **108**, 075424 (2023);  
JETP Lett. **118**, 376 (2023).

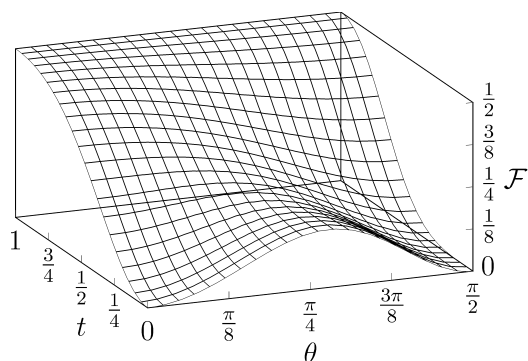


Рис. 1. Зависимость фактора Фано,  $F$ , от силы рассеяния на магнитной примеси,  $\theta$ , и прозрачности контактов,  $t$ .



## ПРИБЛИЖЕНИЕ СРЕДНЕГО ПОЛЯ ДЛЯ СИСТЕМЫ СПИН-ТРИПЛЕТНЫХ $S = 1$ ЛОКАЛЬНЫХ КОМПОЗИТНЫХ БОЗОНОВ В ОРТОНИКЕЛАТАХ

*С.В. Нужин\**, *В.С. Рюмшин*, *Ю.Д. Панов*, *А.С. Москвин*

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [stepan.nuzhin@urfu.ru](mailto:stepan.nuzhin@urfu.ru)

Ортоникелаты  $RNiO_3$  ( $R$  — редкоземельный элемент, или  $Y$ ) обладают целым комплексом необычных свойств [1], включая аномальное поведение проводимости, переходы металл-изолятор, неколлинеарные магнитные структуры, а также перспективы высокотемпературной сверхпроводимости. На протяжении многих лет эти соединения являются объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований. Формально ион  $Ni^{3+}$  в низкоспиновой конфигурации  $t_{2g}^6 e_g^1$  октаэдров  $NiO_6$  образует янтеллеровский (JT) центр с основным орбитальным дублетом  ${}^2E$ . Однако ортоникелаты являются магнетиками, неустойчивыми к переносу заряда с диспропорционированием [1,2], которое представляет альтернативный механизм снятия орбитального вырождения. В результате такого «анти-JT-диспропорционирования» [3,4] электронную структуру ортоникелата можно представить как систему эффективных локальных композитных бозонов с конфигурацией  $e_g^{2,3} A_{2g}$ , движущихся в решетке немагнитных центров с конфигурацией  $t_{2g}^6 A_{1g}$ . В соответствии с этим гамильтониан системы имеет вид

$$\hat{H} = -t \sum_{\langle ij \rangle \sigma} \left( \hat{B}_i^{\sigma\dagger} \hat{B}_j^\sigma + \hat{B}_j^{\sigma\dagger} \hat{B}_i^\sigma \right) + V \sum_{\langle ij \rangle} \hat{n}_i \hat{n}_j - \mu \sum_i n_i + \hat{H}_s,$$
$$\hat{H}_s = J \sum_{\langle ij \rangle} (\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{s}}_j) + D \sum_i \hat{s}_z^2 - \sum_i (\mathbf{h}, \hat{\mathbf{s}}_i).$$

Первое слагаемое учитывает перенос бозона по ближайшим узлам простой кубической решетки с сохранением проекции спина  $\sigma$  (где  $\sigma = +1, 0, 1$ ), второе — нелокальные заряд-зарядовые корреляции, третье слагаемое введено для явного учета сохранения заряда системы. Спиновая часть гамильтониана  $\hat{H}_s$  учитывает обменное взаимодействие, одноионную анизотропию и взаимодействие с магнитным полем. В рамках теории среднего поля нами показано формирование различных фазовых состояний системы эффективных бозонов в ортоникелатах — неупорядоченной металлической фазы и фазы зарядового упорядочения, сопровождаемого магнитным упорядочением.

*Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2023-0017 Министерства Образования и Науки Российской Федерации.*

1. Medarde M.L., J. Phys. Condens. Matter **9**, 1679 (1997).
2. Mazin I.I. et al. Phys. Rev. Lett. **98**, 176406 (2007).
3. Moskvin A.S., Magnetochemistry **9**, 224 (2023).
4. Москвин А.С., Панов, Физика Твёрдого Тела **65**, 1129 (2023).



## ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ РЕШЕТКИ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ СО СПИНОВЫМ КРОССОВЕРОМ

С.Г. Овчинников<sup>1</sup>, Т.М. Овчинникова<sup>2\*</sup>, Ю.С. Орлов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт Физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СОРАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Институт Леса им. В.Н. Сухачева, ФИЦ КНЦ СОРАН, Красноярск, Россия

\*E-mail: ovchinnikova\_tm@mail.ru

При спиновых кроссоверах (СК) в соединениях 3d-металлов под внешним воздействием меняется распределение  $d$ -электронов по орбиталям в кристаллическом поле, и термы с высоким спином (HS) и низким спином (LS) меняются местами. Чаще всего такое явление наблюдается с ростом давления, но возможно и при изменении внешнего магнитного поля и роста температуры. Влияние СК на электронную структуру исследовано во многих работах, но на динамику решетки гораздо меньше. Для описания влияния флуктуации мультиплетности ионов кобальта на фононный спектр поглощения в редкоземельных оксидах кобальта запишем гамильтониан фононной и электронной подсистем и их взаимодействия в виде:

$$\hat{H} = \sum_i \left( \frac{\hat{p}_i^2}{2M} - \frac{1}{2} k_0 \hat{u}_i^2 \right) - \frac{1}{2} V_q \sum_{\langle i,j \rangle} (g_1 \hat{u}_i + g_2 \hat{u}_j^2) \left( -\chi_i^{s,s} + \sum_{\sigma=-S}^{+S} \sum_{\tilde{l}_z=-1}^{+1} \chi_i^{\sigma \tilde{l}_z, \sigma \tilde{l}_z} \right) + E_{HS} \sum_{\sigma=-S}^{+S} \sum_{\tilde{l}_z=-1}^{+1} \chi_i^{\sigma \tilde{l}_z, \sigma \tilde{l}_z} + E_{LS} \chi_i^{s,s}$$

Разные знаки перед операторами заселенности LS- ( $\hat{n}_{i,LS} = \chi_i^{s,s}$ ) и HS- ( $\hat{n}_{i,HS} = \sum_{\sigma=-S}^{+S} \sum_{\tilde{l}_z=-1}^{+1} \chi_i^{\sigma \tilde{l}_z, \sigma \tilde{l}_z}$ ) состояний в электрон-вибронном взаимодействии соответствуют противоположному влиянию флуктуаций мультиплетности на равновесную длину катион-анионной связи: заполнение LS-стремится его уменьшить, а HS-увеличить. Разница в ионных радиусах между HS и LS термами около 10%, поэтому учтены линейные  $g_1$  и квадратичные  $g_2$  вклады во взаимодействие. Используя расщепление  $\hat{u}_i^2 \chi_i^{s,s} \approx \hat{u}_i^2 \langle \chi_i^{s,s} \rangle$ ,  $\hat{u}_i^2 \sum_{\sigma=-S}^{+S} \chi_i^{\sigma, \sigma} \approx \hat{u}_i^2 \langle \sum_{\sigma=-S}^{+S} \chi_i^{\sigma, \sigma} \rangle$  и условие полноты, найдем частоты локальных колебаний в HS- и LS- состояниях:  $\omega_{HS} = \sqrt{k_{HS}/M} = \sqrt{(k_0 - 2g_2)/M}$ ,  $\omega_{LS} = \sqrt{k_{LS}/M} = \sqrt{(k_0 + 2g_2)/M}$ . Согласно экспериментальным данным [1] для LaCoO<sub>3</sub>  $\omega_{LS} = 0.0744$  эВ (при  $T = 0$ К,  $n_{LS} = 1$ ), а  $\omega_{HS} = 0.0707$  эВ (при  $T = 550$ К,  $n_{HS} \approx 1$ ), поэтому  $\Delta\omega^2 \approx 0.54 \cdot 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup>. В результате частота локальной дыхательной CoO<sub>6</sub> моды сильно зависит от заселенности HS состояний из-за ангармонизма в локальном ЭФВ, который является следствием большого различия ионных радиусов HS и LS состояний.

1. Орлов Ю.С., Дудников В.А., Соколов А.Э., Овчинникова Т.М., Шестаков Н.П., Овчинников С.Г., Письма в ЖЭТФ **115**, 10, 650 – 655 (2022).





## МЕТОДЫ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ

*В.С. Окатьев\**, *В.В. Мазуренко*

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

\*E-mail: [okatev.v9@gmail.com](mailto:okatev.v9@gmail.com)

Одной из актуальных задач в области квантовых вычислений является характеристика состояния, имитируемого при помощи квантового компьютера или симулятора. Здесь важнейшую роль играет энтропия запутанности фон Неймана  $S_{VN}(\rho_A) = -\text{tr}(\rho_A \log_2(\rho_A))$  подсистемы  $A$  с матрицей плотности  $\rho_A$ . Для точного расчета  $S_{VN}$  необходимо реконструировать матрицу плотности, что представляет собой сложнейшую методическую и вычислительную проблему. Известные методы, такие как квантовая томография, требуют значительного числа измерений квантовой системы во множестве базисов. Но в ряде задач, например для фазовой классификации, достаточно выполнять лишь качественную оценку энтропии запутанности, тем самым избегая ресурсоемкого этапа восстановления матрицы плотности и проводить описание больших по размерам квантовых систем.

Для характеристики поведения энтропии запутанности в работе [1] было предложено использовать флуктуацию полного спина подсистемы. Эта величина выражается как дисперсия  $\hat{S}$ .

$$\text{var}(S_z) = \langle \hat{S}_z^2 \rangle - \langle \hat{S}_z \rangle^2 \quad (1)$$

где  $\hat{S}_z = \sum_{n \in m_s} \hat{s}_{n,z}$  суммарный спин подсистемы из  $m$  спинов. Авторы [1] показали, что эта величина ведёт себя качественно подобно энтропии запутанности в системах случайных квантовых цепочек. Цель нашего исследования заключалась в тестировании величины  $\text{var}(S_z)$  на примере квантовых состояний с различной степенью локализации в пространстве Гильберта.

Исследование проводилось для небольших по размерам квантовых систем, состоящих из 16 кубит, для которых матрица плотности и энтропия запутанности могут быть определены точно. Были рассмотрены волновые функции кота Шрёдингера, а также случайные квантовые состояния, которые использовались для демонстрации квантового превосходства в работе [2]. Кроме того, было получено хорошее согласие между  $\text{var}(S_z)$  и  $S_{VN}(\rho_A)$  для модели Изинга в поперечном магнитном поле

$$\hat{H} = -J \sum_{ij} \hat{\sigma}_i^x \hat{\sigma}_j^x - h \sum_i \hat{\sigma}_i^z \quad (2)$$

при варьировании параметра  $h$ . Важно отметить, что во всех рассмотренных случаях для описания квантовой системы использовались результаты измерений в единственном базисе.

Полученные результаты показывают потенциал использования величины  $\text{var}(S_z)$  для характеристики квантовых состояний большого числа кубит за пределами возможностей традиционных подходов, таких как квантовая томография. Кроме того, флуктуация намагниченности может рассматриваться в качестве одного из дескрипторов для методов машинного обучения.

1. Moghaddam Ali G. et al., Phys. Rev. Lett. **131**, 020401 (2023)
2. Arute, F. et al. Nature **574**, 505510 (2019).



## ОПИСАНИЕ БКШ-БЭК КРОССОВЕРА В ПРИБЛИЖЕНИИ СРЕДНЕГО ПОЛЯ

С.С. Онучин<sup>1,2\*</sup>, Я.С. Ляхова<sup>1,2</sup>, А.Н. Рубцов<sup>1,3</sup>, Б.В. Крунна<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Российский квантовый центр, Москва, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

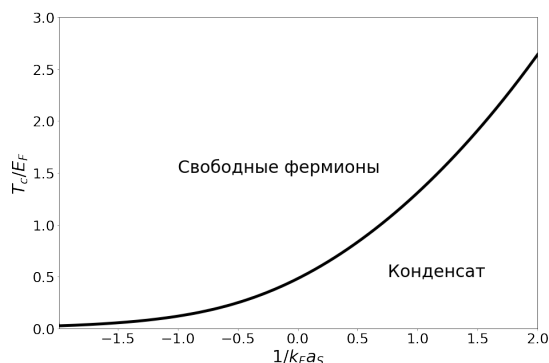
<sup>3</sup>Московский государственный университет, Москва, Россия

<sup>4</sup>Лондонская школа экономики и политических наук, Лондон, Великобритания

\*E-mail: [semyon\\_onuchin@vk.com](mailto:semyon_onuchin@vk.com)

За последние десятилетия эксперименты по БКШ-БЭК кроссоверу, возникающему при описании сверхпроводимости и сверхтекучести, обеспечили теорию данными, которые могут быть использованы для построения новых, более точных моделей для описания подобных процессов. Основой для них может послужить простейшее среднеполевое приближение, рассмотренное в данной работе.

В работе описываются характеристики низкотемпературных газов взаимодействующих фермионов при изменяющихся параметрах системы (температура, энергия взаимодействия частиц). В таких системах фермионы способны образовывать связанные состояния. При изменении параметров взаимодействия между частицами характерные размеры пар изменяются, что приводит к тому, что в одном из предельных случаев в системе фермионов происходит Бозе-конденсация: начальная конфигурация переходит в систему из составных бозонов (БЭК-фаза), в другом - фермионы взаимодействуют слабо (БКШ-фаза) [1].



**Рис. 1.** Фазовая диаграмма БКШ-БЭК кроссовера.

Аналитическое решение для описания системы при ненулевых температурах отсутствует, в связи с чем рассмотрен метод среднеполевого приближения: в системе выделены два канала флуктуаций, связанные с плотностными флуктуациями и образованием связанных состояний [2]. В этом приближении получена фазовая диаграмма (Рис.1), где по осям в безразмерных величинах отложены температура и параметр взаимодействия.

Среднеполевое приближение позволяет без трудностей описать систему, в связи с чем часто используется как нулевое приближение. Однако при сравнении с экспериментальными данными выясняется, что рассмотренный метод верно описывает систему только при слабом взаимодействии между частицами [3].

В дальнейшем планируется улучшить полученные результаты в рамках методов, учитывающих, в частности, коллективные флуктуации в каналах неустойчивостей фермионов.

1. M.Randeria, E.Taylor, Annual Review of Condensed Matter Physics **5**, 209 (2014).
2. P.Torma, K.Sengstock, Quantum gas experiments: exploring many-body states, London: Imperial college press (2015).
3. G.C.Strinati et al., Physics Reports **738**, 1 (2018).



## СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ФУЛЛЕРЕНОВ СИММЕТРИИ $D_{5h}$

А.И. Мурзашев, С.К. Паймеров\*

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола, Россия

\*E-mail: [paymerov@mail.ru](mailto:paymerov@mail.ru)

В работах [1,2] были разработаны методы вычисления энергетического спектра (ЭС) фуллеренов и углеродных наносистем. В связи с тем, что не существует полностью апробированных и проверенных методов измерения ЭС, возникает вопрос о соответствии представлений и моделей, в рамках которых вычислены ЭС, физической реальности. Правильность моделей и представлений, на основе которых вычислены ЭС, можно проверить лишь путем сравнения физических величин и характеристик, вычисленных в рамках этих моделей, с экспериментальными данными.

Наиболее распространенной характеристикой фуллеренов, измеряемой после их синтеза, является спектр оптического поглощения (СОП). Очевидно, СОП, если не рассматривать колебательные моды, напрямую формируется оптическими переходами между энергетическими уровнями. Зная правила отбора для этих переходов, можно смоделировать СОП, сравнение которого с экспериментальными данными позволит судить о правильности выбранной модели, на основе которой вычислен ЭС, что было сделано в работах [3,4]. Кроме того, в ряде случаев такое сравнение может позволить идентифицировать синтезированный изомер в соответствии с Атласом фуллеренов [5].

Недостатком вышесказанного является тот факт, что нет полной ясности в понимании незыблемости правил отбора. Среди некоторых исследователей ходят суждения типа: *если переходы запрещены правилами отбора, то не обязательно, что эти переходы не имеют места в реальности*. Также в рамках описанного выше метода не удается установить интенсивность того или иного перехода, что очевидным образом вызывает сомнения в достоверности кривых СОП, полученных указанным выше методом.

Для решения этой задачи нами разработан метод вычисления СОП непосредственно методами квантовой теории поля. Для этой цели мы воспользовались известной формулой Р. Кубо для тензора оптической проводимости, опубликованной в работе [6], выражающей СОП через двухчастичную функцию Грина. В представленной нами работе смоделированы СОП изомеров фуллеренов симметрии с использованием правил отбора и по формуле Кубо. Сравнение теоретических кривых СОП вышеуказанных изомеров, полученных с помощью правил отбора и по формуле Кубо, с экспериментальными кривыми СОП, демонстрирует эквивалентность двух подходов (с применением правил отбора и по формуле Кубо) для изомеров вышеуказанной группы симметрий.

1. Миронов Г.И. Физика твердого тела, **49** (3), 527 (2007).
2. Мурзашев А.И., Назарова Т.Э. Физика металлов и металловедение, **115** (7), 675 (2014).
3. Мурзашев А.И., Кокурин М.Ю., Паймеров С.К. Оптика и спектроскопия, **128** (9), 1238 (2020).
4. Мурзашев А.И., Кокурин М.Ю., Жуманазаров А.П., Паймеров С.К. Оптика и спектроскопия, **130** (6), 979 (2022).
5. Fowler P.W., Manolopoulos D.E. An Atlas of Fullerenes, Oxford Univ. Press (1995).
6. Kubo R. J. Phys. Soc. Jpn., **12** (6), 570 (1957).



## INSTANTON EFFECTS IN SPIN QUANTUM HALL EFFECT

*M.V. Parfenov, I.S. Burmistrov*

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

Recently, studying of criticality in quantum systems has attracted a great interest. There are some theoretical evidences of SQHE in two dimensional superconducting systems with  $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$  pairing [1]. In this study we develop the theory of the spin quantum Hall transition, using the generalization of Pruisken replica NLM with  $\theta$ -term [2] on superconducting class C [3,4]. Using NLM action, we show presence of the non-trivial topological configurations of  $Q$ -matrix field, called instantons. To find the analytical form of such configurations with topological charge equals to one, we construct solutions of self-duality (anti-self-duality) equations, using the symmetries of target coset space  $G/K = Sp(2N)/U(N)$ . In Gaussian approximation we find action for small fluctuations around the instanton. We find whole instanton manifold and identify all instanton eigenparameters as zero modes of kinetic operators for fluctuations. After this we compute instanton contribution to the partition function, moments of the local density of states, longitudinal and transverse spin conductivities.

*This work was supported by the Russian Science Foundation (Grant No. 22-42-04416).*

1. T. Senthil, and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. B **60** (1999).
2. A. M. M. Pruisken, Nucl. Phys. B **285**, 719 (1987).
3. Ferdinand Evers and Alexander D. Mirlin "Anderson transitions". Rev. Mod. Phys. **80** (2008)
4. S.S. Babkin, and I. S. Burmistrov, Physical Review B **106**, **12** (2022).



## ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ПОЛУМЕТАЛЛОВ $\text{MoTe}_2$ И $\text{WTe}_2$

А.Н. Перевалова<sup>1\*</sup>, С.В. Наумов<sup>1</sup>, Е.И. Шредер<sup>1</sup>, А.В. Лукоянов<sup>1,2</sup>, С.Т. Байдак<sup>1,2</sup>,  
Б.М. Фоминых<sup>1,2</sup>, Е.Б. Марченкова<sup>1</sup>, В.В. Марченков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [domozhirova@imp.uran.ru](mailto:domozhirova@imp.uran.ru)

В последние годы топологические полуметаллы привлекают большое внимание исследователей благодаря необычным электронным свойствам, возникающим вследствие нетривиальной топологии зонной структуры. В 2015—2016 гг. существование безмассовых вейлевских фермионов было теоретически предсказано и экспериментально подтверждено в монокристаллах  $\text{WTe}_2$  [1] и  $\text{MoTe}_2$  [2]. Целью данной работы является комплексное теоретическое и экспериментальное исследование электронной структуры и свойств монокристаллов топологических полуметаллов  $\text{MoTe}_2$  и  $\text{WTe}_2$ .

Монокристаллы  $\text{MoTe}_2$  и  $\text{WTe}_2$  были выращены методом химического газового транспорта. Для стабилизации высокотемпературной полуметаллической фазы  $\text{MoTe}_2$  часть кристаллов была подвергнута закалке в воду от температуры  $910^\circ\text{C}$ . Аттестация полученных образцов проводилась с помощью рентгеноструктурного анализа, сканирующей электронной микроскопии и рентгеновского энергодисперсионного микроанализа. Электросопротивление и гальваномагнитные свойства измерены четырехконтактным методом в диапазоне температур от 2 до 300 К и в магнитных полях до 9 Тл на установке PPMS-9 в Центре коллективного пользования «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН. Исследования оптических свойств проведены поляриметрическим методом Битти в диапазоне спектра (0,2 — 5,0) эВ при комнатной температуре. Теоретические расчеты электронной структуры  $\text{MoTe}_2$  и  $\text{WTe}_2$  проводились в рамках теории функционала плотности с учетом спин-орбитального взаимодействия с помощью программного пакета Quantum Espresso. В ходе работы проведено комплексное исследование электронной структуры и свойств  $\text{MoTe}_2$  и  $\text{WTe}_2$ , включая теоретические расчеты электронной структуры, анализ температурных зависимостей электросопротивления, температурных и полевых зависимостей магнитосопротивления и сопротивления Холла, оценку концентрации и подвижности носителей тока, анализ оптических спектров. В частности, показано, что закалка  $\text{MoTe}_2$  приводит к сильному изменению величины и вида температурной зависимости электросопротивления: вид зависимости изменился с «полупроводникового» на «металлический», а величина электросопротивления уменьшилась на 10 порядков при низких температурах. Об улучшении проводящих свойств  $\text{MoTe}_2$  после закалки свидетельствуют и изменения оптических спектров, в особенности, рост мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости и отражательной способности с уменьшением энергии падающей световой волны в инфракрасной области спектра. Электронная структура, рассчитанная для  $\text{MoTe}_2$  до и после закалки, также существенно отличается и подтверждает переход из полупроводникового в металлическое состояние.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-42-02021).*

1. Soluyanov A.A., Gresch D., Wang Z. et al., Nature, **527**, 495 (2015).

2. Huang L., McCormick T.M., Ochi M. et al., Nat. Mater., **15**, 1155 (2016).



## ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРО-, МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ИЗОЛЯТОРА $MnBi_2Te_4$

А.Н. Первалова<sup>1\*</sup>, Б.М. Фоминых<sup>1,2</sup>, С.В. Наумов<sup>1</sup>, Е.И. Шредер<sup>1</sup>, Е.Б. Марченкова<sup>1</sup>,  
В.В. Марченков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [domozhirova@imp.uran.ru](mailto:domozhirova@imp.uran.ru)

Сочетание нетривиальной топологии и магнитного порядка может привести к реализации новых квантовых фаз, таких как квантовый аномальный эффект Холла и магнитный полуметалл Вейля с одной парой точек Вейля. Первым экспериментально синтезированным антиферромагнитным топологическим изолятором является  $MnBi_2Te_4$  [1]. Данное соединение кристаллизуется в орторомбической структуре с пространственной группой  $R\bar{3}m$ . Кристаллическая структура  $MnBi_2Te_4$  может быть представлена как чередующиеся атомные слои Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te, разделенные Ван-дер-ваальсовыми щелями. Поскольку данное соединение обладает слоистой структурой, представляет интерес исследование анизотропии его физических свойств. Целью данной работы является поиск и исследование анизотропии в электро-, магнитосопротивлении и оптических свойствах  $MnBi_2Te_4$ .

Поликристалл  $MnBi_2Te_4$  был синтезирован из стехиометрической смеси соответствующих элементов. Рост монокристалла  $MnBi_2Te_4$  осуществлялся путем медленного охлаждения поликристалла соответствующего состава в узкой температурной области между температурами начала плавления и затвердевания [2]. Аттестация полученных образцов проводилась с помощью рентгеноструктурного анализа, сканирующей электронной микроскопии и рентгеновского энергодисперсионного микроанализа. Установлено, что монокристалл обладает поверхностью, которая совпадает с плоскостью (00l). Химический состав полученных образцов близок к стехиометрическому. Электро- и магнитосопротивление измерены четырехконтактным методом в диапазоне температур от 2 до 300 K и в магнитных полях до 9 Тл на установке PPMS-9 в Центре коллективного пользования «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН. Исследования оптических свойств проведены поляриметрическим методом Битти в диапазоне спектра (0,2 – 5,0) эВ при комнатной температуре.

В результате проведенных исследований обнаружена анизотропия в электро- и магнитосопротивлении  $MnBi_2Te_4$ , возникающая вследствие дополнительного вклада от рассеяния на границах слоев. Показано, что оптический спектр формируется межзонными переходами носителей заряда в изученном диапазоне спектра как для моно-, так и для поликристаллического образца. Выявлен прямолинейных участок на кривой оптической проводимости  $MnBi_2Te_4$ , который может быть связан не только с бесщелевыми состояниями с линейным законом дисперсии на поверхности  $MnBi_2Te_4$ , но и обусловлен межзонными переходами в объеме. Показано хорошее согласие данных по статической проводимости при комнатной температуре и оптической проводимости в инфракрасной области спектра.

*Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (темы «Спин» № 122021000036-3 и «Электрон» № 122021000039-4) при частичной поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (А.Н.П., СП-2705.2022.1).*

1. Otrokov M.M., Klimovskikh I.I., Bentmann H. et al., Nature, **576**, 416 (2019).

2. Zeugner A., Nietschke F., Wolter A.U.B. et al., Chem. Mater., **31**, 2795 (2019).



## ORBITAL-SELECTIVE PROPERTIES OF MAGNETIC $\text{YMn}_6\text{SN}_6$

*A. Poteryaev\**, A. Ushakov, S. Streltsov

Institute of Metal Physics, Ekaterinburg, Russia

\*E-mail: [poteryaev@imp.uran.ru](mailto:poteryaev@imp.uran.ru)

Kagome-lattice  $\text{YMn}_6\text{SN}_6$  antiferromagnet was studied by means of the DFT+DMFT method. We found strong orbital-selective behavior of Mn 3d states that explains unusual properties of this material.

*This work was supported by RSF grant # 23-42-00069.*



## СОЛИТОНЫ В ПОЛУБЕСКОНЕЧНОМ ОБРАЗЦЕ ЛЕГКОПЛОСКОСТНОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА $MnV_2Te_4$

*В.В. Киселев, А.А. Расковалов\**

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

\*E-mail: [raskovalov@imp.uran.ru](mailto:raskovalov@imp.uran.ru)

Основные уравнения теории магнетизма существенно нелинейны. Поэтому анализ сильновозбужденных состояний магнитных сред возможен только с привлечением специальных методов теории солитонов. Наиболее эффективным из них является метод обратной задачи рассеяния [1, 2]. К сожалению, он приспособлен лишь для решения задач в безграничных средах. Реальные образцы имеют конечные размеры. В таких случаях метод обратной задачи рассеяния сталкивается с серьезными трудностями при отображении начально-краевых условий, заданных для исходных полей намагниченности, в данные рассеяния вспомогательной спектральной задачи. Исключение составляют образцы со специальными (интегрируемыми) краевыми условиями. Для моделей ферромагнетиков, учитывающих основные обменные взаимодействия и квадратичную по намагниченности кристаллографическую анизотропию, такие краевые условия выявлены в работе [3]. Однако, нелинейная динамика конечных ферромагнитных образцов до сих пор мало изучена.

В данной работе мы предлагаем модификацию метода обратной задачи рассеяния для описания солитонов и диспергирующих волн в рамках модели Ландау–Лифшица полубесконечного ферромагнетика с анизотропией типа «легкая плоскость» [4]. Под «полубесконечным» мы понимаем ферромагнетик, бесконечно протяженный в одну сторону, в то время, как на другой стороне он имеет границу. Предлагаемый нами подход служит обобщением процедуры интегрирования нелинейного уравнения Шредингера для ферромагнитной пленки [5] и уравнения Ландау–Лифшица для изотропного ферромагнетика на полуоси [6]. Как и в случаях [5], [6], рассмотрены смешанные краевые условия, предельными случаями которых являются свободные и полностью закрепленные спины на границе образца. Детально проанализировано отражение от границы образца двух возможных типов солитонов – а именно, отдельной волны поворота намагниченности, и пульсирующего связанного состояния двух волн поворота с противоположными направлениями закрутки – бризера. Получены спектральные разложения интегралов движения для солитонов (волн поворота и бризеров) и диспергирующих волн в полубесконечном образце. Установлены дополнительные интегралы движения, которые гарантируют выполнение для солитонов верных краевых условий в ходе их взаимодействия с границей образца. Вычислены сдвиги положений и фаз солитонов после их отражения от границы.

Показано, что модель легкоплоскостного ферромагнетика изоморфна модели полубесконечного ферромагнетика без центра инверсии с геликоидальным основным состоянием. Получены аналитические выражения, связывающие решения для солитонов и волн в обеих моделях. На их основе выявлены особенности взаимодействия солитонов с границей геликоидального ферромагнетика.

*Работа опубликована в рамках госзадания Минобрнауки России (тема “Квант”, № 122021000038-7).*

1. Борисов А.Б., Киселев В.В. Квазиодномерные магнитные солитоны, Физматлит (2014).
2. Фаддеев Л.Д., Тахтаджян Л.А., Гамильтонов подход в теории солитонов, Наука (1986).
3. Склянин Е.К., Функциональный анализ и его приложения, **21**, 86 (1987).
4. Kiselev V.V., Raskovalov A.A., Chaos, Solitons & Fractals (2024). [готовится к печати]
5. Киселев В.В., Расковалов А.А., ЖЭТФ, **162**, 5, 693 (2022).
6. Киселев В.В., ЖЭТФ, **163**, 3, 375 (2023).





## СВЕРХЗАРЯДКА КВАНТОВОЙ БАТАРЕИ ДИКЕ В СОСТОЯНИИ «СВЯЗАННОЙ СВЕТИМОСТИ»

С.С. Сеидов<sup>1,2\*</sup>, С.И. Мухин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НИУ ВШЭ, Москва, Россия

<sup>2</sup>НИТУ МИСИС, Москва, Россия

\*E-mail: [alikseidov@yandex.ru](mailto:alikseidov@yandex.ru)

Квантовые батареи это устройства, использующие квантовые эффекты для хранения энергии и её последующего использования. Многообещающими кандидатами на роль таких устройств являются квантово-оптические системы, описываемые моделью Дике и её обобщением расширенной моделью Дике. Модель Дике описывает взаимодействие электромагнитной волны в одномодовом резонаторе с ансамблем двухуровневых систем (ДУС). В работе [1] предложен протокол зарядки квантовой батареи Дике, в основе которого лежит включение и выключение взаимодействия таким образом, чтобы ансамбль ДУС оказывался в состоянии с максимальной энергией.

Ранее нами были найдены решения квазиклассических уравнений движения расширенной модели Дике в состоянии “связанной светимости” [2], в котором возникают периодические биения когерентного фотонного конденсата в резонаторе. Решение “связанной светимости” оказывается применимым к описанию процесса зарядки квантовой батареи [3]. В частности, зависимость энергии квантовой батареи от времени выражается через эллиптические функции Якоби:

$$E_B(t) = \frac{\omega\Omega^2}{4\epsilon\lambda^2} \left[ 1 - \operatorname{dn}^2(\Omega t, k) \right]. \quad (1)$$

Здесь  $\omega$  — частота электромагнитной волны,  $\lambda$  — константа связи электромагнитной волны с ансамблем ДУС,  $\epsilon < 0$  — коэффициент, отвечающий за характер взаимодействия ДУС между собой в ансамбле,  $\Omega$  определяется полной энергией системы и количеством ДУС в ансамбле. Эллиптический модуль  $k$  определяется начальными условиями квазиклассических уравнений движения, в частности, начальным состоянием ансамбля ДУС.

Полученное решение позволяет найти время зарядки батареи и мощность зарядки. Показано, что эти величины зависят от числа ДУС в ансамбле  $N$  как  $t_c \sim N^{-1/2}$  и  $P \sim N^{3/2}$ . То есть, характеристики квантовой батареи Дике нелинейным образом улучшаются с увеличением её размера, что мы назвали эффектом сверхзарядки.

*Работа выполнена при поддержке Программы стратегического академического лидерства “Приоритет-2030” в НИТУ МИСИС (Стратегический проект “Квантовый интернет”, грант K2-2022-025).*

1. G. Gemme, G. M. Andolina, F. M. D. Pellegrino, M. Sassetti, and D. Ferraro, *Batteries*, **9**, 197 (2023).
2. S. S. Seidov and S. I. Mukhin, *Annals of Physics*, 169301 (2023).
3. S. S. Seidov and S. I. Mukhin, arXiv.2309.12433 (2023).



## LANDAU FREE ENERGY OF SMALL CLUSTERS BEYOND MEAN FIELD APPROACH

*S. Semenov*<sup>1,2\*</sup>, *A.N. Rubtsov*<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Russian Quantum Center, Moscow, Russia

<sup>2</sup> Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

<sup>3</sup> Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

\*E-mail: roporoz@gmail.com

The Landau Free Energy (LFE) is a powerful tool for describing the critical phenomena and the fluctuations of order parameter in many quantum and statistical systems. By definition it could be expressed in the following form:

$$F_L(\eta) = -\frac{1}{\beta} \ln \int_{\eta(s)=\eta} e^{-\beta E(s)} d^N s, \quad (1)$$

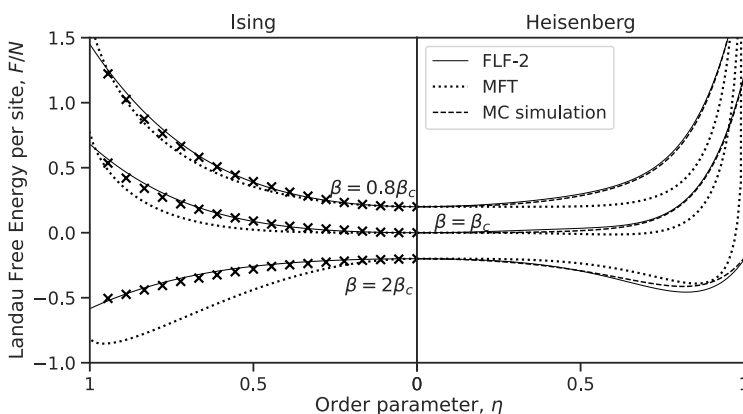
where  $s$  is spin degree of freedom,  $E_s$  is interaction term. Actually the only analytical method at hand to estimate the landscape of the LFE is the Mean Field Theory (MFT). However, the MFT description of critical phenomena is very limited and it is quite hard to construct an improvement of the MFT result, because the theory does not contain an explicit small parameter.

In the Fluctuating Local Field (FLF) method [1] is based on the introduction new variable  $v$  coupled to order parameter to the partition function expression:

$$Z_h = \int d^3 v \int e^{-\beta [E(s) + Nh \sum_i s_i - \frac{N}{2\lambda} (\frac{\lambda}{N} \sum_i s_i N + h - v)^2]} d^N s, \quad (2)$$

The appearing effective energy in the exponent contains both the interaction term  $E_h(s)$ , as well long-range order term  $|\sum_i s_i|$  and could be estimated perturbatively.

In our work we proposed that the FLF method allows to reconstruct the landscape of the Landau Free Energy of small classical lattices with a discrete (Ising) and continuous (Heisenberg) order parameter. We compare the results obtained with the numerically exact data as well as with the MFT predictions.



**Рис. 1.** The Landau Free Energy for Ising and Heisenberg 6x6 periodic lattices. The curves labeled FLF-0 and FLF-2 refer to different orders of the FLF approximation.

1. Rubtsov A. N., Phys. Rev. E **97**, 052120 (2018).



## ЭЛЕКТРОННЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА $\text{Co}_2\text{MnZ}$ ( $Z = \text{Al}, \text{Si}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$ )

А.А. Семянникова<sup>1\*</sup>, А.В. Лукоянов<sup>1,2</sup>, В.Ю. Ирхин<sup>1</sup>, Е.И. Шредер<sup>1</sup>, Е.Б. Марченкова<sup>1</sup>,  
В.В. Марченков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [semiannikova@imp.uran.ru](mailto:semiannikova@imp.uran.ru)

В полуметаллических ферромагнетиках (ПМФ) и спиновых бесщелевых полупроводниках (СБП) уровень Ферми для электронных состояний со спином «вниз» лежит в широкой щели ( $\Delta E \sim 1$  эВ), тогда как для состояний с противоположной проекцией спина щель отсутствует в ПМФ, а в СБП щель является нулевой [1, 2]. В таких материалах может быть реализована близкая к 100% спиновая поляризация носителей заряда, поэтому данные материалы могут использоваться при разработке новых материалов для спинтроники. В сплавах Гейслера на основе Co могут наблюдаться состояния близкие к ПМФ, СБП, например, [3], и/или топологического полуметалла [4].

Цель данной работы — изучение электронных и магнитных характеристик соединений  $\text{Co}_2\text{MnZ}$  при изменении Z-компоненты в ряду  $Z = \text{Al}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{Si}, \text{Sn}$  и установление взаимосвязи между указанными характеристиками.

Поликристаллические сплавы Гейслера  $\text{Co}_2\text{MnZ}$  ( $Z = \text{Al}, \text{Si}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$ ) синтезированы методом дуговой плавки в атмосфере очищенного аргона с последующим отжигом при 800 К в течение 48 ч. Атомное содержание элементов контролировали с помощью растрового электронного микроскопа FEI Company Quanta 200, оборудованного устройством рентгеновского микроанализа EDAX. Все соединения кристаллизовались в кубическую структуру  $L2_1$ . Аттестация образцов, измерения магнитных свойств и эффекта Холла выполнены в ЦКП «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН. Электросопротивление измерялось стандартным четырехконтактным методом на постоянном токе с коммутацией электрического тока, протекающего через образец. Измерение оптических постоянных проводилось эллипсометрическим методом Битти при комнатной температуре на автоматизированной установке лаборатории оптики металлов ИФМ УрО РАН.

Для установления взаимосвязи между плотностью электронных состояний на уровне Ферми и электронными и магнитными свойствами исследуемых соединений Гейслера  $\text{Co}_2\text{MnZ}$  были проведены расчеты электронной зонной структуры. Все исследованные материалы  $\text{Co}_2\text{MnZ}$  являются ферромагнитными, поэтому проведено разделение нормального и аномального вклада в эффект Холла, сделана оценка концентрации и подвижности основных носителей заряда по однозонной модели.

В результате проведенных исследований выявлена взаимосвязь между электронными транспортными, магнитными и оптическими свойствами при вариации p-элементов в сплавах  $\text{Co}_2\text{MnZ}$  ( $Z = \text{Al}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{Si}, \text{Sn}$ ). Полученные закономерности хорошо коррелируют с плотностью электронных состояний на уровне Ферми.

*Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Спин», № 122021000036-3).*

1. Katsnelson M.I., Irkhin V.Y., Chioncel L., Lichtenstein A.I., De Groot R.A., Reviews of Modern Physics, **80**, 315 (2008).
2. Wang X.L., Physical Review Letters, **100**, 156404 (2008).
3. Jourdan M., Minar J., Braun J., Kronenberg A., Chadov S., Balke B., Gloskovskii A., Kolbe M., Elmers H.J., Schonenhense G., Ebert H., Felser C., Klau M., Nature Communications, **5**, 3974 (2014).
4. Manna K., Sun Y., Muechler L., Kübler J., Felser C., Nature Reviews Materials, **3**, 244 (2018).



## МЕТОД ФЛУКТУИРУЮЩЕГО ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ДИНАМИКИ ЗАКРЫТЫХ СИСТЕМ КОРРЕЛИРОВАННЫХ ФЕРМИОНОВ

Л.Д. Силаков<sup>1,2\*</sup>, Я.С. Ляхова<sup>2,1</sup>, А.Н. Рубцов<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

<sup>2</sup>Российский квантовый центр, Москва, Россия

<sup>3</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

\*E-mail: silakovleo@gmail.com

Модель Хаббарда используется для описания множества систем, включая высокотемпературные сверхпроводники. Для неё есть много численных методов, но нет общепринятого, работающего для широкого спектра параметров, в частности, для динамики. В связи с этим мы решили рассмотреть динамику модели Хаббарда для системы с полузаполнением, её гамильтониан представим в виде:

$$H = t \sum_{J,\sigma} \left( c_{J+x,\sigma}^\dagger c_{J,\sigma} + c_{J+y,\sigma}^\dagger c_{J,\sigma} + h.c. \right) + U \sum_J (n_{J\uparrow} - 1/2)(n_{J\downarrow} - 1/2) - h \sum_J (-1)^J (n_{J,\uparrow} - n_{J,\downarrow}). \quad (1)$$

Здесь  $U$  - величина кулоновского взаимодействия между  $\sigma = \uparrow$  и  $\sigma = \downarrow$ ,  $h$  - внешнее поле, поддерживающее антиферромагнитное состояние (AFM). Перескоки между соседними узлами происходят с амплитудой  $t$ . Индекс  $J$  обозначает положение текущего узла  $(j_x, j_y)$ , таким образом  $J + x = (j_x + 1, j_y)$ .

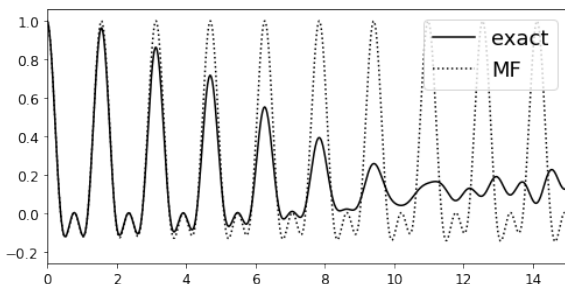


Рис. 1. M для параметров  $U/t = 0.1$ ,  $h/t = 0.1$ .

Применение широкоиспользуемого метода среднего поля (MF) позволяет легко считать системы с большим числом фермионов. Сравнение результатов **exact** и **MF** вычисления эволюции намагниченности (M) для решетки  $2 \times 4$  (Рис. 1.) показывает, что MF плохо описывает динамику системы на больших временах. Данная работа посвящена разработке нестационарного метода флуктуирующего локального поля (FLF), который доказал свою эффективность в стационарном режиме [1, 2]. Известно, что MF не учитывает флуктуации в AFM канале. Вводя внешнее поле  $\mathbf{h}$  в AFM канале флуктуаций, мы заменяем фиксированное эффективное поле в MF на ансамбль полей, флуктуирующих контролируемым образом. Тогда от рассмотрения эволюции квантового состояния  $\psi_{\mathbf{h}}^{(0)}$  в среднеполевом приближении переходим к рассмотрению ансамбля состояний:  $\psi^{FLF} = \int \psi_{\mathbf{h}}^{(0)} f(\mathbf{h}) d^3 \mathbf{h}$ .

Гибкость метода FLF и наличие в нём калибровочных параметров даёт основания полагать, что данный метод может быть успешно развит для описания динамики замкнутых коррелированных фермионных систем.

1. Rubtsov A. N., Phys. Rev. E **97**, 052120 (2018).

2. Lyakhova Y.S., Rubtsov A.N., J Supercond Nov Magn **35**, 2169–2173 (2022).



## CORRELATION EFFECTS AND SPIN-ORBIT COUPLING IN $\text{LiZn}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$ AND KITAEV MATERIALS

*S.V. Streltsov\**, *A.I. Poteryaev*

Institute of Metal Physics, Ekaterinburg, Russia

\*E-mail: [streltsov@imp.uran.ru](mailto:streltsov@imp.uran.ru)

We will discuss effects related to strong Coulomb repulsion and spin-orbit coupling in two classes of materials: cluster Mott-Hubbard insulators and Kitaev systems on example of two compounds  $\text{LiZn}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$  [1] and  $\text{SrCoGe}_2\text{O}_6$  [2].

*The work was supported by Russian Science Foundation through RSF 23-12-00159.*

1. Nikolaev S.A., Solovyev I.V., Streltsov S.V., NPJ Quantum Materials **6**, 25 (2021).
2. Ushakov A.V., Streltsov S.V., Maksimov P.A., to be published



## ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ДОМЕНОВ, ВЫЗВАННОЕ ДЕФОРМАЦИЕЙ ВО ФРУСТРИРОВАННОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ $\text{CoTi}_2\text{O}_5$

Л.С. Таран<sup>1\*</sup>, Д. Бер<sup>2</sup>, Д.Г. Портер<sup>3</sup>, А. Бомбарди<sup>3</sup>, Д. Прабхакаран<sup>4</sup>, Р.Д. Джонсон<sup>2,3</sup>,  
С.В. Стрельцов<sup>1,5</sup>

<sup>1</sup>Институт Физики металлов имени М.Н. Михеева, УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Университетский колледж Лондона, Лондон, Великобритания

<sup>3</sup>Лаборатория Резерфорда-Эплтона, Чилтон, Дидкот, Великобритания

<sup>4</sup>Оксфордский университет, Оксфорд, Великобритания

<sup>5</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [taran@imp.uran.ru](mailto:taran@imp.uran.ru)

Разработка магнитных носителей информации является актуальной и высокоприоритетной задачей для спинтронного сообщества. В особенности важным аспектом является исследование новых способов манипулирования магнитными материалами для более надежного хранения и быстрой обработки данных. В последнее время проявляется большой интерес в этом направлении и имеются некоторые успехи в переключении магнитных доменов с помощью приложенной деформации в ферромагнитных тонких пленках [1], или в антиферромагнитных векторных доменах Нееля, которые стабилизируются с помощью магнитокристаллической анизотропии [2].

Другим способом достижения переключения доменов, вызываемого деформацией, является прямая модуляция обменного поля, характеризующего взаимодействие между магнитными ионами и тем самым выбирающего энергетически подходящий магнитоструктурный домен. Одной из систем, пригодной для проверки такого метода, является титанат кобальта  $\text{CoTi}_2\text{O}_5$ .

В данной работе, используя резонансное упругое рентгеновское рассеяние для исследования магнитной структуры и искажения решетки, демонстрируется практически полное переключение магнитных доменов путем приложения напряжения, сопряженного с режимом совместной деформации. Механизм переключения достигается простой модуляцией обменных взаимодействий Гейзенберга. Представленные расчеты в рамках теории функционала плотности подтверждают механизм магнитоупругой связи.

*Работа выполнена при поддержке проекта РНФ №23-12-00159.*

1. Rousseau O., Weil R., Rohart S., Mougín A., Scientific Reports, **6**, 23038 (2016).
2. Ni Z., Haglund A.V., Wang H., Xu B., Bernhard C., Mandrus D.G., Qian X., Mele E.J., Kane C.L., Wu L., Nature Nanotechnology, **16**, 782 (2021).



## СОВМЕСТНАЯ МНОГОМОДОВАЯ СТАТИСТИКА ЧИСЕЛ ЧАСТИЦ В ХОЛОДНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕМ БОЗЕ-ГАЗЕ И ГАУССОВ БОЗОННЫЙ СЭМПЛИНГ

С.В. Тарасов\*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

\*E-mail: [serge.tar@gmail.com](mailto:serge.tar@gmail.com)

В связи с задачей построения квантовых симуляторов и демонстрации ими квантового превосходства представляет интерес поиск систем, чьи измеряемые характеристики можно связать с такими математическими объектами, эффективное вычисление которых с помощью классических компьютеров затруднено. К подобным трудно вычислимым математическим объектам относятся матричные перманенты и хафнианы, и на этом основаны концепции бозонного сэмплера и гауссова бозонного сэмплера [1,2]. В указанных симуляторах неклассический свет распространяется вдоль интерферометра от входных каналов к выходным, перерассеиваясь из канала в канал, а измеряется распределение фотонов по выходным каналам. Так как совместные вероятности чисел фотонов в различных выходах выражаются через перманенты либо хафнианы, указанное распределение может быть сложно для классического вычисления.

В докладе рассматривается равновесный холодный, частично конденсированный бозе-газ слабо взаимодействующих атомов и исследуется задача о совместном распределении чисел частиц в разных пространственных модах, относящихся к неконденсированной фракции. Показывается, что совместные вероятности этого распределения даже в рамках простого описания системы методами среднего поля (когда волновая функция макроскопически заполненной моды описывается уравнением Гросса-Питаевского, а диагонализующие гамильтониан квазичастицы-возбуждения определены системой уравнений Боголюбова-де Жена) являются потенциально сложными для классического вычисления, так как могут быть явно сведены к хафнианам нетривиальных матриц [3]. Это обстоятельство обнаруживает прямые параллели с задачей о гауссовом бозонном сэмплинге, хотя рассматриваемая система и выглядит заметно отличной от оптических симуляторов, являющихся принципиально неравновесными и оперирующими ансамблем невзаимодействующих фотонов. При этом вычислительная сложность, ассоциированная с исследуемой многомодовой статистикой в бозе-газе, возникает непосредственно из-за взаимодействия атомов, так как межчастичное рассеяние естественным образом порождает в системе эффект многомодового сжатия состояний при переходе между частицами и независимо флуктуирующими квазичастицами.

Обнаруженный результат базируется на аналитическом вычислении характеристической функции, или Фурье-образа, совместного распределения чисел частиц в наборе надконденстаных мод [3], осуществленном с использованием преобразования Вигнера, и доказательстве комбинаторной теоремы о производящей функции хафнианов [4], которая имеет тот же функциональный вид, что и найденная характеристическая функция. При этом интересно заметить, что применённый метод позволяет связать с матричными хафнианами не только совместные вероятности, но также совместные моменты и кумулянты анализируемого набора чисел заполнений.

*Исследование выполнено в рамках реализации Программы НЦМУ «Центр фотоники» при финансовой поддержке Минобрнауки, соглашение № 075-15-2022-316.*

1. Aaronson S., Arkhipov A., Theory of Computing, **9**, 143 (2013).
2. Kruse R., Hamilton C.S., Sansoni L., Barkhofen S., Silberhorn C., Jex I., Physical Review A, **100**, 032326 (2019).
3. Kocharovskiy V.V., Kocharovskiy V.I., Tarasov S.V., Physical Review A, **106**, 063312 (2022).
4. Kocharovskiy V.V., Kocharovskiy V.I., Tarasov S.V., Linear Algebra and its Applications, **651**, 144 (2022).



## О СОСУЩЕСТВОВАНИИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ И ДЕЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В МОДЕЛИ АНДЕРСОНА С АНОМАЛЬНО ДЛИННЫМИ ПРЫЖКАМИ

*В.А. Темкин<sup>1\*</sup>, А.С. Иоселевич<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Международная лаборатория физики конденсированного состояния НИУ ВШЭ, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. Ландау, Москва, Россия

\*E-mail: [vlad.temkin@gmail.com](mailto:vlad.temkin@gmail.com)

Модель Андерсона в пространстве с размерностью  $D$  и степенной зависимостью интеграла перескока  $J(r) \propto -r^{-\beta}$  представляет особый интерес для изучения в случае  $D < \beta < 3D/2$ , так как численные результаты указывают на возможность сосуществование локализованных и делокализованных состояний в таких системах вблизи дна зоны проводимости [1]. Возникновение локализованных состояний на фоне делокализованных в работе [1] связывают с существованием редких сильных локальных флуктуаций случайного потенциала, которые возможны при рассмотрении гауссового беспорядка.

В данной работе мы рассматриваем детали таких состояний в очень большой, но конечной системе. Мы показываем, что, строго говоря, истинно локализованных состояний при  $E > 0$  не существует: у всех состояний при  $E > 0$  обязательно имеется незатухающий осциллирующий хвост, который простирается до границ системы. Тем не менее у некоторых низкоэнергетических состояний этот осциллирующий хвост имеет чрезвычайно малую амплитуду, так что при не слишком большом размере системы он практически не играет никакой роли. Такие состояния мы называем квазилокализованными. Квазилокализованные состояния являются аналогами истинно локализованных состояний, возникающих при  $E < 0$ , и на малых расстояниях практически от них не отличаются.

Мы подробно изучаем детали этих состояний: находим квазилокализованные и делокализованные волновые функции вблизи сильных локальных флуктуаций потенциала, исследуем поведение Inverse Participation Ratio  $P_q$  в зависимости от энергии  $E$  и размера системы  $L$ . Мы находим, что, несмотря на наличие осциллирующих хвостов, квазилокализованные состояния демонстрируют черты фрактальности в большом диапазоне энергий, а не только при самых низких энергиях.

При рассмотрении влияния рассеяния на типичных слабых флуктуациях случайного потенциала мы показываем, что при достаточно низких энергиях в конечных системах квазилокализованные состояния сосуществуют с делокализованными.

1. Tikhonov K.S., Ioselevich A.S., and Feigel'man M.V., Annals of Physics **435** (2021). Special issue on Philip W. Anderson.





## INTERPLAY OF THE JAHN–TELLER EFFECT AND SPIN-ORBIT COUPLING IN $t_{2g}$ SYSTEMS

*F.V. Temnikov*<sup>1\*</sup>, *S.V. Streltsov*<sup>1,2</sup>, *K.I. Kugel*<sup>3,4</sup>, *D.I. Khomskii*<sup>5</sup>

<sup>1</sup> M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ekaterinburg, Russia

<sup>2</sup> Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

<sup>3</sup> Institute for Theoretical and Applied Electrodynamics, Moscow, Russia

<sup>4</sup> National Research University Higher School of Economics, Moscow, Russia

<sup>5</sup> II. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Köln, Germany

\* E-mail: [temnikov.fedor.v@gmail.com](mailto:temnikov.fedor.v@gmail.com)

Correlated electron physics have been an important field of condensed matter physics over the last several decades. A mutual interplay of various degrees of freedom (charge, spin, orbital and lattice) gives rise to a variety of different properties. This study considers two significant phenomena of such physics: the Jahn-Teller effect (JTE) and spin-orbit coupling (SOC). The SOC can be large (0.2–0.4 eV) for 4*d* and 5*d* ions, so it can induce such phenomena as spin-orbit assisted Mott insulators, quantum spin liquids, excitonic magnetism, multipolar orderings and correlated topological semimetals. [1] The JTE is associated with giant magnetoresistance (systems with Mn<sup>3+</sup> ions) and high-temperature superconductivity (cuprates with Cu<sup>2+</sup> ions). [2] Both Mn<sup>3+</sup> and Cu<sup>2+</sup> are 3*d* ions, so JTE was predominantly studied for 3*d* systems. Therefore a question arises: what is the concerted outcome of the JTE for 4*d* and 5*d* systems with strong SOC?

In this work we study the interplay between the cooperative JT effect and SOC giving rise to spin-orbital entangled states in concentrated systems. For  $e_g$  electrons, the crystal field quenches the orbital moment and the SOC. Therefore, we consider the interplay between the JTE and the SOC for  $t_{2g}$  orbitals. By using exact diagonalization method, we calculate the values of Jahn-Teller distortion for different number of electrons on  $t_{2g}$  orbitals as a function of the SOC strength. Our analysis reveals that the result of considered interaction is significantly depends on the occupancy of the  $t_{2g}$  levels, resulting in either the suppression or enhancement of the JTE due to the presence of SOC.

*This work was financially supported by the Russian Science Foundation, grant 23-42-00069.*

1. Takayama T. et al. J. Phys. Soc. Japan **90**, 062001 (2021).
2. Imada M., Fujimori A., Tokura Y. Rev. Mod. Phys. **70**, 1039 (1998).
3. Streltsov S. V. et al. Phys. Rev. B. **105**, 205142 (2022).



## В ПОИСКАХ ПЕРЕХОДА МОТТА В ВТСП СИСТЕМАХ

И.О. Трифонов<sup>1,2\*</sup>, С.Л. Скорняков<sup>1,2</sup>

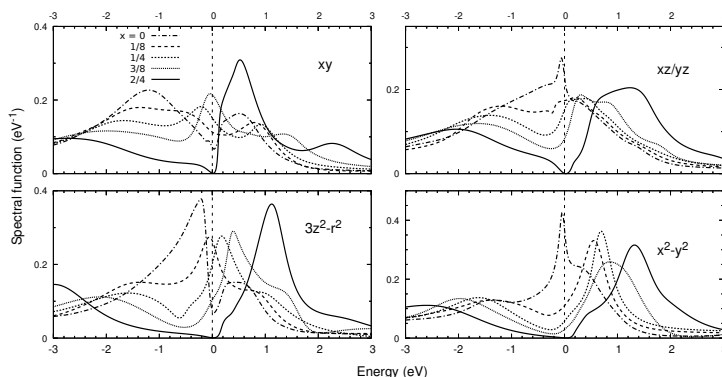
<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [trifonov@imp.uran.ru](mailto:trifonov@imp.uran.ru)

Сверхпроводники на основе железа находятся в центре внимания современной физики конденсированного состояния. Ввиду частичного структурного сходства данных соединений с ВТСП купратами, предпринимаются попытки проведения аналогий между свойствами двух данных классов соединений. В частности, для базовых сверхпроводников на основе железа интерес представляет вопрос о возможности реализации диэлектрического состояния, вызванного кулоновским взаимодействием между электронами частично заполненных оболочек. К настоящему времени единственной системой, в которой экспериментально зарегистрирован переход коррелированный металл - диэлектрик Мотта, при легировании, является  $\text{NaFe}_{1-x}\text{Cu}_x\text{As}$ .

В данной работе исследовано влияние кулоновских корреляций и легирования медью (замещение железа, дырочное легирование  $\text{LiFeAs}$ ) на электронную структуру соединения  $\text{LiFeAs}$  в рамках комбинированного подхода теорий функционала электронной плотности и динамического среднего поля (DFT+DMFT). Легирование дырками учитывалось в приближении сдвига уровня Ферми. Расчеты показали, что дырочное легирование приводит к существенному преобразованию спектральных свойств  $\text{LiFeAs}$ . Полученное изменение спектральных функций, (Рис. 1), демонстрирует, что при приближении  $x$  к 0.5 в системе происходит переход Мотта в диэлектрическое состояние с шириной запрещенной зоны 0.15 эВ. Таким образом, эволюция спектральных свойств  $\text{LiFeAs}$  при легировании качественно идентична таковой в изоструктурной и изоэлектронной соединениях  $\text{NaFeAs}$ , что позволяет сделать предсказание о формировании состояния моттовского диэлектрика в составе  $\text{LiFe}_{1-x}\text{Cu}_x\text{As}$ .



**Рис. 1.** Эволюция спектральной функции парамагнитного  $\text{LiFe}_{1-x}\text{Cu}_x\text{As}$  при изменении параметра легирования  $x$  в диапазоне от 0 до 0.5, полученная в рамках модели сдвига уровня Ферми методом DMFT для  $T = 290$  К.

1. Mazin, I. I., Nature, **464**, 183 (2010).
2. Dagotto E, Reviews of Modern Physics **66**, 763 (1994).
3. Song Y. et al, Nature communications, **7**,13879 (2016).



## ТОК ЧЕРЕЗ ДЖОЗЕФСОНОВСКИЙ КОНТАКТ МЕЖДУ МАЙОРАНОВСКИМИ КРАЕВЫМИ МОДАМИ

*К.Е. Турышев<sup>1\*</sup>, Ю.Г. Махлин<sup>1,2</sup>*

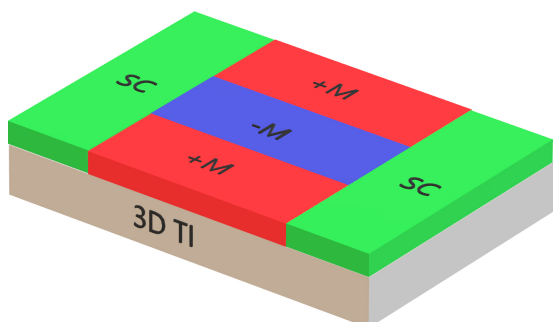
<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук, Черноголовка, Россия

\*E-mail: [turyshv.konstantin@gmail.com](mailto:turyshv.konstantin@gmail.com)

В физике конденсированного состояния активно ведётся изучение майорановских нулевых мод, в том числе из-за их неабелевой статистики, имеющей потенциальное применение в области топологических квантовых вычислений.

Майорановские моды являются зарядово-нейтральными суперпозициями электрона и дырки, что затрудняет их наблюдение. Одним из способов их обнаружения является интерферометрия, основывающаяся на том, что при слиянии двух майорановских мод образуется заряженная дираковская мода (сохранение заряда при этом соблюдается благодаря переходу заряда в сверхпроводник).



**Рис. 1.** Рассматриваемый джозефсоновский контакт

Одна из возможных конструкций интерферометра с участием майорановских нулевых мод была рассмотрена в работе [1]. Она представляет из себя джозефсоновский контакт между двумя сверхпроводниками на поверхности топологического изолятора, разделёнными магнитной прослойкой с двумя доменными стенками (см. Рис. 1). На границах сверхпроводников и магнетика локализованы одномерные майорановские нулевые моды, а ток через такой контакт переносится дираковскими модами, локализованными на доменных стенках.

Мы изучаем влияние конечной ширины такого контакта на его соотношение ток-фаза, возникающее из-за гибридизации мод на доменных стенках. Рассматривается модель, в которой гибридизация отсутствует около сверхпроводящих берегов, но присутствует вдали от них. В таком случае возникающее из-за гибридизации рассеяние описывается матрицей рассеяния  $S(E)$ . Нами было найдено выражение для спектральной плотности тока при произвольной матрице рассеяния и получено явное ток-фазовое соотношение для некоторых частных случаев.

1. D.S. Shapiro, A. Shnirman, A.D. Mirlin, Phys. Rev. B **93**, 155411 (2016).



## МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО РАССЛОЕНИЯ В МОДЕЛИ ПОЛУЖЕСТКИХ БОЗОНОВ

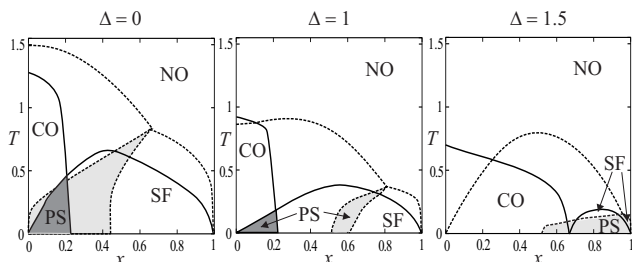
*В.А. Улитко\**, *В.В. Конев*

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [vasiliy.ulitko@urfu.ru](mailto:vasiliy.ulitko@urfu.ru)

Низкоразмерные модели решеточных бозонов с конкурирующими взаимодействиями активно изучаются последние несколько десятилетий [1,2]. Интерес к таким системам связан с экспериментальным обнаружением таких бозонных фаз, как сверхтекучесть, Бозе-Эйнштейновская конденсация, Моттовский изолятор, оптическая решетка с ультрахолодными атомами. В настоящей работе рассматривается модель заряженных «полужестких» бозонов [3] на квадратной решетке с возможным числом заполнения на узле  $n = 0, 1, 2$ . На языке псевдоспинового описания гамильтониан системы может быть записан в виде [4]:

$$\hat{\mathcal{H}} = \Delta \sum_i \hat{S}_{iz}^2 + V \sum_{\langle ij \rangle} \hat{S}_{iz} \hat{S}_{jz} - t \sum_{\langle ij \rangle} (\hat{S}_{i+}^2 \hat{S}_{j-}^2 + \hat{S}_{i-}^2 \hat{S}_{j+}^2) - \mu \sum_i \hat{S}_{iz}.$$



**Рис. 1.** Температурные фазовые диаграммы модели для  $V/t = 0.75$ . CO (SF) обозначает зарядово упорядоченную (сверхтекучую) фазу, а PS соответствует фазовому расслоению. Сплошная и пунктирная линии соответствуют критическим температурам, полученным методами SGF и MFA соответственно.

мы модели и исследовано влияние локальных корреляций заряда (Рис. 1). Сравнение с результатами метода среднего поля (MFA) показало, что локальные корреляции заряда приводят к возрастанию роли квантовых флуктуаций при формировании фазовых состояний. В частности, при  $\Delta/t > 0$  область SF оказывается существенно большей, чем было предсказано MFA.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках проекта проекта FEUZ-2023-0017.*

1. J. R. Heng et al., Phys. Rev. **100**, 10443 (2019).
2. O. Dutta et al., Rep. Prog. Phys. **78**, 066001 (2015).
3. V.V. Konev, Yu.D. Panov, Phys. Solid State **63**, 1426 (2021).
4. V. G. Rousseau, Phys. Rev. E **78**, 056707(2008).



## ВЫЧИСЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КИТАЕВСКОМ КОБАЛЬТИТЕ $\text{SrCoGe}_2\text{O}_6$

П. Максимов<sup>1,2</sup>, А. Ушаков<sup>1\*</sup>, А. Губкин<sup>1</sup>, Г. Рэдхаммер<sup>4</sup>, А. Колесников<sup>5</sup>, А. Сантос<sup>5</sup>,  
Ж. Гай<sup>5</sup>, М. МакГуайер<sup>5</sup>, А. Подлесняк<sup>5</sup>, С. Стрельцов<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>3</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>4</sup>Университет Зальцбурга, Зальцбург, Австрия

<sup>5</sup>Национальная лаборатория Ок-Ридж, США

\*E-mail: [alexushv@mail.ru](mailto:alexushv@mail.ru)

Недавние исследования показали, что кобальтиты с решеткой типа «пчелиные соты» могут описываться моделью Китаева. В данной работе с помощью методов неупругого рассеяния нейтронов и первопринципных расчетов электронной структуры рассматривается возможность применения одномерной модели Китаева-Гайзенберга в пироксене  $\text{SrCoGe}_2\text{O}_6$ .

*Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 23-12-00159.*



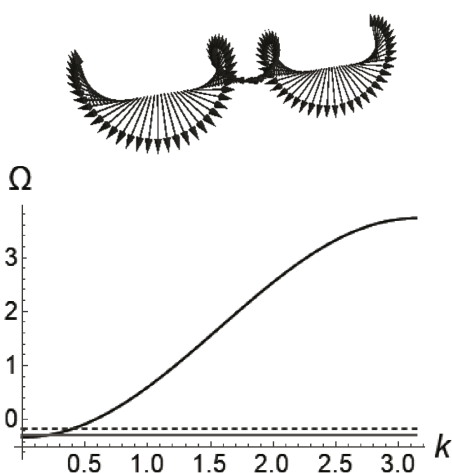
## ДИСКРЕТНЫЕ БРИЗЕРЫ В МОНОАКСИАЛЬНОМ КИРАЛЬНОМ ГЕЛИМАГНЕТИКЕ С ЛЕГКОПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

И.Г. Бострем<sup>1</sup>, Е.Г. Екомасов<sup>2</sup>, М.И. Фахретдинов<sup>2\*</sup>, А.С. Овчинников<sup>1</sup>, Вл.Е. Синицын<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт математики и механики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия

\*E-mail: [fmi106tf@gmail.com](mailto:fmi106tf@gmail.com)



**Рис. 1.** Темная дискретная бризерная мода вблизи нижнего края спин-волновой полосы

литонной решетки, с отличающимся, но ограниченным количеством внедренных  $2\pi$ -кинков (Рис. 1).

Линейная устойчивость этих темных бризерных мод проверена с помощью анализа Флоке. Их энергия, определяемая двумя параметрами: периодом и амплитудой решетки бризера, линейно спадает с ростом числа изломов. Полученные результаты могут открыть путь к созданию спинтронных резонаторов на основе киральных гелимагнетиков.

1. Bostrem I. G. et al., Phys. Rev. B **104**, 214420 (2021).

2. Бострем И. Г. и др. ТМФ **214**, 291 (2023).



## ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ В НАНОСТРУКТУРАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*В.В. Филиппова\*, Н.В. Шульга, Р.А. Дорошенко, З.В. Гареева*

Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, Уфа, Россия

\* E-mail: [mukhamadeeva.vika@mail.ru](mailto:mukhamadeeva.vika@mail.ru)

В последние десятилетия наблюдается рост работ на тему, связанную с материалами и наноструктурами, в которых наблюдается более одного типа упорядоченности, главным образом из-за интереса к корреляции двух или более параметров порядка, которые могут стать основой для новых электронных устройств [1]. В частности, этот интерес обусловлен предположением, что следующее поколение устройств памяти с магнитным сопротивлением будет иметь более высокую плотность записи. В связи с этим большое внимание исследователей привлекают низкоразмерные структуры, в которых возможна реализация микромагнитных состояний вихревого типа, представляющих интерес как для фундаментальных исследований, так и для практических приложений в связи с топологической устойчивостью, наличием нескольких параметров порядка (поляриностью, киральностью, топологическим зарядом), возможностями локализации топологических микромагнитных структур и управления их свойствами за счет изменения внешних параметров. Как было показано, в работах [2, 3] топологические сингулярности вида блоховских точек играют большую роль при формировании новых топологических состояний (скирмионов и хопфионов) в 3D магнитных структурах.

В данной работе проведено исследование микромагнитных состояний, реализующихся в многослойной структуре, состоящей из чередующихся ферромагнитных слоев, различающихся своими магнитными свойствами, в том числе характером магнитной анизотропии (рассматриваются ситуации с анизотропией типа «легкая ось» и «легкая плоскость»). Показано, что при определенном сочетании физических и геометрических параметров в системе возможна реализация сингулярностей вида точек Блоха. Исследованы процессы трансформации микромагнитных состояний при приложении внешнего магнитного поля, ориентированного по нормали к поверхности многослойной пленки.

В соответствии с концепцией неоднородного магнитоэлектрического эффекта [3] в области магнитных неоднородностей возможно возникновение электрической поляризации.

$$\mathbf{P} = \gamma \chi_e [(\mathbf{M} \cdot \nabla) \mathbf{M} - \mathbf{M}(\nabla \cdot \mathbf{M})]$$

где  $\mathbf{M}$  — намагниченность,  $\mathbf{P}$  — электрическая поляризация,  $\chi_e$  — диэлектрическая восприимчивость,  $\gamma$  — коэффициент неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия. Проведены расчеты распределения электрической поляризации в окрестности магнитных неоднородностей, изучены гистерезисные зависимости намагниченности и поляризации при перемагничивании структуры во внешнем магнитном поле. Моделирование проводилось в программном пакете OOMMF.

*Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 23-22-00225. Ф.В.В. благодарит за финансовую поддержку Государственное задание Российской Федерации на проведение научных исследований лабораториями (№075-03-2021-193/5 30.09.2021).*

1. Guo Z. et al, Proceedings of the IEEE, **109**, 8 (2021).
2. Raftrey D. and Fischer P., Phys. Rev. Lett. **127**, 257201 (2021).
3. Звездин А. К., Пятаков А. П. Успехи физических наук, **179**, 8 (2009).



## ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ИЗОЛЯТОРА $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ АРГОНА

Б.М. Фоминых<sup>1,2\*</sup>, А.Е. Степанов<sup>1,2</sup>, А.Н. Перевалова<sup>1</sup>, С.В. Наумов<sup>1</sup>, К.В. Шаломов<sup>3</sup>,  
Н.В. Гущина<sup>3</sup>, В.В. Марченков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup>Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [fominykh@imp.uran.ru](mailto:fominykh@imp.uran.ru)

Соединение  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  является топологическим изолятором, в котором объем представляет собой изолятор или полупроводник, а на поверхности существуют топологически защищенные проводящие состояния с дираковским (линейным) законом дисперсии. Поэтому физические характеристики таких материалов весьма чувствительны к различным дефектам, возникающим как на их поверхности, так и в объеме.

Одним из способов создания различных дефектов как вблизи поверхности материала, так и в его объеме, является облучение высокоэнергетическими частицами. При этом тип дефектов, их количество, глубину проникновения можно регулировать путем выбора вида высокоэнергетических частиц, плотности ионного тока, продолжительности (времени) воздействия (облучения), температуры, при которой осуществляется облучение, и многими другими параметрами [1].

В работе [2] исследовалось влияние облучения ионами неона  $\text{Ne}^{2+}$  на электрические и термоэлектрические свойства тонких пленок топологических изоляторов  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  и  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  и было показано, что увеличение дозы облучения приводит к уменьшению электросопротивления и увеличению коэффициента Зеебека по абсолютной величине для обоих образцов.

Поскольку в «массивных» топологических изоляторах в проводимости участвуют носители как в объеме, так и на поверхности, разная глубина проникновения ионов, их концентрация и другие характеристики дефектов, которые можно задавать и регулировать с помощью параметров облучения, могут приводить к различным эффектам в электронном транспорте. В настоящей работе исследовалось электро- и магнитосопротивление, а также сопротивление Холла объемных образцов монокристалла топологического изолятора  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ , подвергнутых облучению ионами аргона  $\text{Ar}^+$  с энергией 10- — 15 кэВ различными флюенсами. Температурные и полевые зависимости электро- и магнитосопротивления и сопротивления Холла облученных монокристаллов  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  были измерены в интервале температур от 4,2 до 300 К и в магнитных полях до 9 Тл. В результате проведенных исследований обнаружено, что облучение приводит к росту электро- и магнитосопротивления и сопротивления Холла по абсолютной величине, что можно объяснить появлением дополнительных центров рассеяния (дефектов структуры). Особенности наблюдаемых эффектов обсуждаются в рамках существующих теоретических представлений.

*Исследование выполнено за счет молодежного научного проекта ИФМ УрО РАН № м 24-23.*

1. Ovchinnikov V. V., Makarov E. V., Semionkin V. A., Gushchina N. V. *Vacuum*, **201**, 111040 (2022).

2. Fu G., Zuo L., Lian J., Wang Y., Chen J., Longtin J., Xiao Z. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **358**, 229 (2015).





## ТРАНСФЕРНОЕ ОБУЧЕНИЕ МЕЖЧАСТИЧНЫХ НЕЙРОСЕТЕВЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ В ЗАДАЧАХ РАСЧЕТА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ И ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛУРГИЧЕСКИХ РАСПЛАВОВ

Е.О. Хазиева\*, Р.Е. Рыльцев

Институт металлургии УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [cat.hazieva@yandex.ru](mailto:cat.hazieva@yandex.ru)

Межчастичные потенциалы машинного обучения (MLIPs — Machine Learning Interatomic Potentials) — это новый класс силовых полей для атомистического моделирования. Основная идея этого подхода — аппроксимировать поверхность потенциальной энергии системы с помощью некоторой многочастичной функции общего вида (например, нейронной сети) используя эталонные значения, полученные с помощью *ab initio* расчетов. Полученный потенциал затем используется в рамках классического атомистического моделирования что позволяет достигнуть *ab initio* точности при меньших на порядки меньших вычислительных затратах [1].

В последние годы было показано, что MLIPs на основе нейронных сетей являются эффективным инструментом для расчета теплофизических свойств металлических расплавов [2–4]. Вместе с тем, были выявлены проблемы, решение которых является вызовом для вычислительного материаловедения. Одной из них является недостаточная точность стандартных *ab initio* методов, основанных на теории функционала плотности, для описания некоторых свойств, таких как вязкость и температуры фазовых превращений [5,6]. Во-вторых, создание MLIPs — это трудоемкий процесс, который может занимать недели и требовать значительных вычислительных ресурсов.

Одним из способов решения указанных проблем является трансферное обучение (TL — Transfer Learning). TL — это повторное использование предварительно обученной модели для решения новой задачи. В нашем случае трансферное обучение означает переобучение предварительно обученного MLIP на другую с помощью нового набора данных. Поскольку при таком дообучении обновляются только часть параметров нейросети (как правило, соответствующих одному-двум внешним слоям), то размер нового набора данных может быть на порядки меньше по сравнению с размером исходного набора данных, использованного для обучения исходной модели. Это, в частности, позволяет использовать для создания нового набора более точные *ab initio* приближения. Другой перспективный способ использования TL — дообучение «универсальных» MLIP, содержащих информацию о взаимодействии десятков химических элементов, и обученных на основе больших баз данных, содержащих результаты первопринципных расчетов десятков тысяч химических соединений и структур, таких как Materials Project.

В данной работе рассматриваются возможности TL для атомистического моделирования металлургических расплавов. Рассматривая расплавы Al–Cu и Cr–C в качестве тестовых систем, мы испытали несколько вариантов построения нейросетевых потенциалов с помощью TL. Показано, что использование в рамках TL небольших (порядка 102 конфигураций) тренировочных датасетов, построенных в рамках meta-GGA приближения в варианте r2SCAN позволяет получать нейросетевые потенциалы, с помощью которых можно с высокой точностью рассчитывать широкий спектр свойств в исследованных системах.

*Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ (№ 22-22-00506).*

1. Y. Mishin, Acta Mater., **214**, 116980 (2021).
2. R.E. Ryltsev, N.M. Chtchelkatchev, J. Mol. Liq., **349**, 118181 (2022).
3. N. Kondratyuk, R. Ryltsev, V. Ankudinov, N. Chtchelkatchev, J. Mol. Liq., **380**, 121751 (2023).
4. A.O. Tipeev, R.E. Ryltsev, N.M. Chtchelkatchev, S. Ramprakash, E.D. Zanotto, J. Mol. Liq., **387**, 122606 (2023).
5. N.M. Chtchelkatchev, R.E. Ryltsev, M.V. Magnitskaya, S.M. Gorbunov, K.A. Cherednichenko, V.L. Solozhenko, V.V. Brazhkin, J. Chem. Phys., **159**, 064507 (2023).
6. Е.О. Хазиева, Н.М. Щелкачев, А.О. Типеев, Р.Е. Рыльцев, ЖЭТФ, **164**, 1 (2023).



## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА MnTe ПРИ УЧЕТЕ ЭЛЕКТРОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

Е.Д. Чернов<sup>1\*</sup>, А.В. Лукоянов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский Федеральный Университет имени первого президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [chernov\\_ed@imp.uran.ru](mailto:chernov_ed@imp.uran.ru)

Халькогениды переходных металлов благодаря их оптическим, термоэлектрическим и транспортными свойствам [1] обладают потенциалом применения в качестве полупроводников с широкой запрещенной зоной [2], конденсаторов [3], а также в каталитических и термоэлектрических устройствах в солнечных батареях [4]. Особым интересом обладают халькогениды марганца MnX (S, Se, Te), которые обладают несколькими кристаллическими фазами. Для MnS и MnSe стабильной является кубическая фаза типа NaCl, в свою очередь для MnTe стабильной является гексагональная структура типа NiAs. При нормальных условиях исследуемое соединение MnTe является магнитным полупроводником с непрямой щелью около 1 эВ и магнитным упорядочением ниже температуры Нееля  $T_N = 310$  K [5].

В данной работе представлены результаты теоретических исследований электронной структуры и магнитных свойств теллурида марганца при нормальных условиях и при всестороннем сжатии. Для проведения расчетов использовался метод DFT+U на основе теории функционала плотности, учитывающий электронные корреляции в 3d оболочке ионов марганца. Расчет электронной структуры проводился для антиферромагнитного упорядочения магнитных моментов ионов марганца. Ширина запрещенной зоны в расчетах составила 1 эВ, а магнитный момент ионов марганца при нормальных условиях равен  $4.7 \mu_B$ . При уменьшении объема ячейки MnTe в полученных результатах обнаружен переход диэлектрик-металл, сопровождающийся закрытием щели, и резкое уменьшение величины магнитного момента ионов марганца. При сжатии ячейки до 50% относительно нормальных условий величина магнитного момента марганца у MnTe составила  $2.7 \mu_B$ .

Таким образом, в данной работе было исследовано влияние давления на электронную структуру и магнитные свойства теллурида марганца MnTe. Было выявлено, что при уменьшении объема ячейки в теллуриде марганца происходит переход диэлектрик-металл, а также переход из высокоспинового состояния в низкоспиновое.

*Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Электрон», № 122021000039-4). Е.Д. Чернов благодарит Институт физики металлов имени М. Н. Михеева за поддержку его работы по государственному заданию Минобрнауки России по теме "Электрон которая выполнялась в рамках проекта ИФМ УрО РАН № 10-23/мол.*

1. Roychowdhury S.; et al., J. Solid State Chem., **275**, 103 (2019).
2. Woods-Robinson R.; et al., Chem. Rev., **120**, 9 (2020).
3. Barik R.; et al., Curr. Opin. Electrochem., **21**, 327 (2020).
4. Hussain W.; et al., Mater. Chem. Phys., **194**, 345 (2017).
5. Kriegner D.; et al., Nat. Commun., **7**, 11623 (2016).



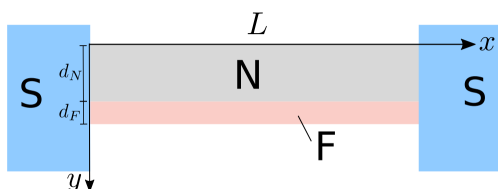
## ПОДАВЛЕНИЕ МИНИЩЕЛИ В S(N/F)S КОНТАКТАХ

П.А. Иоселевич<sup>1,2</sup>, Д.А. Чукланов<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Москва, Россия

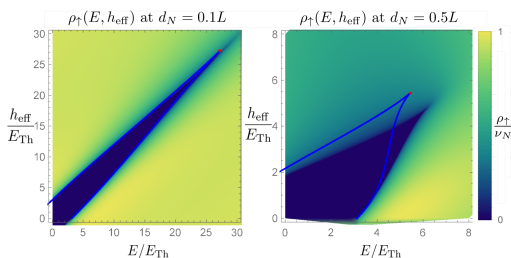
\*E-mail: [tschuklanow@yandex.ru](mailto:tschuklanow@yandex.ru)



**Рис. 1.** S(N/F)S система. Слои N и F тонкие в направлении  $x$  по сравнению с длиной в направлении  $y$ , т.е.  $d_N, d_F \ll L$ . Все контакты между различными материалами прозрачные.

Рассматривается длинный диффузный контакт Джозефсона, слабой связью в котором является тонкий бислоем нормальный металл (N)–ферромагнетик (F), так что N и F образуют параллельные связи между сверхпроводниками S. Предполагается диффузный предел, когда длина свободного пробега намного меньше любой другой длины в системе, сверхпроводимость будет описываться уравнением Узаделя [1]. Показано, что сверхпроводимость в такой слабой связи описывается эффективным одномерным уравнением Узаделя, содержащим ослабленное обменное поле, а также распаривающий член. Механизм распаривания основан на неотъемлемой неоднородности бислоя и отличает его от обычного SFS контакта. Эффективное одномерное уравнение Узаделя принимает вид:

$$\frac{D_N}{2} \vartheta'' + i(\epsilon + h_{eff}) \sin \vartheta - \Gamma \sin 2\vartheta = 0,$$



**Рис. 2.** Плотность состояний  $\rho$  как функция энергии  $E$  и обменного поля  $h_{eff}$  для  $L = 10d_N$  (слева) и  $L = 2d_N$  (справа). Сплошные синие линии показывают минигщель из эффективной одномерной теории уравнения. Красная точка отмечает закрытие минигщели при  $h_{eff} = h_c$ . Выраженная цветом плотность состояний получена численным решением исходного уравнения Узаделя.

Здесь  $D_N$  — коэффициент диффузии в нормальном металле,  $\epsilon Z$  — энергия квазичастицы,  $h_{eff}$  — эффективное обменное поле,  $\Gamma$  — эффективный распаривающий фактор,  $\vartheta$  — угол параметризации функции Грина.

Распаривание влияет на плотность состояний S(N/F)S системы и, в частности, приводит к подавлению минигщели в плотности состояний, разрешенной по проекции спина. Сила распаривания выражается через геометрические параметры системы, энергию Таулесса и эффективное обменное поле. Построенная одномерная теория применима для разнообразных систем с тонкими многослойными связями и хорошо согласуется с численными результатами (рис. 2) и имеющимся экспериментом [1].

1. K. D. Usadel, Phys. Rev. Lett. **25**, 8 (1970).

2. T. E. Golikova, F. Hübler, D. Beckmann, I. E. Batov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, V. V. Ryazanov, Phys. Rev. B **86**, 064416 (2012).



## ЭЛЕКТРОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ И НЕЛОКАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В МНОГО-ОРБИТАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Д.А. Шиленко<sup>1\*</sup>, И.В. Леонов<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [shilenko.dmitrii@mail.ru](mailto:shilenko.dmitrii@mail.ru)

Описание электронной структуры и магнитных свойств материалов с сильно-коррелированными электронами является одной из наиболее тяжелых задач в области современной физики конденсированного состояния.

Теория динамического среднего поля (DMFT) [1,2] является мощным инструментом, позволяющим учесть сильное электрон-электронное взаимодействие, которое может быть описано собственной энергетической частью, включающей в себя все локальные спиновые флуктуации в системе. Однако для более реалистичного описания свойств коррелированных систем необходимо учесть нелокальные вклады, возникающие от зарядовых, спиновых и коллективизированных флуктуаций.

Предпринимались различные попытки выхода за локальный предел в методе DMFT, например с помощью приближения динамического кластера (DCA) и диаграмматических подходов: GW+DMFT, приближение динамической вершинной части (DGA). Наиболее многообещающим и численно-точным является метод дуальных фермионов (DF) [3-5] с разложением по теории возмущения вокруг локального DMFT решения и учета вершинной поправки. В данной работе мы обсудим наши результаты, полученные после применения двух-частичной вершинной поправки внутри метода DF для изучения эффектов, связанных с нелокальными вкладами в много-орбитальной системе вблизи перехода Мотта.

В рамках обобщенного подхода DFT+DF станет возможным явный учет нелокальных корреляционных эффектов в многозонных моделях и материалах с сильным электрон-электронными взаимодействиями.

При этом численно точное в локальном пределе DFT+DMFT решение является стартовой итерацией для метода дуальных фермионов. Таким образом, становится возможным диаграммное разложение вблизи точного DMFT решения с учетом вклада вершинных поправок и построение полностью самосогласованного метода DFT+DF.

1. Georges A., et al. Dynamical mean-field theory of strongly correlated fermion systems and the limit of infinite dimensions, *Reviews of Modern Physics* (1996).
2. Kotliar G., Savrasov S.Y., Haule K., Oudovenko V.S., Parcollet, O., & Marianetti, C.A. Electronic structure calculations with dynamical mean-field theory, *Reviews of Modern Physics* (2006).
3. Rubtsov A.N., Katsnelson M.I., and Lichtenstein A.I. Dual fermion approach to nonlocal correlations in the Hubbard model, *Physical Review B* (2008).
4. Lyakhova Ya.S., Astretsov G.V., Rubtsov A.N. Mean-field concept and post-DMFT methods in the modern theory of correlated systems, *Phys. Usp.* (2023).
5. Rohringer, G., et al. Diagrammatic routes to nonlocal correlations beyond dynamical mean field theory, *Reviews of Modern Physics* (2018).



## ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ МОДЕЛИ МОТТА-ХАББАРДА С СИЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

*Е.И. Шнейдер<sup>1\*</sup>, С.В. Николаев<sup>2</sup>, С.Г. Овчинников<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

\*E-mail: [shneyder@iph.krasn.ru](mailto:shneyder@iph.krasn.ru)

В рамках поляронной версии обобщенного метода сильной связи [1] анализируются особенности электронной структуры многозонной модели Мотта-Хаббарда с сильным электрон-фононным взаимодействием. Показано, что решеточный вклад типа Пайерлса регулирует полярон-биполяронный кроссовер в пределе сильных электронных корреляций, в то время как конкуренция Хольштейновского вклада с локальным кулоновским взаимодействием задает условия формирования плоской зоны вблизи уровня Ферми. На фазовой диаграмме в параметрах электрон-фононного взаимодействия эти процессы определяют разнообразие коррелированных систем, что иллюстрируют, например, особенности перехода диэлектрик-металл по допированию или параметру электрон-фононной связи [2].

1. Шнейдер Е.И., Макаров И.А., Зотова М.В., Овчинников С.Г., ЖЭТФ, **153**, 820 (2018).

2. Shneyder E.I., Zotova M.V., Nikolaev S.V., and Ovchinnikov S.G., Phys. Rev. B **104**, 155153 (2021).



## ОСОБЕННОСТИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПОВЕДЕНИЯ РАЗБАВЛЕННОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА

*Д.Н. Ясинская\**, Ю.Д. Панов

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

\*E-mail: [daria.iasinskaia@urfu.ru](mailto:daria.iasinskaia@urfu.ru)

Низкоразмерные фрустрированные системы имеют разнообразные фазовые диаграммы, неупорядоченные состояния, в системах с фрустрацией могут наблюдаться усиление магнетокалорического эффекта [1], а также такие необычные критические явления как псевдопереходы [2]. Они проявляются в виде резкого изменения типа неупорядоченного состояния системы, при котором некоторые термодинамические функции проявляют очень сильные особенности, но остаются непрерывными.

Работа посвящена изучению фазовых, критических и магнитных свойств модели изинговских спинов  $s = 1/2$  с заряженными примесями, заряд которых описывается псевдоспином  $S = 1$ . Гамильтониан системы включает одноузельное заряд-зарядовое взаимодействие  $\Delta$ , межузельное заряд-зарядовое взаимодействие  $V \geq 0$ , обменное взаимодействие спинов  $J$ , а также внешнее магнитное поле  $h$ :

$$H = \Delta \sum_i S_{i,z}^2 + V \sum_{\langle ij \rangle} S_{i,z} S_{j,z} + J \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_{i,z} \sigma_{j,z} - h \sum_i \sigma_{i,z} - \mu \sum_i S_{i,z},$$

где  $\sigma_{iz} = (1 - S_z^2) s_{iz}$  – оператор проектирования на магнитные состояния со спином  $s = 1/2$ . С помощью химического потенциала мы фиксируем плотность суммарного заряда примесей в системе:  $nN = \sum_i S_{i,z} = const$ .

Анализ энтропии на границах разделения фаз показал наличие псевдопереходов. При  $n = 0$  наблюдаются псевдопереходы, напоминающие фазовые переходы I рода. Похожие псевдопереходы были обнаружены во многих других одномерных фрустрированных системах [3]. Однако при  $n \neq 0$  был обнаружен новый тип псевдоперехода, напоминающий фазовый переход II рода. Это связано с наличием макроскопического фазового расслоения в магнитной фазе. Анализ критических свойств системы больших пространственных размерностей вблизи границы, для которой наблюдались псевдопереходы, показал наличие фазовых переходов I рода. Можно сделать вывод о связи псевдокритических свойств одномерной системы с особенностями критического поведения многомерной системы.

*Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС», а также Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект FEUZ-2023-0017.*

1. M.E. Zhitomirsky // Phys. Rev. B **67**, 104421 (2003).
2. S.M. de Souza, O. Rojas // Solid State Commun. **269**, 131 (2017).
3. O. Rojas // Acta Phys. Pol. A **137**, 933 (2020).

# АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Andriyakhina E.S., 23

Apostoloff S.S., 23

Biamonte J., 70

Burmistrov I.S., 12, 23, 72, 92

Buskina A.V., 23

Chestnov I., 75

Demirchyan S., 75

Kardashin A., 70

Katsnelson M.I., 15

Kavokin A., 75

Khomskii D.I., 105

Kokovin A.D., 72

Kondratenko K., 75

Kugel K.I., 105

Mazurenko V.V., 15

Mila F., 15

Nekrasov I.A., 46

Parfenov M.V., 92

Pavlov N.S., 46

Pervakov K.S., 46

Pervishko A., 70

Poteryaev A., 95

Pudalov V.M., 46

Rubtsov A.N., 98

Semenov S., 98

Shein I.R., 46

Sotnikov O.M., 15

Stepanov E.A., 15

Streltsov S., 95

Streltsov S.V., 105

Temnikov F.V., 105

Ushakov A., 95

Vlasova A., 70

Yudin D., 70

Азаревич А.Н., 54

Акзянов Р.Ш., 69

Аксенов С.В., 58

Андреев С.В., 60

Анисимов В.И., 53, 81

Антонов Г.И., 31

Аристов Д.Н., 56, 86

Асриян Н.А., 61

Астафьев О.В., 52

Бабухин Д.В., 62

Байдак С.Т., 93

Барамыгина Ю.В., 56

Баренгольц С.А., 33

Бер Д., 102

Болотина Н.Б., 54

Бомбарди А., 102

Бострем И.Г., 45, 110

Бражкин В.В., 11

Буздин А.И., 51, 76

Бурмистров И.С., 58, 80

Валиулин В.Э., 35

Васенин А.В., 52

Василевский Ф.А., 67

Васин М.Г., 24

Габани С., 54

Гавреев М.А., 63, 83

Гаврилкин С.Ю., 54

Гай Ж., 109

Гареева З.В., 25, 111

Глазов М.М., 13

Голота А.Е., 50



Григорьев П.Д., 26, 78, 85  
Губкин А., 109  
Гудин С.А., 27  
Гунин С.А., 52  
Гуныга А.А., 30  
Гущина Н.В., 112  
Д.А. Чукланов, 115  
Девизорова Ж.А., 76  
Дедов Г.С., 64  
Дедов И.С., 65  
Демишев С.В., 28  
Джонсон Р.Д., 102  
Дзедзисашвили Д.М., 29  
Дмитриев А.Ю., 52  
Дорошенко Р.А., 111  
Дроворуб Е.В., 50  
Дудинец И.В., 66  
Дурнев М.В., 30  
Дьяконов И.В., 44  
Екомасов Е.Г., 31, 110  
Елистратов А.А., 32, 52, 61  
Звездин А.К., 25  
Звездин К.А., 31  
Зубарев Н.М., 33  
Иванов Б.А., 57  
Иванова А.Н., 77  
Ивченко Е.Л., 14  
Игошев П.А., 34, 67  
Иоселевич А.С., 104  
Ирхин В.Ю., 34, 67, 74, 99  
Калякин Л.А., 68  
Каминский А.С., 19  
Капранов А.В., 69  
Карнаух А.А., 77  
Качоровский В.Ю., 86  
Киктенко Е.О., 63, 83  
Киселев В.В., 96  
Козлов Е.И., 71  
Кокорина Е.Е., 73  
Колесников А., 109  
Колесов К.А., 84  
Колюшенков М.А., 19  
Комлева Е.В., 74  
Конев В.В., 108  
Копасов А.А., 76  
Коротин Д.М., 81  
Космачев О.А., 57

Костенко С.С., 77  
Кочев В.Д., 78  
Кочурин Е.А., 33  
Крайнов И.В., 86  
Красиков К.М., 54  
Криппа Б.В., 37, 90  
Кугель К.И., 35  
Кузьмин С.С., 44  
Кулеева Н.А., 79  
Курбаков И.Л., 38  
Кучинский Э.З., 21, 79  
Леонов И.В., 36, 53, 116  
Лозовик Ю.Е., 38, 61  
Лукоянов А.В., 65, 93, 99, 114  
Лучников И.И., 63  
Лычковский О.В., 66  
Льготина Д.А., 50  
Люблинская А.А., 80  
Ляхов А.Д., 45  
Ляхова Я.С., 37, 90, 100  
Мазанникова М.А., 81  
Мазуренко В.В., 71, 82, 89  
МакГуайер М., 109  
Максимов П., 109  
Максимов П.А., 39  
Максимов Т.В., 38  
Малахов М.А., 40  
Малецкий Е.А., 82  
Манцевич В.Н., 41  
Мартин Ф., 40  
Мартынов А.С., 29  
Марченков В.В., 93, 94, 99, 112  
Марченкова Е.Б., 93, 94, 99  
Маслова Н.С., 41  
Мастюкова А.С., 83  
Махлин Ю.Г., 107  
Маширов А.В., 84  
Медведев М.В., 73  
Мельников А.С., 16, 76  
Менг Х., 76  
Меньшенин В.В., 42  
Метлов К.Л., 43  
Миронов С.В., 51, 76  
Михайлова В.И., 44  
Михеенков А.В., 35  
Могилюк Т.И., 26, 85  
Москвин А.С., 87





- Мурзашев А.И., 91  
Мусабилов И.И., 84  
Мухин С.И., 97  
Наумов С.В., 93, 94, 112  
Николаев С.В., 117  
Ниязов Р.А., 86  
Новоселов Д.Ю., 81  
Нужин С.В., 87  
Овчинников А.С., 45, 110  
Овчинников С.Г., 88, 117  
Овчинников С.Г., 17  
Овчинникова Т.М., 88  
Оганов А.Р., 81  
Окатыев В.С., 89  
Онучин С.С., 37, 90  
Орлов Ю.С., 88  
П.А. Иоселевич, 115  
Паймеров С.К., 91  
Панов Ю.Д., 47, 87, 118  
Перевалова А.Н., 93, 94, 112  
Пикон А., 40  
Погосов В.В., 52  
Подлесняк А., 109  
Полианчик Е.В., 77  
Портер Д.Г., 102  
Потеряев А.И., 101  
Прабхакаран Д., 102  
Прошин Ю.Н., 48  
Прудников В.В., 50  
Прудников П.В., 50  
Пудалов В.М., 18  
Путилов А.В., 51  
Пчелкина З.В., 74  
Пятаков А.П., 19  
Расковалов А.А., 96  
Рахманов А.Л., 20, 69  
Ремизов С.В., 32, 52  
Рожков А.В., 20  
Рубцов А.Н., 37, 90, 100  
Рыльцев Р.Е., 113  
Рэдхаммер Г., 109  
Рюмшин В.С., 87  
Садаков А.В., 18  
Садовский М.В., 21, 79  
Сантос А., 109  
Сбойчаков А.О., 20  
Сеидов С.С., 78, 97  
Семянникова А.А., 99  
Силаков Л.Д., 100  
Синицын Вл.Е., 110  
Синченко А.А., 26  
Скорняков С.Л., 53, 106  
Случанко Н.Е., 54  
Степанов А.Е., 112  
Страупе С.С., 44  
Стрельцов С., 109  
Стрельцов С.В., 34, 74, 101, 102  
Сухачев Р.А., 50  
Сухорукова О.С., 55  
Таран Л.С., 102  
Тарасенко С.А., 30  
Тарасенко А.С., 55  
Тарасенко С.В., 55  
Тарасов С.В., 103  
Темкин В.А., 104  
Тимофеев В.Е., 56  
Трифонов И.О., 53, 106  
Туманов Ю.А., 48  
Турышев К.Е., 107  
Уердан Х., 63  
Улитко В.А., 108  
Ушаков А., 109  
Фахретдинов М.И., 110  
Федоров А.К., 63, 83  
Филипов В.Б., 54  
Филиппова В.В., 25, 111  
Филлипов С.Н., 63  
Флахбарт К., 54  
Фоминых Б.М., 93, 94, 112  
Фридман Ю.А., 57  
Хазиева Е.О., 113  
Хрыкина О.Н., 54  
Чернов Е.Д., 114  
Чижов Д.Е., 34  
Чистаро Дж., 40  
Шавров В.Г., 55, 84  
Шаломов К.В., 112  
Шиленко Д.А., 116  
Шицевалова Н.Ю., 54  
Шнейдер Е.И., 117  
Шориков А.О., 64  
Шредер Е.И., 93, 94, 99  
Шульга Н.В., 25, 111  
Шустин М.С., 58



XI МЕЖДУНАРОДНАЯ  
ЗИМНЯЯ ШКОЛА  
ФИЗИКОВ-ТЕОРЕТИКОВ

Куровка  
2-9 ФЕВРАЛЯ, 2024

Щелкачев Н.М., 35  
Яковлев И.А., 71, 82  
Ясинская Д.Н., 118

XI МЕЖДУНАРОДНАЯ ЗИМНЯЯ ШКОЛА ФИЗИКОВ-ТЕОРЕТИКОВ

*Кауровка*

ГЛК «АБЗАКОВО»

2 - 9 ФЕВРАЛЯ 2024

# ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

*Электронное издание*

Верстка – П.А. Заяц

Ответственные за выпуск – С.В. Стрельцов, А.Н. Рубцов