XVIII Всероссийская школа-конференция молодых ученых "Проблемы физики твердого тела и высоких давлений"

Сочи, пансионат "Буревестник
18 - 29 сентября 2019г.

ТЕЗИСЫ

Москва, ФИАН 2019

XVIII Школа-конференция молодых ученых "Проблемы физики твердого тела и высоких давлений" продолжает регулярную серию школ, которые проводились Институтом физики высоких давлений РАН каждые два года, начиная с 1989г. С 2015 года Школа-конференция проводится ежегодно совместно с Физическим институтом РАН. В данный сборник входят как тезисы лекций приглашенных лекторов, так и тезисы оригинальных докладов молодых участников.

ISBN 978-5-902622-40-6
© Авторы докладов

Всероссийская школа-конференция "Проблемы физики твердого тела и высоких давлений" проводится Институтом физики высоких давлений РАН (первоначально Школа-семинар) каждые два года, начиная с 1989 г. На данный момент было организовано и проведено семнадцать таких Конференций, все они проходили осенью на базе студенческого лагеря Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова – пансионата «Буревестник».

С течением времени увеличивалось количество участников конференции, расширялась ее тематика, начиная с 2015 года, конференция организуется ежегодно силами Института физики высоких давлений РАН и Физического института РАН. С 2018 года соорганизатором конференции является также МГУ им.М.В.Ломоносова. Таким образом, проводимая ИФВД РАН в 2019 году Конференция будет 18-й в общем ряду конференций «Проблемы физики твердого тела и высоких давлений».

Целями конференции являются создание условий, способствующих изучению современных достижений в области физики конденсированных сред, в том числе, с применением высоких давлений; содействие развитию научных исследований в области физики конденсированных сред с применением высоких давлений; привлечение как можно большего количества молодых ученых и содействие развитию творческой научной активности молодых ученых. Тематика конференции включает многие научные исследования в рамках инициативных научных проектов, поддержанных РФФИ в 2019 году.

Особенностью Школы-конференции является обязательное устное выступление с оригинальными докладами всех молодых участников. Отобранные тезисы докладов публикуются в данном сборнике.

Презентации лекций и оригинальных докладов будут доступны на сайте XVIII Конференции http://school.lpi.ru

ОРГАНИЗАТОРЫ

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф.Верещагина Российской академии наук

Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской академии наук

Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

- П.И.Арсеев, *чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. (ФИАН)* - председатель
- В.В.Бражкин, *академик РАН, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)* - заместитель председателя
- А.А.Федянин, *д.ф.-м.н., профессор РАН, проректор МГУ*
- В.Н.Рыжов, *д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)*
- В.Е.Антонов, *д.ф.-м.н. (ИФТТ РАН)*

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

- П.И.Арсеев, *чл.-корр. РАН д.ф.-.м.н., (ФИАН)* - председатель
- В.В.Бражкин, *академик РАН д.ф.-.м.н., (ИФВД РАН)* - заместитель председателя
- В.Н.Манцевич, *д.ф.-м.н. (МГУ)*
- В.Н.Рыжов, *д.ф.-.м.н. (ИФВД РАН)*
- А.В.Богач, *к.ф.м.н. (ИОФ РАН)*
- Е.Н. Циок, *к.ф.-м.н. (ИФВД РАН)*
- Н.В. Козюлина *(ФИАН)*

Мероприятие проводится при финансовой поддержке

Федерального агентства научных организаций России и Отделения Общей физики РАН

Российского фонда фундаментальных исследований,
Проект № 19-02-20066

СОДЕРЖАНИЕ

ЛЕКЦИИ

Антонов В. Е. **15**
ГАЗОВЫЕ ГИДРАТЫ

Арсеев П.И. **17**
«ВАЛЕНТНЫЙ» МЕХАНИЗМ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Бражкин В.В. **18**
УЛЬТРАТВЕРДЫЕ НАНОМАТЕРИАЛЫ – МИФЫ И РЕАЛЬНОСТЬ

Маслова Н. С. **19**
НЕРАВНОВЕСНАЯ СТАТИСТИКА И КИНЕТИКА СИСТЕМ С НЕСКОЛЬКИМИ СТАБИЛЬНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

Мельников А.С. **21**
ИНДУЦИРОВАННАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СИСТЕМАХ

Михеенков А. В.[1,2,3], **Щелкачев Н. М.**[1,2,4], **Валиулин В. Э.**[1,2,3] **23**
МУЛЬТИФЕРРОИКИ – ВЕЩЕСТВА СО ВЗАИМОДЕЙСТВУЩИМИ ПОРЯДКАМИ

[1]**Муртазаев А. К.**, [1,2]**Бабаев А.Б.** **25**
ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МОДЕЛЯХ ПОТТСА СИСТЕМАХ

В. Н. Рыжов, Е. Е. Тареева, Ю. Д. Фомин, Е. Н. Циок **27**
ПЕРЕХОД БЕРЕЗИНСКОГО-КОСТЕРЛИЦА-ТАУЛЕСА В ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ

Садовский М.В. **28**
АНТИАДИАБАТИЧЕСКИЕ ФОНОНЫ И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В ТЕОРИИ ЭЛИАШБЕРГА - МАКМИЛЛАНА

Тарасенко С.А. **29**
КРАЕВЫЕ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ

ДОКЛАДЫ

Агзамова П.А. **32**
СПЕКТР ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА И ОРБИТАЛЬНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В ВАНАДАТАХ ПО ДАННЫМ AB INITIO РАСЧЁТОВ

Азаревич А.Н.[1,2],*, Богач А.В.[1,3], Глушков В.В.[1,2], Демишев С.В.[1,2], Шицевалова Н.Ю.[4], Филиппов В.Б.[4], Гаврилкин С.Ю.[5], Габани С.[6], Флахбарт К.[6], Качмарчик Й.[6], Случанко Н.Е.[1,2] **33**
МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ Tm1-xYbxB12 С ДИНАМИЧЕСКИМИ ЗАРЯДОВЫМИ СТРАЙПАМИ

Алтайский М.В., Капуткина Н.Е. **35**
КВАНТОВОЕ МАШИННОЕ ОБУЧЕНИЕ

Анкудинов В. Е. **35**
МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В МОДЕЛИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО ПОЛЯ

Баева Э. М. **37**
КОРРЕЛЯЦИОННОЕ ВРЕМЯ ФЛУКТУАЦИЙ СОПРОТИВЛЕНИЯ НА СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ TiN МИКРОМОСТИКОВ

Билинский Ю. М.[1, 2], Арсеев П. И.[1] **39**
МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ОТКЛИКА МНОГОЗОННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ НА ВНЕШНЕЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Вадимов В. Л.[1,2], Хаймович. И. М.[1,3], Мельников А. С[1,2]. **41**
МОДЫ ХИГГСА В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ СВЕРХПРОВОДНИК-НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ

Васин М. Г. **43**
ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ВОСХОДЯЩЕЙ ДИФФУЗИИ В РАСТВОРАХ ПРИ НАЛИЧИИ СТЕХИОМЕТРИЧЕСКОЙ ФАЗЫ

Вильф Я.З., Мокшин Ф.В. **44**
ПРИНЦИП СООТВЕТСТВУЮЩИХ СОСТОЯНИЙ ДЛЯ ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ ЖИДКИХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Волкова З.Н., Геращенко А.П., Верховский С.В., Михалев К.Н., Гермов А.Ю. **46**
ЭЛЕКТРОННОЕ ФАЗОВОЕ РАССЛОЕНИЕ В $SrMnO_3$ ПО ДАННЫМ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Волосников Д.В., Поволоцкий И.И., Скрипов П.В. **48**
ТЕПЛОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ВОДНОГО РАСТВОРА ППГ-425 В ТЕРМИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННЫХ КОРОТКОЖИВУЩИХ СОСТОЯНИЯХ

Галимзянов Б.Н., Мокшин А.В. **50**
КОНКУРИРУЮЩИЕ МЕХАНИЗМЫ РОСТА И СЛИЯНИЯ КРИСТАЛЛИТОВ В ПЕРЕОХЛАЖДЕННЫХ ЖИДКОСТЯХ И СТЕКЛАХ

Гудин С.А., Солин Н.И. **52**
ОПИСАНИЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$ НА ОСНОВЕ «СПИН-ПОЛЯРОННОГО» МЕХАНИЗМА ПРОВОДИМОСТИ ДЛЯ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР

Данилов И.В.[1,2], Громницкая Е.Л.[1], Циок О.Б.[1], Тамарит Дж.Л.[3], Бражкин В.В.[1] **53**
ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В АДАМАНТАНЕ И 1-ФТОРАДАМАНТАНЕ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Дегтярева В. Ф. **55**
ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО СОСТОЯНИЯ В ПРОСТЫХ МЕТАЛЛАХ ПРИ СИЛЬНОМ СЖАТИИ

Загороднев И.В., Родионов Д.А., Заболотных А.А. **56**
ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТЫХ ВОЛН ПЛАЗМЕННЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ В 2D ДИСКЕ

Зибров И.П., Филоненко В.П. **58**
Р-Т ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА И СВОЙСТВА V_2O_5

Капуткина Н.Е., Алтайский М.В. **60**
КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ, КВАНТОВЫЕ НЕЙРОННЫЕ СЕТИ И СИСТЕМЫ ИСКУСТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА

Кардакова А. И. **62**
ПРИЗНАКИ ПОВЕРХНОСТНОГО МАГНИТНОГО БЕСПОРЯДКА В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ НИТРИДА ТИТАНА

Копасов А. А.[1*], Мельников А. С[1,2]. **63**
СОСТОЯНИЯ КАРОЛИ – ДЕ ЖЕНА – МАТРИКОНА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРОВОДАХ С НАВЕДЕННОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ

Королева Е.Ю., Гасяк Т.К. **66**
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИК ОКСИДА НИОБИЯ NB_2O_5 И ГАФНИЯ HFO_2

Краснорусский В.Н. **68**
ВЫДЕЛЕНИЕ АНОМАЛЬНОГО И ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ВКЛАДОВ В ЭФФЕКТ ХОЛЛА АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА $Ho_{0.5}Lu_{0.5}B_{12}$

Крючков Н.П., Мистрюкова Л.А., Юрченко С.О. **70**
ЛЕЙНИНГ В ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ: ПОСТРОЕНИЕ ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЫ

Ларионов И.А. **71**
ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ И ДИСПЕРСИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ В СЛОИСТЫХ ВТСП КУПРАТАХ

Мазепа М.М.,Колесникова А.С. **72**
МОДУЛЬ УПРУГОСТИ ZIGZAG КОЛОННОГО ГРАФЕНА ПРИ РАСТЯЖЕНИИ ВДОЛЬ ОСИ ГРАФЕНА

Манцевич В.Н. **74**
ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В КОРРЕЛИРОВАННЫХ ПРИМЕСНЫХ КОМПЛЕКСАХ

Марычев П.М., Водолазов Д.Ю. **76**
УПРАВЛЕНИЕ ФФЛО-СОСТОЯНИЕМ В СТРУКТУРАХ СВЕРХПРОВОДНИК-ФЕРРОМАГНЕТИК-НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ИЛИ ТОКОМ

Миронов С.В.[1], Девизорова Ж. .[1,2], Мельников А.С.[1], Буздин А.И.[3] **78**
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ В ГИБРИДНЫХ СИСТЕМАХ СВЕРХПРОВОДНИК-ФЕРРОМАГНЕТИК

Мистрюкова Л.А., Крючков Н.П., Юрченко С.О. **80**
СЦЕНАРИИ ДИССИПАТИВНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В КОМПЛЕКСНЫХ (ПЫЛЕВЫХ) ПЛАЗМЕННЫХ СИСТЕМАХ

Могилюк Т. И.[1]* , Григорьев П. Д.[2] **82**
О ВЛИЯНИИ ДЕЙСТВИТЕЛЬНОЙ ЧАСТИ СОБСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ НА МАГНИТНЫЕ КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ И СОПРОТИВЛЕНИЯ

Мокшин А. В., Файрушин И. И. **83**
КОЛЛЕКТИВНАЯ ДИНАМИКА ОДНОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ

Обыденнов Д.В. **84**
ОДНОФОТОННЫЕ ИСТОЧНИКИ НА ОСНОВЕ SIV-ЦЕНТРОВ В АЛМАЗНЫХ НАНОСТОЛБИКАХ

Павлов Н.С.[1], Слободчиков А.А. [1], Некрасов И.А. [1], Евтушинский[2] Д.В., Безотосная П.И. [3], Дмитриева К.А. [3] **85**
УЧЁТ УСЛОВИЙ ПРОВЕДЕНИЯ ARPES ЭКСПЕРИМЕНТА ДЛЯ СОПОСТАВЛЕНИЯ ЗОННЫХ РАСЧЁТОВ С ARPES

Петруша С. В.[1,*], Тихонов Е. С.[1], Квон З. Д.[2,3], Михайлов Н. Н.[2,3], Дворецкий С. А.[3], Храпай В. С.[1] **87**
АНДЕРСОНОВСКАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ ГЕЛИКАЛЬНЫХ КРАЕВЫХ СОСТОЯНИЙ ДВУМЕРНЫХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРОВ

Пошакинский А. В. **89**
ЦЕНТРЫ ОКРАСКИ В КАРБИДЕ КРЕМНИЯ: ОПТИКА И СПИН-МЕХАНИКА

Прудников В.В., Прудников П.В., Мамонова М.В. **91**
ЭФФЕКТЫ СТАРЕНИЯ ВО ВРЕМЕННОЙ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

Путилов А.В.[1,2,*], Джорджио С.Ди[2], Вадимов В.Л[1], Трейнер Д.Дж.[2], Лекнер Э.М.[2], Кёртис Дж.Л.[3], Абдел-Хафиз М[4-6], Волкова О.С.[6-8], Васильев А.Н.[7, 6, 9], Д.А.[10,8,11], Карапетров Г.[3], Кошелев А.Е.[12], Аладышкин А.Ю.[1,2], Мельников А.С.[1], Иавароне М.[2] **94**
ТРАНСФОРМАЦИЯ ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ FESE В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Родионов Д.А., Загороднев И.В. **96**
ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТЫХ ВОЛН МАГНИТОПЛАЗМОНАМИ В БЕСКОНЕЧНЫХ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

Рыльцев Р.Е[1,2]., Щелкачев Н.М[2]. **98**
ПОЛИТЕТРАЭДРИЧЕСКИЙ БЛИЖНИЙ ПОРЯДОК И НУКЛЕАЦИОННАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ СТЕКЛООБРАЗУЮЩИХ СПЛАВОВ (Cu,Ni)-Zr-(Al,Ag)

Савинов Д.А.[1,2], Антонов А.В.[1], Васильев В.К. [2], Елькина А.И.[1], Мастеров Д.В.[1], Михайлов А.Н.[2], Морозов С.В.[1], Ноздрин Ю.Н. [1], Павлов С.А.[1], Парафин А.Е.[1], Пестов Е.Е., Тетельбаум Д.И.[2], Уставщиков С. С.[1,2] **100**
ВОЗМОЖНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ S-ФАЗЫ В ТОНКИХ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПЛЕНКАХ ВТСП НА ОСНОВЕ YBCO

Самарин А.Н. **102**
ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ЗАМЕЩЕНИЯ Fe(Co,Mn)Si

Самохвалов А.В. **104**
ОСЦИЛЛЯЦИИ ЛИТТЛА-ПАРКСА В НЕОДНОСВЯЗНЫХ СТРУКТУРАХ СВЕРХПРОВОДНИК-ФЕРРОМАГНЕТИК С ТРИПЛЕТНЫМ ЭФФЕКТОМ БЛИЗОСТИ

Сеидов С. С. **106**
СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ В РАСШИРЕННОЙ МОДЕЛИ ДИКЕ

Смирнов Д. С. **108**
ТЕОРИЯ СПЕКТРОСКОПИИ СПИНОВЫХ ВРЕМЕННЫХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ

Снигирев В.С., Шорохов А.С., Гулькин Д.Н., Бессонов В.О., Федянин А.А. **110**
СВЕРХБЫСТРАЯ ДИНАМИКА РАССЕЯНИЯ СВЕТА МИ-РЕЗОНАНСНЫМИ НАНОСТРУКТУРАМИ НА ОСНОВЕ ПРЯМОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Сон Л. Д., Попель П.С. **111**
КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ЖИДКИХ ЭВТЕКТИКАХ

Стерхова И.В., Камаева Л.В., Ладьянов В.И. **112**
ВЯЗКОСТЬ ОБЪЕМНО-АМОРФИЗУЕМЫХ РАСПЛАВОВ $(FE_{0.75}B_{0.15}SI_{0.1})_{100-X}(NB,TA)_X$ (X=1-4)

Денисов А.О.[1], Бубис А.В.[2], Титова Н.А.[3], Тихонов Е.С.[1,*], Храпай В.С.[1] **115**
ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ПОТОКОВ ТЕПЛА В ГИБРИДНЫХ N/S СТРУКТУРАХ НАНОПРОВОД/СВЕРХПРОВОДНИК

Упоров С. А., Ягодин Д. А., Эстемирова С. Х., Балякин И. А., Рыльцев Р. Е. **117**
НОВЫЕ ВЫСОКОЭНТРОПИЙНЫЕ СПЛАВЫ С ГПУ СТРУКТУРОЙ В СИСТЕМАХ ScTiZrHf(Nb)

Филоненко В.П., Зибров И.П. **118**
СИНТЕЗ И СТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ КРИСТАЛЛОВ СИСТЕМЫ БОР-УГЛЕРОД

Хуснутдинов Р.М. и Мокшин А.В. **120**
ПРОЦЕССЫ ЭЛЕКТРОКРИСТАЛЛИЗАЦИИ В АМОРФНОМ ЛЬДЕ

Циок Е.Н., Фомин Ю.Д., Гайдук Е.А., Рыжов В.Н. **122**
ВОЗВРАТНОЕ ПЛАВЛЕНИЕ В ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЕ ГЕРЦА

Щелкачев[1] Н.М, Лозовик[2] Ю.Е. **124**
ВЕЙЛЕВСКИЙ ПОЛУМЕТАЛЛ, ТРАСФЕРМАТРИЦЫ, И КИРАЛЬНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ СВЕТА

Энкович П.В.[1*], Бражкин В.В.[1], Ляпин С.Г.[1], Гавва В.А.[2] **125**
ИЗУЧЕНИЕ ИЗОТОПИЧЕСКИ ЧИСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ ГЕРМАНИЯ ^{70}GE И ^{74}GE МЕТОДОМ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР 80-296 K.

Яковлев Е.В.[1,*], Крючков Н.П.[1], Овчаров П.В.[1],Сапелкин А.В.[2], Юрченко С.О.[1] **127**
ДВУХСТУПЕНЧАТАЯ АКТИВАЦИЯ, УПРАВЛЯЕМАЯ ДЕФЕКТАМИ И НАПРАВЛЕННЫЕ ФРОНТЫ ПЛАМЕНИ

Яруллин Д.Т., Галимзянов Б.Н., Мокшин А.В. **129**
УНИВЕРСАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ В ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЯХ КИНЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛЛИЗАЦИИ РАЗЛИЧНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СТЕКОЛ

Л Е К Ц И И

ГАЗОВЫЕ ГИДРАТЫ

Антонов В. Е.

Институт физики твердого тела РАН
antonov@issp.ac.ru

Газовые гидраты – это кристаллические соединения (как правило, переменного состава), образованные из молекул воды и молекул или атомов газа, которым может быть метан и более тяжелые углеводороды, CO_2, кислород, азот, водород, гелий и большое число других веществ, газообразных при нормальных условиях. Большинство гидратов имеет так называемую клатратную структуру (от латинского clat(h)ratus – «закрытый решёткой, посаженный в клетку»), каркас которой построен из молекул воды, связанных между собой водородными связями, а молекулы газа располагаются в полиэдрических пустотах этого каркаса и связаны с ним только слабыми ван-дер-ваальсовыми силами. Слабое ван-дер-ваальсово взаимодействие с молекулами-гостями, тем не менее, необходимо для устойчивости клатратной структуры, и ни один из клатратных гидратов не может быть термодинамически стабильным в отсутствие молекул-гостей в полостях.

Лекция будет, в основном, посвящена различным аспектам образования и распада гидратов метана, большие залежи которых найдены в толще вечной мерзлоты и под океанским дном на континентальном шельфе, а также гидратов водорода, превращения в которых должны играть значительную роль в эволюции ледяных спутников планет-гигантов.

Мировые запасы гидрата метана составляют более 3 триллионов тонн и связывают не менее 70% углеводородов на Земле. С одной стороны, это наш резерв на будущее – при нынешнем уровне потребления газа его хватит на тысячу лет. С другой стороны, этот гидрат представляет угрозу самому существованию человечества в случае каких-либо серьезных природных катаклизмов, поскольку метан – парниковый газ с эффектом примерно в 20 раз больше, чем у углекислого газа, а при атмосферном давлении для термодинамической устойчивости гидрата метана нужна температура ниже −80 °C. Длительное существование залежей гидрата метана в вечной мерзлоте при более высокой температуре (но обязательно отрицательной) обусловлено эффектом самоконсервации – на

начальных стадиях распада метангидраты покрываются ледяной коркой, которая препятствует их дальнейшему разложению.

В отличие от гидратов метана, для образования которых при комнатной температуре требуется давление около 50 бар, гидраты водорода становятся термодинамически устойчивыми лишь при давлениях выше 1000 бар, и потому они не встречаются в приповерхностных слоях Земли. Зато давления килобарного диапазона при отрицательных температурах характерны для внутренних областей небольших ледяных планет-спутников. Водород же генерируется в глубинных областях этих спутников при высоких температурах и давлениях в результате реакций типа $3{\cdot}Fe_2SiO_4 + H_2O \rightarrow 2{\cdot}Fe_3O_4 + 3{\cdot}SiO_2 + H_2$ между водой и силикатами. Большие количества водорода были, в частности, обнаружены в 2015 году космическим зондом «Кассини» в струях вещества, бьющих из-под поверхности Энцелада – ледяного спутника Сатурна.

Значительное внимание в лекции будет уделено результатам совместных экспериментальных исследований системы вода-водород, проведенных ИФТТ РАН, МГУ и ИФХ ПАН. В этих исследованиях впервые построены линии превращений между различными кристаллическими фазами H_2O-H_2 при давлениях водорода до 10 кбар, обнаружен ранее неизвестный гидрат C_0, определены объёмные эффекты фазовых превращений и содержание водорода во всех изученных фазах (в жидкости, льде I_h, гидратах sII, C_0 и C_1). Показано, что вдоль линии плавления гидратов растворимость водорода в воде достигает максимума при давлении около 3 кбар, а затем быстро падает. Это, в частности, указывает на высокую вероятность расслоения флюидов воды и водорода в ледяных спутниках и в земной коре.

«ВАЛЕНТНЫЙ» МЕХАНИЗМ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Арсеев П.И.

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН

До открытия купратного семейства высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) все известные сверхпроводники хорошо описывались фононным механизмом. Хотя альтернативные механизмы сверхпроводимости рассматривались уже давно (см., например,[1]), после открытия ВТСП стало ясно, что существуют реальные системы, сверхпроводимость в которых вряд ли можно объяснить только фононным механизмом.

В этом докладе будет рассмотрен механизм сверхпроводимости, который можно условно назвать «валентным». Иногда похожие механизмы называются моделями сверхпроводимости с «отрицательными U-центрами» (или локальными парными бозонами) [2]. Этот механизм основан на сильных парных корреляциях внутри одного атома, таких, что в атоме становится более выгодным возбуждение с переходом не одного, а двух электронов с одной оболочки на другую. На другом языке, более выгодно изменение валентности на два, а не на один. Гамильтониан сверхпроводника, в котором есть атомы с преимущественным изменением валентности на двойку, может быть упрощенно записан в следующем виде:

$$H = \sum_{p,\sigma} \varepsilon(p) c^{+}_{p,\sigma} c_{p,\sigma} + \sum_{i} E_B B^{+}_i B_i + g \sum_{i} (c^{+}_{i\uparrow} c^{+}_{i\downarrow} B_i + c_{i\downarrow} c_{i\uparrow} B^{+}_i) + U \sum_{i} c^{+}_{i\sigma} c_{i\sigma} B^{+}_i B_i \quad (1)$$

Здесь операторы c_i описывают электроны на оболочке, составляющей зону проводимости, а операторы B_i описывают переход двух электронов в атоме с этой оболочки на другую, которая не участвует в формировании зоны проводимости. Последний член учитывает кулоновское отталкивание между электронами на разных оболочках.

Мы рассмотрим свойства сверхпроводимости в такой модели и отличия получающихся зависимостей от классической модели БКШ. Одним из привлекательных свойств этой модели является то, что для случая малой энергии возбуждения с переходом двух электронов $(E_b - 2\mu) \approx 0$, эффективная константа парного взаимодействия электронов проводимости растет с уменьшением температуры

$$g_{eff} \approx -\frac{g^2}{2T} \quad (2)$$

Это свойство естественным образом объясняет завышенные по сравнению с моделью БКШ отношения $2\Delta / T_c$. Будет показано также, что решение модели (1) в приближении среднего поля дает слишком грубый результат, и необходимо учитывать корреляции, порождаемые двумя последними членами в гамильтониане. Работа выполнена при поддержке РФФИ проект №17-02-00394.

Литература

1. В.Л.Гинзбурга и Д.А.Киржница, М. Наука Проблема высокотемпературной сверхпроводимости. Ред., **1977**
2. J.A.Wilson J. Phys.: Condens. Matter, **13**, R945, **2001**

УЛЬТРАТВЕРДЫЕ НАНОМАТЕРИАЛЫ – МИФЫ И РЕАЛЬНОСТЬ

В.В. Бражкин

Институт Физики Высоких Давлений РАН, 108840 Троицк, Москва Россия

brazhkin@hppi.troitsk.ru

Проведен критический анализ публикаций последних 25 лет о получении углеродных материалов с объемным модулем сжатия и твердостью, намного превышающими соответствующие значения для алмаза. Анализируются 3 группы сложившихся в последние годы мифов: о возможности создания материалов с модулями сжатия, существенно превышающими алмазные; об «экспериментально измеренных» значениях твердости, намного выше алмазных; и о якобы существующих «теоретических» основаниях для роста твердости ковалентных веществ в несколько раз (!) за счет эффектов квантового ограничения (конфайнмента). Показана принципиальная невозможность получения при нормальных условиях материалов с упругими модулями, заметно превышающими алмазные. Обсуждаются проблемы количественного измерения твердости,

отмечается, что создание препятствий для движения дислокаций в наноматериалах может позволить увеличить эффективную измеряемую твердость сверхтвердых материалов на 20-40%. Отмечается, что иные гипотетические пути повышения твердости, например, за счет квантового конфайнмента, в действительности не имеют под собой физических оснований. Наиболее высокие механические характеристики алмаза связаны с надежно установленными физическими законами, и любые утверждения о возможности получения материалов с упругими характеристиками или твердостью в несколько раз превосходящими значения для алмаза не могут рассматриваться как сколько-нибудь достоверные и научные. Обсуждается ряд причин публикаций недостоверных сенсационных заявлений.

НЕРАВНОВЕСНАЯ СТАТИСТИКА И КИНЕТИКА СИСТЕМ С НЕСКОЛЬКИМИ СТАБИЛЬНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

Маслова Н.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет; Центр квантовых технологий
nsmaslova@gmail.com

Сложные системы с двумя или несколькими стабильными состояниями интенсивно исследуются в различных областях науки, от биологии и химии до квантовой оптики и электроники. Возможность контролировать и управлять поведением таких систем невозможно без исследования устойчивости стабильных состояний по отношению к флуктуациям. Также необходимо знать, какие внешние воздействия наиболее эффективно переводят систему из одного состояния в другое. Более того, возможна генерация сжатых состояний, в которых неопределённость одной из квадратур оказывается меньше, чем неопределённость в когерентном состоянии. Модель нелинейного осциллятора в резонансном внешнем поле является минимальной моделью, которая описывает неравновесную статистику

элементарных возбуждений и флуктуационные переходы между устойчивыми состояниями, как в классическом, так и в квантовом случае. В области бистабильности кинетика нелинейного осциллятора в резонансном внешнем поле хорошо описывается квазиклассическим уравнением Фоккера-Планка (УФП) или квантовым управляющим уравнением для матрицы плотности в квазиэнергетическом представлении. При исследовании релаксационных процессов в данной модели возникают два временных масштаба, отвечающие за различные стадии релаксации системы. Особую роль в кинетике таких систем играют процессы квантового туннелирования, которые приводят к увеличению населённости стабильного состояния с большей амплитудой. Состояния с большей амплитудой являются сжатыми. Степень сжатости определяется отношением нелинейности к расстройке между частотой внешнего поля и частотой осциллятора. Кроме того, при определённом соотношении между расстройкой и нелинейностью квазиэнергетические состояния оказываются вырождены. Вырождение квазиэнергетических состояний существенно влияет на кинетику системы. В этом случае кинетика системы сильно зависит от параметра Келдыша γ_K, который определяется отношением времени туннелирования к периоду движения вдоль квазиклассической фазовой траектории. Параметр Келдыша был введён для описания ионизации атомов в поле сильной электромагнитной волны. Мы обобщили подход Келдыша для бистабильных систем с дискретным спектром. Оказывается, что если амплитуда внешнего поля много меньше критического значения, параметр Келдыша γ_K всегда много больше единицы. При этом квантовое туннелирование и многофотонную ионизацию можно трактовать как один и тот же эффект. Но для бистабильных систем γ_K логарифмически зависит от амплитуды внешнего поля, в то время, как в случае ионизации атомов γ_K обратно пропорционально амплитуде внешнего поля.

Литература

1. L.V.Keldysh. Sov. Phys. JETP 20, 1307, **1965**
2. N.S.Maslova, E.V.Anikin, N.A.Gippius, I.M.Sokolov. Phys. Rev. A 99, 043802, **2019**

ИНДУЦИРОВАННАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СИСТЕМАХ

Мельников А.С.

Институт Физики микроструктур РАН
melnikov@ipm.sci-nnov.ru

Доклад посвящен физике сверхпроводящих состояний, индуцированных в низкоразмерных системах за счет эффекта близости. Планируется рассмотреть индуцированные сверхпроводящие состояния как в одномерных, так и в двумерных системах с существенным спин-орбитальным взаимодействием на основе, например, полупроводниковых проводов, топологических изоляторов с краевыми или поверхностными модами, а также тонкопленочных многослойных структур. Характерной особенностью рассматриваемых задач будет учет влияния спинового расщепления, возникающего, например, за счет эффекта Зеемана при приложении внешнего магнитного поля. Планируется, в частности, проанализировать следующие задачи: (1) влияние геометрии и, в частности, кривизны полупроводниковых проводов на особенности индуцированных в них анизотропных сверхпроводящих корреляций и локализованных состояний квазичастиц; возможность создания джозефсоновских фи-контактов на основе подобных структур (рис.1,2); (2) вихревые состояния в системах с индуцированной сверхпроводимостью и, в частности, в полупроводниковых проводах, полностью покрытых сверхпроводящей оболочкой (рис.3); (3) динамика подщелевых состояний квазичастиц (включая состояния майорановского типа); (4) обратный эффект близости в топологически нетривиальных состояниях систем с индуцированной сверхпроводимостью; (5) коллективные моды Хиггса в гибридных системах с эффектом близости (появление новых типов мод с частотами, определяющимися как исходной энергетической щелью сверхпроводника, так и индуцированной щелью в спектре возбуждений гибридной системы) (рис.4).

Все полученные теоретические результаты будут обсуждены в контексте современных экспериментальных работ, ведущихся в данной области.

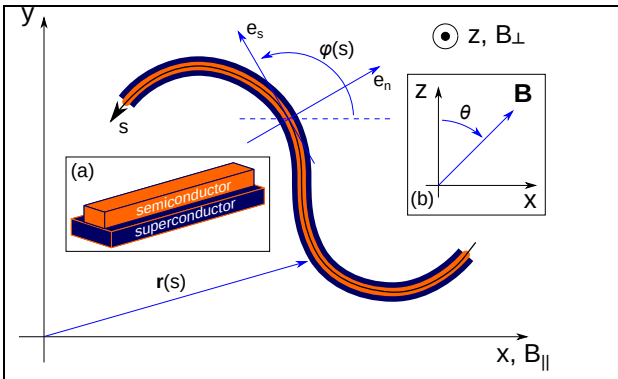


Рис.1. Полупроводниковый нанопровод с конечной кривизной, покрытый сверхпроводником в магнитном поле.

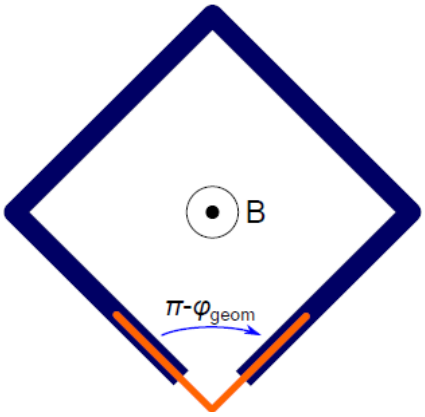


Рис.2. Фазовая батарейка на основе полупроводникового нанопровода с конечной кривизной.

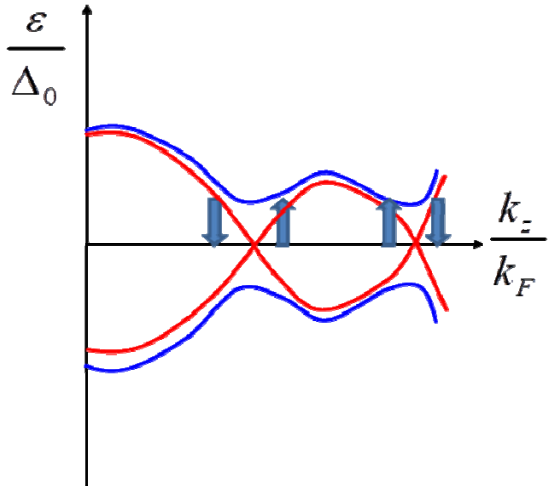


Рис.3. Спин-поляризованные состояния квазичастиц в вихрях в полупроводниковом проводе, полностью покрытом сверхпроводником. k_z – импульс вдоль оси вихря.

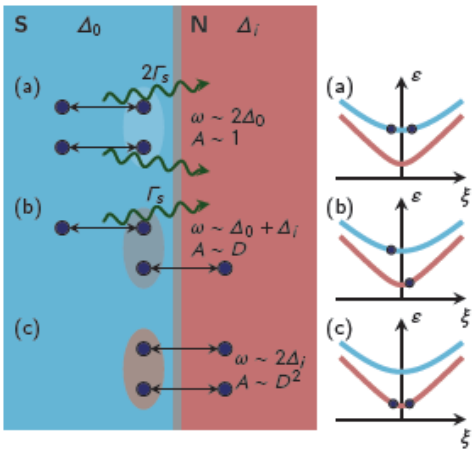


Рис.4. Моды Хиггса в структуре сверхпроводник – нормальный металл с наведенной сверхпроводимостью.

Работы поддержаны проектом РНФ 17-12-01383 (задачи 3 и 4) и проектами РФФИ 17-52-12044 и 18-02-00390 (задачи 1,2,5).

МУЛЬТИФЕРРОИКИ – ВЕЩЕСТВА СО ВЗАИМОДЕЙСТВУЩИМИ ПОРЯДКАМИ

Михеенков А. В.[1,2,3], Щелкачев Н. М.[1,2,4], Валиулин В. Э.[1,2,3]

[1]Институт физики высоких давлений РАН
[2]Московский физико-технический институт
[3]НИЦ «Курчатовский институт»
[4]НУральскти федеральный университет
e-mail: mikheen@bk.ru

Первая часть доклада носит обзорный характер. Мультиферроики (в русскоязычной литературе называемые также сегнетомагнетиками) – это вещества, обладающие одновременно тремя свойствами.

1. Возможно магнитное упорядочение (спонтанная намагниченность)
2. Возможно электрическое упорядочение (спонтанная поляризация)
3. Существует взаимодействие между этими степенями свободы

В каноническом определении сюда необходимо добавить возможность сегнетоэластического порядка (тогда их становится трое – поэтому и «мульти») и его взаимодействия с электрической или магнитной степенью свободы. Однако в таком широком понимании термин «мультиферроики» используется редко.

Мультиферроики входят в более широкий класс магнитоэлектрических материалов (магнитоэлектриков), то есть веществ, в которых возникает магнитный отклик на электрическое поле и наоборот, а наличие соответствующего порядка не обязательно. Это означает существование ненулевого тензора магнитоэлектрического эффекта, который связывает электрическое поли и намагниченность или, наоборот, магнитное поле и поляризацию.

Предположения о возможности существования магнитоэлектрических материалов высказывались еще в конце XIX – начале XX веков [1],[2]. Однако первые вещества с магнитоэлектрическим эффектом были получены лишь в конце 1950-х годов. Двумя годами позже были обнаружены (точнее, синтезированы) и первые мультиферроики.

Изначально понятно, что наличие двух порядков и взаимодействия между ними открывает большие возможности

практических применений (первое, что приходит в голову – четырехзначная логика, хотя есть и множество других). Однако до конца прошлого века исследования магнитоэлектриков и мультиферроиков оставались довольно узкой областью. Возможности практических применений были заблокированы малой величиной эффекта и низкой температурой его проявления. В нынешнем веке эти препятствия были преодолены, и сейчас количество статей по предмету исчисляется тысячами, а обзоров – десятками (см., например, ссылки в [3]).

Параллельно в последние годы развивается еще одна область – искусственные, композитные мультиферроики. Такой композит представляет собой диэлектрическую среду, к которую внедрены магнитные гранулы. Интересно, что сама по себе идея композитного мультиферроика предложена еще в 1948 году [4].

В композитных мультиферроиках необходимые эффекты удается усилить, кроме того, могут появляться новые свойства. В частности, следующее. Пусть среда, в которую помещены магнитные гранулы, обладает заметной частотной дисперсией диэлектрической проницаемости. Тогда это означает появление эффектов запаздывания в опосредованном диэлектрической средой взаимодействии между магнитными гранулами. Наши вычисления показывают, что уже в простейшей модели нескольких взаимодействующих магнитных моментов включение эффектов запаздывания приводит к существенному, нередко качественному, отличию от привычной картины локализованного магнетизма.

Авторы благодарят РФФИ (грант 19-02-00509) и РНФ (грант 18-12-00438) за финансовую поддержку.

Литература

1. P. Curie, J. Physique, **3**, 393, **1894**
2. P. Debye, Z. Phys., **35**, 300, **1926**
3. S. Dong, Adv. Phys., **64**, 519, **2015**
4. B. D. H. Tellegen, Philips Res. Rep., **3**, 81, **1948**
5. N. A. Spaldin and R. Ramesh, Nat, Mater., **18**, 203 (**2019**)

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МОДЕЛЯХ ПОТТСА

[1]Муртазаев А. К., [1,2]Бабаев А.Б.

[1] ФГБУН Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН, Махачкала, 367003 Россия
[2] Дагестанский государственный педагогический университет, Махачкала, 367003 Россия
E-mail: b_albert78@mail.ru

Изучение фазовых переходов (ФП) и связанных с ними критических явлений (КЯ) традиционно привлекают к себе весьма активное внимание физиков. Неидеальные черты присущие реальным системам оказывают значительное влияние на ФП и КЯ в магнитных системах, в частности присутствие немагнитных примесей в системе может изменить род ФП, и эта проблема остается актуальной в течение последних двадцати лет [1]. С развитием вычислительной физики и с применением методов Монте-Карло стало возможно изучать более реалистичные модели и учитывать усложняющие факторы, всегда присутствующие в реальных материалах [2]. В качестве таких моделей реальных физических систем, могут выступать, модели Поттса, критическое поведение которых весьма богато и интересно само по себе. Особенностью модели Поттса является то, что от числа состояния спина q зависит род ФП, при $q>4$ наблюдается ФП первого рода и ФП второго рода – при $q\leq 4$. Критические точки этой модели с ферромагнитным упорядочением (ФМ) на квадратной решетке были определены Поттсом, а при антиферромагнитном упорядочении (АФМ) –Бакстером [3].

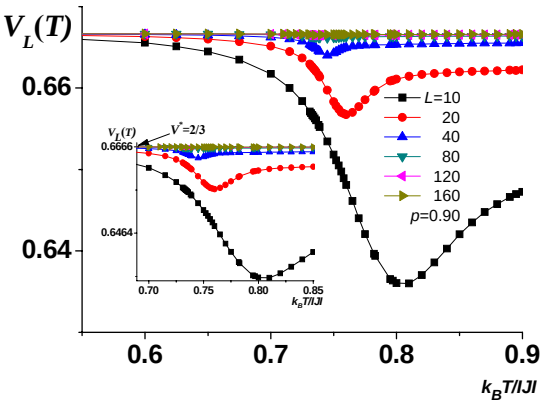
В настоящей работе на основе алгоритма Вольфа [4] метода Монте-Карло (МК) исследуется влияние слабого беспорядка, реализованного в виде вмороженных немагнитных примесей на ФП в двумерных системах, описываемых моделями Поттса. В частности, приведены результаты для случая $q=5$ на квадратной решетке.

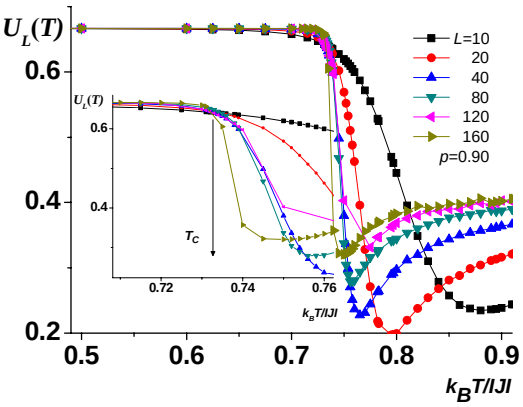
Гамильтониан спиновой системы описываемой моделью Поттса с числом состояний спина q имеет следующий вид

$$H = -\frac{1}{2} J \sum_{i,j} \rho_i \rho_j \delta(S_i, S_j), \quad S_i = 1, 2, 3, 4, 5 \tag{1}$$

где $\delta(S_i, S_j) = \begin{cases} 1, & \text{если } S_i = S_j, \\ 0, & \text{если } S_i \neq S_j. \end{cases}$ и $\rho_i = \begin{cases} 1, & \text{если в узле расположен спин} \\ 0, & \text{если в узле расположена немагнитная примесь} \end{cases}$.

Расчеты проводились для систем с периодическими граничными





условиями при концентрациях спинов p=1.00; 0.90. Для определения

температуры ФП и анализа характера ФП использовался метод кумулянтов Биндера четвертого порядка [2] $V_L(T,p)=1-\frac{\langle E^4\rangle_L}{3\langle E^2\rangle_L^2}$, $U_L(T,p)=1-\frac{\langle m^4(T,p;L)\rangle_L}{3\langle m^2(T,p;L)\rangle_L^2}$ где E- энергия и m- намагниченность системы с линейным размером L. Характерные зависимости кумулянтов

Рис. 1. Температурная зависимость V_L(T) при p=0.9.

Рис. 2. Температурная зависимость U_L(T) при p=0.9.

нетривиальная величина $V^*\to 2/3$ в соответствии с выражением $V(T,p)=V^*+bL^{-d}$ при $L\to\infty$ и $T=T_l(p)$. Такое поведение характерно для ФП второго рода. Кроме того, из рис. 2 видно, что в критической области для $U_L(T,p)$ наблюдается четко выраженная точка пересечения и $U_L(T,p)$ не проявляет тенденцию стремления к -∞ при $L\to\infty$, что также свидетельствует о ФП второго рода. Температуры ФП $T_l(p)$ в единицах $|J|/k_B$ равны: $T_l(1.0)$=0.8515(1), $T_l(0.90)$=0.731(2).

Таким образом, наши данные свидетельствуют о том, что внесение слабого вмороженного беспорядка (c=0.10, c=1-p) в виде немагнитных примесей каноническим способом в рассматриваемую модель приводит к ФП второго рода.

Литература

1. O. Vasilyev et. al., Phys. Rev. E **92**, 042118, **2015**

2. D.P. Landau, K. Binder, Monte Carlo simulations in statistical physics, Cambridge, **2009**
3. F.Y. Wu, Rev. Mod. Phys. **54**, 235, **1982**.
4. U. Wolff, Phys. Lett., **62**, 361, **1989**.

ПЕРЕХОД БЕРЕЗИНСКОГО-КОСТЕРЛИЦА-ТАУЛЕСА В ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ

В. Н. Рыжов, Е. Е. Тареева, Ю. Д. Фомин, Е. Н. Циок

Институт физики высоких давлений РАН
ryzhov@hppi.troitsk.ru

В докладе изложены основные положения теории фазовых переходов в плоских вырожденных системах (переходов Березинского-Костерлица-Таулеса (БКТ)) [1-3]. Обсуждается механизм перехода, применение метода ренормализационной группы для его описания, а также применение к тонким сверхпроводящим пленкам [3-4]. В отличие от сверхтекучих пленок и X-Y модели, энергия взаимодействия вихрей в тонкой сверхпроводящей пленке не является чисто логарифмической, а на больших расстояниях имеет асимптотическое поведение вида 1/r [5]. Статистическая механика и термодинамика двумерной системы вихрей в этом случае может быть построена в колцевом приближении, при этом оказывается, что в зависимости от энергии ядра сверхпроводящего вихря непрерывный переход БКТ преобразуется или в плавный кроссовер, или в переход первого рода [3,6,7]. В рамках теории БКТ также обсуждаются сценарии плавления решетки вихрей в тонкой сверхпроводящей пленке [3,8-10]

Работа поддержана грантом РНФ 19-12-00092.

Литература

1. В. Л. Березинский, ЖЭТФ, **59**, 907, **1970**
2. J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless, J. Phys. C, **6**, 1181, **1973**

3. В. Н. Рыжов, Е. Е. Тареева, Ю. Д. Фомин, Е. Н. Циок, УФН, **187**, 921, **2017**
4. M. R. Beasley, J. E. Mooij, T. P. Orlando, Phys. Rev. Lett., **42**, 1165, **1979**
5. D. Y. Irz, V. N. Ryzhov, E. E. Tareyeva, Phys. Lett. A, **207**, 374, **1995**
6. V. N. Ryzhov, E. E. Tareyeva, Phys. Rev. B, **48**, 12907, **1993**
7. Y. D. Irz, V. N. Ryzhov, E. E. Tareyeva, Phys. Rev. B, **54**, 3051, **1996**
8. I. Roy *et al*, Phys. Rev. Lett., **122**, 047001, **2019**
9. В. Н. Рыжов, Е. Е. Тареева, ЖЭТФ, **108**, 2044, **1995**
10. Yu. D. Fomin, V. N. Ryzhov, E. N. Tsiok, J. Phys.: Condens. Matter, **31**, 315103, **2019**

АНТИАДИАБАТИЧЕСКИЕ ФОНОНЫ И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В ТЕОРИИ ЭЛИАШБЕРГА - МАКМИЛЛАНА

Садовский М. В.

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург
sadovski@iep.uran.ru

Теория сверхпроводимости Элиашберга - МакМиллана основана на применимости адиабатического приближения. В данной работе предпринята попытка описания электрон – фононного взаимодействия в рамках подхода Элиашберга - МакМиллана в ситуации, когда характерная частота фононов Ω_0 становится достаточно большой (сравнимой или превышающей энергию Ферми E_F).

Рассматривается общее определение спаривательной электрон - фононной константы связи λ, с учетом конечности частоты фононов. Получено выражение для обобщенной константы связи λ , определяющей перенормировку массы, с учетом конечной ширины зоны проводимости $D \sim E_F$, и описывающее плавный переход от адиабатического режима в область неадиабатичности. В условиях сильной неадиабатичности в теории возникает новый параметр

малости $\lambda D/\Omega_0 \sim \lambda E_F/\Omega_0 << 1$, а поправки к электронному спектру становятся несущественными (также как и соответствующие вершинные поправки). В тоже время, температура сверхпроводящего перехода и в антиадиабатическом пределе определяется спаривательной константой связи Элиашберга – МакМиллана λ [1].

Рассмотрено влияние антиадиабатических фононов на температуру сверхпроводящего перехода, в модели с дискретным набором частот (оптических) фононов. Предложено общее выражение для температуры сверхпроводящего перехода T_C, справедливое в ситуации, когда один (или несколько) таких фононов становятся антиадиабатическими. Исследован вопрос о вкладе таких фононов в кулоновский псевдопотенциал. Показано, что антиадиабатические фононы не дают вклада в толмачевский логарифм, величина которого определяется парциальными вкладами только от адиабатических фононов [2].

Полученные результаты обсуждаются в связи с проблемой необычно высокой температуры сверхпроводящего перехода в монослое FeSe на STO, а также в связи с рекордной температурой перехода в ряде гидридов при высоких давлениях.

Литература

1. М. В. Садовский, ЖЭТФ, **155,** 527, **2019**
2. М. В. Садовский, Письма ЖЭТФ, **109**, 165, **2019**

КРАЕВЫЕ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ

Тарасенко С. А.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
tarasenko@coherent.ioffe.ru

На карте полупроводников топологические изоляторы – материалы с инвертированной зонной структурой – занимают особое место. Они обладают спиральными поверхностными (или краевыми в случае двумерных систем) краевыми состояниями, устойчивыми к

неоднородностям поверхности. Зонная структура диэлектрического кристалла может быть охарактеризована топологическими инвариантами Z_2, которые принимают значения 0 или 1 и определяют, к какому типу диэлектрика, тривиальному или нетривиальному, относится кристалл. Объемными топологическими изоляторами является ряд двойных и тройных соединений Bi, Sb, Hg, Se, Te; примеры двумерных систем – квантовые ямы HgTe/CdHgTe и 1T' политипы некоторых двумерных кристаллов типа WTe_2.

В докладе обсуждается топология зонной структуры кристаллических систем. Особое внимание уделяется квантовым ямам HgTe/CdHgTe, на которых получены наиболее впечатляющие экспериментальные результаты. Показано, что свойства краевых состояний можно изучать методами фотогальванической спектроскопии – регистрации постоянного тока, индуцированного переменным электромагнитным полем. Такой эффект возможен в системах без центра пространственной инверсии, и край образца является естественной причиной нарушения P-симметрии.

Более подробное описание современного состояния дел в физике топологических изоляторов, краевых и поверхностных фотогальванических эффектов и ссылки на оригинальные работы можно найти в обзорах [1,2].

Работа поддержана РНФ (грант 17-12-01265).

Литература

1. С.А. Тарасенко, Электронные свойства топологических изоляторов. Структура краевых состояний и фотогальванические эффекты, УФН, **188**, 1129, **2018**

2. M.V. Durnev and S.A. Tarasenko, High-frequency nonlinear transport and photogalvanic effects in 2D topological insulators, Ann. Phys. (Berlin), 1800418, **2019**.

ДОКЛАДЫ

СПЕКТР ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА И ОРБИТАЛЬНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В ВАНАДАТАХ ПО ДАННЫМ AB INITIO РАСЧЁТОВ

Агзамова П. А.
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН
polly@imp.uran.ru

В рамках настоящей работы были проведены первопринципные расчёты кристаллической структуры и орбитального упорядочения ванадатов $R_2V_2O_7$ (R = Lu, Yb, Tm, Er, Ho) со структурой пирохлора. Расчёты проводились в рамках теории функционала плотности (DFT – density functional theory) с использованием пакетов CRYSTAL [1] и VASP [2].

Начальные позиции атомов для расчётов кристаллической структуры были взяты из более ранних экспериментальных исследований []. Рассчитанные в рамках гибридных DFT методов параметры: константы изотропной и анизотропной сверхтонко связи, компоненты тензора градиента электрического поля на ядре ^{51}V были использованы для получения угловых зависимостей частот спектра ядерного магнитного резонанса на ядрах ванадия во внешнем магнитном поле и анализа орбитального упорядочения в исследуемых ванадатах.

ЯМР частоты на ядрах ^{51}V демонстрируют значительные изменения с приложением внешнего магнитного поля вследствие сильной анизотропии магнитного сверхтонкого поля на ядрах орбитально-упорядоченных ионов ванадия.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Квант», № АААА-А18-118020190095-4) при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-32-00690).

Литература

1. http://www.crystal.unito.it/index.php
2. https://www.vasp.at/
3. Troyanchuk I.O. Inorg. Mater. **26**, 182, **1990**
4. Soderholm L., Greedan J.E. Mat. Res. Bull. **17**, 707, **1982**

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ С ДИНАМИЧЕСКИМИ ЗАРЯДОВЫМИ СТРАЙПАМИ

Азаревич А.Н.[1,2,*], Богач А.В.[1,3], Глушков В.В.[1,2], Демишев С.В.[1,2], Шицевалова Н.Ю.[4], Филиппов В.Б.[4], Гаврилкин С.Ю.[5], Габани С.[6], Флахбарт К.[6], Качмарчик Й.[6], Случанко Н.Е.[1,2]

[1]*Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия*
[2]*Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный, Московская область, Россия*
[3]*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, Россия*
[4]*Институт проблем материаловедения им. И.М. Францевича НАНУ, Киев, Украина*
[5]*Физический Институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия*
[6]*Институт Экспериментальной Физики САН, Кошице, Словакия*
**azarevich@lt.gpi.ru*

Редкоземельные додекабориды RB_{12} с магнитными ионами (Ho^{3+}, Er^{3+}, Tm^{3+}) обладают сложной, анизотропной магнитной фазовой диаграммой. В последних исследованиях модельной системы $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$ [1] анизотропия магнитного обменного взаимодействия между локализованными магнитными моментами 4f электронов РЗ-ионов связывается с формированием динамических зарядовых страйпов и обусловленным этим перераспределеним электронов проводимости из РККИ осцилляций спиновой плотности (непрямой обмен) в страйпы для ряда направлений внешнего магнитного поля. В твёрдых растворах $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ помимо решеточной (кооперативный динамический эффект Яна-Теллера) и связанной с ней электронной неустойчивости, приводящей к появлению зарядовых страйпов, поведение магнитной и электронной системы кардинально меняет присутствие ионов Yb с валентной нестабильностью. В результате увеличение концентрации иттербия приводит к быстрому подавлению антиферромагнитного порядка и переходу металл-изолятор [2].

В работе представлены результаты измерений, которые проводились на высококачественных монокристаллических образцах, выращенных методом бестигельной вертикальной зонной плавки в атмосфере инертного газа, с проверкой реального состава электронным микрозондовым анализом, и уточнением качества и

ориентации кристаллов с помощью рентгеновской дифракции. При измерениях анизотропии магнетосопротивления и намагниченности образец поворачивался вокруг кристаллографической оси [011] относительно фиксированного направления внешнего магнитного поля, что позволило пронаблюдать фазовые переходы в широком диапазоне углов в окрестности трёх основных кристаллографических направлений H || [001], [111] и [110]. Полученная по данным магнетосопротивления H-φ фазовая диаграмма для TmB_{12} при T=2K представлена на рис.1.

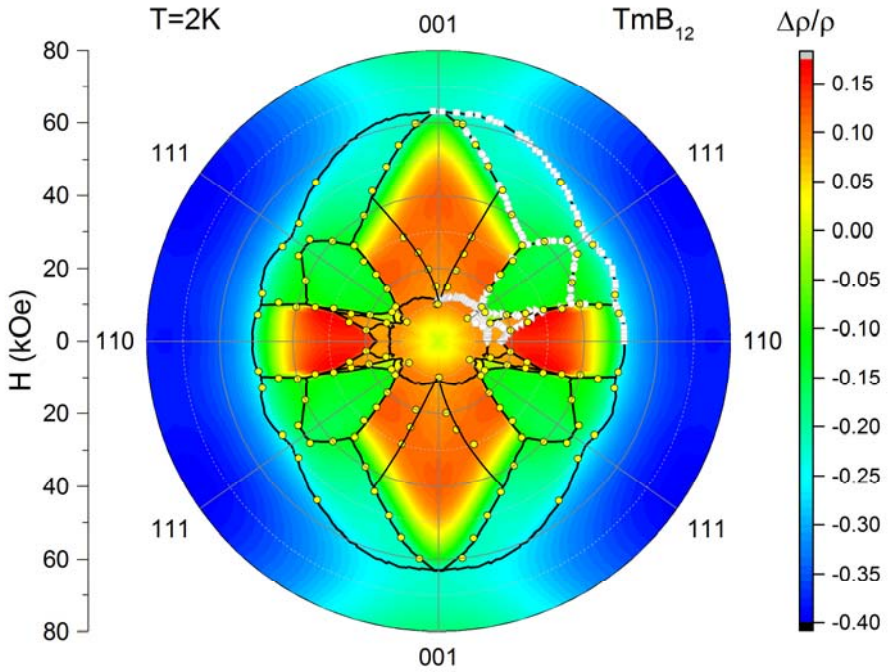


Рис.1 H-φ фазовая диаграмма TmB_{12}

В работе были исследованы составы $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ с концентрацией иттербия $0 \leq x \leq 0.13$. Сравнение данных магнетосопротивления и намагниченности в антиферромагнитной и парамагнитной фазе подкрепляет вывод, сделанный в [3], об изменении с увеличением концентрации Yb направления электронной структуры (зарядовые страйпы) с [110], наблюдаемой для других RB_{12}, на перпендикулярное [001].

Литература

1. A.L. Khoroshilov et.al. Phys. Rev. B **99**, 174430, **2019**
2. Н.Е.Случанко и др. Письма в ЖЭТФ, **108**, 715, **2018**
3. N.E. Sluchanko et.al. J. Phys. Cond. Mat. **31**, 065604, **2019**

КВАНТОВОЕ МАШИННОЕ ОБУЧЕНИЕ

Алтайский М.В., Капуткина Н.Е.

Институт космических исследований РАН, г. Москва altaisky@rssi.ru
Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», г. Москва kaputkina@mail.ru

В докладе рассматриваются принципы работы искусственного интеллекта (ИИ) на основе различных квантовых устройств: сквидов, оптических процессоров, квантовых точек. Рассмотрены два направления использования квантового параллелизма для ускорения работы систем ИИ: (i) Использование квантовых алгоритмов для решения отдельных подзадач, возникающих в классических схемах машинного обучения — к этому типу относится прежде всего решение систем линейных уравнений с помощью квантовых алгоритмов; (ii) Создание сетей, состоящих из квантовых нейронов (куронов), их обучение путем взаимодействия с окружением, и их эволюция в присутствии окружения. Рассмотрены как теоретические модели обучения, так и существующие виды обучающихся систем на основе сквидов и оптических процессоров. Рассматриваются термодинамические аспекты процесса обучения.

МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В МОДЕЛИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО ПОЛЯ

Анкудинов В. Е.
Институт физики высоких давлений им. Л.Ф.Верещагина РАН
vladimir@ankudinov.org

Модель кристаллического фазового поля (КФП, phase field crystal, PFC) [1,2] сформулирована для описания переходов из однородного состояния в периодическое кристаллическое (аналогично переходам Ландау-Бразовского [3–5]), а также между различными периодическими состояниями на временах, сопоставимых со временем диффузии [6]. Модель КФП – континуальная атомистическая модель, основанная на описании

свободной энергии в виде функционала поля атомной плотности периодического в твердой фазе и однородного в жидком состоянии [7].

Определим безразмерное поле атомной плотности $n = \Delta\rho(r)/\rho_0$, где ρ_0 – референтная плотность жидкости, а $\Delta\rho(r) = \rho(r) - \rho_0$ это скачок плотности между фазами. Запишем свободную энергию модифицированной модели КФП, включающую релаксационный поток $\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r},t)$, позволяющий описать инерционный вклад в динамику системы при скоростных переходах [8–10]:

$$F(n,\boldsymbol{J}) = \int \left[\frac{n}{2}(\Delta B_0 + B_0^x(1+\nabla^2)^2)n - \frac{a}{3}n^3 + \frac{v}{4}n^4\right] dr + \frac{\tau}{2}\int \boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{J}\, dr, \qquad (1)$$

где ΔB_0 – движущая сила (аналог переохлаждения), B_0^x – модуль упругости, a, v – феноменологические константы, определяющие свойства перехода, τ – время релаксации. Уравнение на динамику атомного поля может быть найдено в виде:

$$\tau\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} + \frac{\partial n}{\partial t} = \nabla^2\left[\frac{\delta F(n)}{\delta n}\right], \text{ где } \frac{\delta F(n)}{\delta n} = \mu(n), \qquad (2)$$

μ(n) – химический потенциал, равный функциональной производной плотности свободной энергии $F(n)$.

Когда жидкая фаза охлаждается ниже температуры плавления (ΔB_0>0), происходит зарождение твердой упорядоченной фазы, чей фронт в дальнейшем распространяется в объеме метастабильной переохлажденной жидкости. В настоящей работе исследуется динамика кристаллизации из метастабильной жидкости в присутствии зародышей различных кристаллических симметрий с использованием модифицированного уравнения КФП. Гиперболическая формулировка модели КФП позволяет «замораживать» неупорядоченное состояние в твердой фазе, а также оценивать влияние неравновесных эффектов при переупорядочении в процессе кристаллизации.

Литература

1. Elder K.R. et al., Phys. Rev. Lett., **88**, 24, **2002**
2. Provatas N., Elder K., Phase-Field Methods in Materials Science and Engineering, **2010**
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Статистическая физика. М.: ФИЗМАТЛИТ, **2005**
4. Бразовский С.А., ЖЭТФ, **68**, 1, **1975**
5. Лебедев В.В., Муратов А.Р., ФТТ, **32**, 3, **1990**

6. Zhang H., Jiang K., Zhang P., Discret. Contin. Dyn. Syst. - Ser. B., **19**, 2, **2014**
7. Анкудинов В.Е. и др., ЖЭТФ, **149**, 2, **2016**
8. Galenko P., Danilov D., Lebedev V., Phys. Rev. E, **79**, 5, **2009**
9. Galenko P., Ankudinov V., Starodumov I., PFC: Fast Interface Dynamics, **2018**
10. Galenko P.K. et al., Phys. Rev. E, **88**, 1, **2013**

КОРРЕЛЯЦИОННОЕ ВРЕМЯ ФЛУКТУАЦИЙ СОПРОТИВЛЕНИЯ НА СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ TiN МИКРОМОСТИКОВ

Баева Э. М.
Moscow Pedagogical State University
National Research University Higher School of Economy
baeva.elm@gmail.com

Сверхпроводимость – это явление, которое сопровождается резким–падением до нуля электрического сопротивления (R) при охлаждении тонкой пленки из сверхпроводника ниже температуры сверхпроводящего перехода (T_c). В транспортных измерениях значение R на переходе имеет конечную, усредненную по во времени величину, хотя само по себе R во всей критической области фазового перехода имеет принципиально флуктуационное происхождение [1]. Со стороны нормальной фазы уменьшение сопротивления связано с флуктуационной пара-проводимостью [2]. По мере продвижения в сторону сверхпроводящей фазы островки флуктуационной парапроводимости постепенно фазируются между собой [3]. Со стороны сверхпроводящей фазы, выше перехода БКТ, конечное сопротивление обусловлено флуктуационным движением вихрей. В обоих этих пределах характерное время флуктуаций считается чрезвычайно коротким, однако в непосредственной близости к T_c, в узкой области, определяемой параметром Гинзбурга-Леванюка $Gi_{(2D)}$, ожидается, что любые корреляционные времена и длины расходятся [1]. Кроме того, в области перехода ожидается нелинейный флуктуационный вклад, связанный с влиянием неупругих процессов на корреляционные времена [4]. Таким образом, измерение неусредненных во времени характеристик электронного транспорта

может предоставить больше информации о динамике фазового перехода.

В данной работе мы измеряем спектры шума напряжения на сверхпроводящем переходе в TiN мостиках различной длины, чтобы получить информацию о корреляционной функции флуктуаций напряжения, и, следовательно, о временных и пространственных масштабах микроскопических процессов, происходящих в окрестности T_c. Образцы изготовлены из 5-нм TiN эпитаксиальной пленки с низким уровнем беспорядка ($k_F l$~100) [5]. В окрестности T_c на низких частотах квадратичная зависимость шума от тока на указывает на то, что шум происходит от спонтанных флуктуаций сопротивления. Из измерений спектральной зависимости шума получено корреляционное время τ_c, которое составляет несколько наносекунд. Измеренное время τ_c оказывается длиннее времени Гинзбурга-Ландау (~50ps at T/T_c=1.01) и времени рекомбинации вихрей (~5-10ps) [6]. Сравнение с измерениями шума в нормальном состоянии ($T>T_c$) показывает, что в зависимости от длины образцов τ_c определяется электрон-фононной релаксацией или временем диффузии в контакты. Также было экспериментально установлено, что τ_c не меняется в широкой области в окрестности T_c. Полученные результаты демонстрируют значительный вклад во флуктуации сопротивления на сверхпроводящем переходе неупругих процессов, которые возможно ограничивают пространственные и временные масштабы флуктуаций.

Автор благодарит соавторов из МПГУ и университета Пердью за плодотворные обсуждения и образцы TiN высокого качества. Работа выполнена за счет гранта Президента РФ МК-1308.2019.2.

Литература

1. A.□A. Varlamov et al., Rev. Mod. Phys. 90, 015009, **2018**
2. A. Larkin and A. Varlamov, Theory of Fluctuations in Superconductors, **2009**
3. M. Tinkham, Introduction to Superconductivity, **1996**
4. A. I. Larkin and Y. N. Ovchinnikov, J.Low Temp.Phys 10, **1973**
5. N. Tovpeko, et. al., arXiv:1903.05009, **2019**
6. B. Halperin and D.R. Nelson, J.Low Temp.Phys 36, 599–616, **1979**

МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ОТКЛИКА МНОГОЗОННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ НА ВНЕШНЕЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Билинский Ю. М.[1, 2], Арсеев П. И.[1]
[1]*Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук*
[2]*Московский физико-технический институт*
yu.bilinsky@yandex.ru

Для однозонных сверхпроводников известен метод вычисления калибровочно-инвариантного отклика, который подразумевает выбор специальной калибровки, в которой параметр порядка $\Delta(\mathbf{r},t)$ является действительным. При этом фаза калибровочного преобразования становится новой динамической переменной системы $\theta(\mathbf{r},t)$. В данной работе рассматривается модификация этого метода в применении к многозонным сверхпроводникам (сверхпроводящим полуметаллам).

В полуметаллах зонная структура устроена таким образом, что на уровне Ферми существуют состояния, лежащие в разных зонах. При образовании сверхпроводящего состояния электроны из разных зон образуют два разных конденсата куперовских пар, которые, тем не менее, влияют друг на друга через фононное взаимодействие:

$$\Delta_q^{\alpha}(t) = \sum_{\alpha'} g^{\alpha\alpha'} \sum_{k'} \langle c_{k',\uparrow}^{\alpha'}(t)\, c_{-k'+q,\downarrow}^{\alpha'}(t)\rangle .$$

Здесь $g^{\alpha\alpha'}$ – параметр, связанный с силой притяжения между электронами, $c_{k',s}^{\alpha'}$ – операторы уничтожения электронов, – спиновый индекс, $\boldsymbol{k}$ – квазиимпульс, α, α' – зонные индексы. Параметры порядка $\Delta_q^{\alpha}(t)$ входят в гамильтониан следующим образом:

$$-\sum_{k,q}\left(c_{k,\downarrow}^{\alpha+}(t)\, c_{-k+q,\uparrow}^{\alpha+}(t)\,\Delta_q^{\alpha}(t) + h.c.\right).$$

А. Леггетом было получено [1], что в такой системе существуют специфичные коллективные колебания, связанные с относительными колебаниями фаз двух конденсатов. В случае двухзонного сверхпроводника мы должны ввести две фазы $\theta^{\alpha}(\mathbf{r},t)$, которые будут

соответствовать разным конденсатам. Для этого производится следующая подстановка:

$$\Psi_s(\mathbf{r},t) = \sum_k \sum_\alpha a^\alpha_{k,s}(t)\,\psi^\alpha_k(\mathbf{r})\,e^{i\theta^\alpha(\mathbf{r})}.$$

Здесь $\Psi_s(\mathbf{r},t)$ – полевые операторы электронов, $\psi^\alpha_k(\mathbf{r})$ – собственные блоховские функции электронов в кристалле. Гамильтониан не является калибровочно-инвариантным относительно $\theta^\alpha(\mathbf{r},t)$, и после подстановки он будет явно зависеть от разницы фаз конденсатов. Аналогично однозонному случаю фазы $\theta^\alpha(\mathbf{r},t)$ фиксируются условием действительности аномальных средних $f^\alpha_q = \sum_k \langle c^\alpha_{k,\uparrow}(t)\, c^\alpha_{-k+q,\downarrow}(t)\rangle$.

Если мы пренебрегаем кулоновским притяжением между электронами, то уравнения на фазы принимают вид

$$0 = -\frac{i}{2}N_F^\alpha\frac{\omega}{\Delta_0^\alpha}\left(e\phi(\mathbf{q},\omega) - i\omega\theta^\alpha(\mathbf{q},\omega)\right) + \frac{i\,(v_F^\alpha)^2 q_i N_0^\alpha}{\Delta_0^\alpha}\left(\frac{e}{c}A_i(\mathbf{q},\omega) - iq_i\theta^\alpha(\mathbf{q},\omega)\right) + \frac{2(f_0^\alpha)}{\Delta_0^\alpha}\sum_\gamma g^{\alpha\gamma} f_0^\gamma\left(\theta^\alpha(\mathbf{q},\omega) - \theta^\gamma(\mathbf{q},\omega)\right).$$

Равенство нулю детерминанта этого уравнения по $\theta^\alpha(\mathbf{q},\omega)$ дает спектр коллективных колебаний системы. Одна из двух ветвей спектра $\omega(\mathbf{k})$ не уходит к нулю при $\mathbf{q}\to 0$, и она соответствует частоте леггетовских колебаний.

Важным направлением дальнейших исследований является изучение влияния на коллективные колебания кулоновского взаимодействия. Введение кулоновского притяжения приводит к появлению в гамильтониане трех новых членов. Два из них появляются непосредственно из приближения Хартри-Фока и аналогичны по форме однозонному случаю, но третий член содержит явно разницу фаз между конденсатами:

$$i\sum \langle a^{\alpha+}_{k,s}(t)\, a^{\delta}_{k-p,s}(t)\, a^{\beta+}_{k-q,s}(t)\, a^{\beta}_{k-q,s}(t)\rangle_0 \left(\Delta\theta^{\alpha\beta}(\mathbf{p})\,V_c(\mathbf{q}-\mathbf{p}) + \Delta\theta^{\beta\delta}(\mathbf{p})V_c(\mathbf{q})\right) Q^{\alpha\beta}_{k,k-q}\, Q^{\beta\delta}_{k-q,k-p}.$$

Целью дальнейшей работы является исследовать данные колебания и влияние поляризации внутри элементарной ячейки на характер колебаний.

Литература

1. Leggett, A.J. "Number-phase fluctuations in two-band superconductors." Progress of Theoretical Physics, **36(5)**, 901-930, **1966**

МОДЫ ХИГГСА В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ СВЕРХПРОВОДНИК-НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ

Вадимов В. Л.[1,2], Хаймович. И. М.[1,3], Мельников А. С[1,2].

[1]Институт физики микроструктур РАН
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
[3]Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems,
vvadimov@ipmras.ru

Для описания неравновесных явлений в сверхпроводниках, таких как генерация киральных доменов или других топологических дефектов в сверхпроводниках по механизму Киббла–Зурека, часто используется феноменологическая нестационарная теория Гинзбурга–Ландау. Однако ее применимость существенно ограничена, она может быть использована для описания флуктуационной сверхпроводимости при температурах выше критической температуры сверхпроводящего фазового перехода, в случае так называемой бесщелевой сверхпроводимости [1]. Для описания низкотемпературной бесстолкновительной динамики сверхпроводящих систем необходимо использовать микроскопические подходы, такие как нестационарная теория Боголюбова–де Жена [2] или техника Келдыша [3]. В результате решения задач о динамике сверхпроводящего параметра порядка в пределе нулевой температуры оказалось, что щель Δ обладает осцилляторнымхарактером движения, в асимптотике больших времен имеющим вид $\Delta(t) \approx \Delta_0 + a\cos((2\Delta_0 t))/\sqrt{\Delta_0 t}$ [4-7]. Эти осцилляции абсолютной величины параметра порядка носят название мод Хиггса, по аналогии с бозоном Хиггса из физики элементарных частиц [8].

Данная работа посвящена теоретическому изучению свойств мод Хиггса для простейшей гибридной системы, состоящей из сверхпроводника и нормального металла, разделенных туннельным изолирующим барьером (SIN система). Моды Хиггса в сверхпроводниках могут быть интерпретированы как когерентный процесс расщепления и восстановления куперовских пар. Разница энергий между основным состоянием без квазичастиц и возбужденным состоянием с парой квазичастиц составляет $2\Delta_0$,

поскольку каждая квазичастица имеет энергию Δ_0. Данная энергия и определяет частоту осцилляций когерентной суперпозиции основного и возбужденного состояний. В SIN структуре сверхпроводящие корреляции, проникающие в нормальный металл, приводят к появлению наведенной жесткой щели Δ_i в спектре квазичастиц всей системы [9]. В присутствии нормального металла когерентное расщепление пар может сопровождаться туннелированием одного или двух электронов в нормальный металл, соответственно, следовательно в SIN системах есть две дополнительные моды Хиггса. Минимальная энергия для каждого электрона, туннелирующего в нормальный металл, равна Δ_i , соответственно частоты мод Хиггса, отвечающих данным процессм, равны $\Delta_0 + \Delta_i$ и $2\Delta_i$, для случая n = 1 и 2 электронов, туннелирующих в нормальный металл. В силу малой прозрачности барьера D, амплитуды этих мод должны быть пропорциональны фактору D^n. Моды Хиггса в гибридных SIN системах могут быть изучены с помощью терагерцовых pump-probe методик и измерения резонансной генерации третьей гармоники.

Работа поддержана грантом РНФ №17-12-01383.

Литература

1. Kopnin N. B. Theory of Nonequilibrium Superconductivity. — **2000**
2. Ketterson J. B., Song S. N. Superconductivity. — **1999**
3. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Статистическая физика. Часть 2. Теория конденсированного состояния. — Москва: Физматлит, **2004**
4. Volkov A. F., Kogan S. M., Zh. Eksp. Teor. Fiz., **65,** 2038, **1973**
5. Yuzbashyan E. A., Tsyplyatyev O., Altshuler B. L., Phys. Rev. Lett., **96**, 097005, **2006**
6. Yuzbashyan E. A., Kuznetsov V. B., Altshuler B. L., Phys. Rev. B., **72**, 144524, **2005**
7. Yuzbashyan E. A., Dzero M., Phys. Rev. Lett., **96**, 230404, **2006**
8. Higgs P. W., Phys. Rev. Lett., **13**, 508, **1964**
9. McMillan W., Phys. Rev., **175**, 537, **1968**

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ВОСХОДЯЩЕЙ ДИФФУЗИИ В РАСТВОРАХ ПРИ НАЛИЧИИ СТЕХИОМЕТРИЧЕСКОЙ ФАЗЫ

Васин М. Г.

Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН

dr_vasin@mail.ru

Некоторые хорошо известные физические явления, наблюдаемые в металлургических процессах, до сих пор вызывают вопросы у физиков. Причиной этих вопросов является отсутствие надежного описания этих явлений в терминах общепринятой теории. В частности, к таким явлениям относятся медленные немонотонные релаксационные процессы в стеклообразующих металлических расплавах после плавления [1], время релаксации которых достигает нескольких часов. В металлургии эти эффекты объясняются результатом медленного растворения тугоплавких фрагментов твердой фазы в жидкости. Однако кинетика этих релаксационных процессов не может быть объяснена с помощью линейной диффузионной модели.

Наше теоретическое описание основано на теории Кана-Хилльярда и функциональных методах неравновесной динамики [2]. Для бинарных систем с эвтектическим равновесием установлено существование критической точки жидкость-жидкость в двухфазной области твердое-жидкость. Ширина соответствующей области флуктуации оценивается по критерию Гинзбурга-Леванюка и составляет до нескольких сотен градусов [3]. В этой области система может быть описана в терминах неравновесной динамики, а процесс гомогенизации расплава может быть представлен как процесс, обратный спинодальному распаду.

Показано, что в бинарном растворе, при наличии жидкой фазы переменного состава и стехиометрической фазы, для концентрации примеси, превышающей некоторое критическое значение, возможно развитие неустойчивости, математически описываемой уравнением типа Кана-Хилльярда. В рамках модельной системы построено дисперсионное соотношение, из которого найдена зависимость

флуктуаций концентрации от времени, исследована динамика структурного фактора и показателя роста неустойчивости. Обнаруженная неустойчивость соответствует восходящей диффузии и может объяснить процессы медленной немонотонной релаксации в стеклообразующих расплавах металлов при плавлении [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-02-00643.

Литература

1. V. I. Lad'yanov, A. L. Bel'tyukov, S. G. Menshikova, et al., Phys. Chem. Liq. **46,** 71, **2008**
2. M. G. Vasin, S. G. Menshikova, M. D. Ivshin, Physica A: Statistical Mechanics and its Applications, **449**, 64, **2016**
3. L. Son, M. Vasin, V. Sidorov, G. Rusakov, Journal of Alloys and Compounds **785C**, 1279, **2019**
4. V. G. Lebedev, A. A. Obukhov, M. G. Vasin, Journal of Non-Crystalline Solids **505**, 414, **2019**

ПРИНЦИП СООТВЕТСТВУЮЩИХ СОСТОЯНИЙ ДЛЯ ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ ЖИДКИХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Вильф Я.З., Мокшин Ф.В.
Казанский Федеральный Университет, Казань, Россия
jakobvilf@gmail.com

Жидкие щелочные металлы обладают уникальными физико-химическими свойствами. Из металлических систем они обладают самой низкой плотностью и вязкостью, высокой электро- и теплопроводностью, низкими значениями поверхностного натяжения и работы выхода электрона, рекордно низкой температурой плавления и широкой областью жидкого состояния, и т.д. Благодаря этим свойствам жидкие щелочные металлы, их сплавы и содержащие их соединения имеют широкое практическое применение, например, (1) в ядерно-космической энергетике и тепловых трубах, как легкие

эффективные теплоносители, способные обеспечить быстрый и высокоэффективный отвод тепла; (2) в области химических источников тока – как аккумуляторы, топливные элементы с высокой удельной энергоемкостью, надежностью, долговечностью и миниатюрностью; (3) как добавка к жидким топливам для повышения удельной теплоты сгорания, и т.д. С другой стороны, они обладают высокой химической активностью и большой упругостью собственных паров, что сильно осложняет исследование их транспортных свойств.

В данной работе на основе экспериментальных данных [1-2] обнаружено, что температурные зависимости ряда (транспортных) характеристик жидких щелочных проявляют универсальность. В таблице 1 приводятся полученные универсальные модели для температурных зависимостей таких характеристик как вязкость, удельная теплоемкость при постоянном давлении, теплопроводность и скорость звука жидких щелочных металлов. Здесь $\tilde{T} = 1 + \frac{T - T_M}{T_B - T_M}$ представляет собой температурную шкалу в приведенных единицах, где T - есть температура в градусах Кельвина, T_M и T_B – значения температур плавления и кипения конкретной жидкости (в градусах Кельвина) соответственно.

Таблица 1. Универсальные уравнения транспортных свойств (вязкость, теплопроводность, теплоемкость при постоянном давлении, скорость звука) для жидких щелочных металлов.

Универсальное уравнение	Li	Na	K	Rb	Cs
Вязкость $\left(\ln\left(\frac{\eta}{\eta_M}\right)\right)^{\alpha} = -0.74\left(\ln\tilde{T}\right)^{0.78}$	α = 1.08	α = 1.18	α = 1.15	α = 1.13	α = 1.17
Теплопроводность $\left(\frac{\lambda(T)}{\lambda(T_M)}\right)^{\beta} = -0.38\frac{\tilde{T}}{\tilde{T}_M} + 1.38$	β = 0.70	β = 0.85	β = 0.93	β = 1.05	β = 1.55
Теплоемкость $\left(\frac{C_P(\tilde{T})}{C_P(\tilde{T}_{\min})}\right)^{\sigma} = \left(\frac{\tilde{T}}{\tilde{T}_{\min-1}}\right)^{2} + 1$	σ = 2.65	σ = 1.52	σ = 1.88	σ = 1.5	σ = 0.45
Скорость звука $\left(\frac{v}{v_M}\right)^{\gamma} = -\frac{7}{36}\tilde{T} + \frac{43}{36}$	γ = 1.18	γ = 1.18	γ = 0.98	γ = 0.96	γ = 0.90

Полученные результаты убедительно подтверждают применимость принципа соответствующих состояний к семейству жидких щелочных металлов. Эти результаты могут служить для построения теоретических моделей транспортных характеристик в жидкостях, а также, развития общей теории жидкого состояния.

Литература

1. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – Рипол Классик, **1963**
2. Davison H. W. Compilation of thermophysical properties of liquid lithium. – **1968**

ЭЛЕКТРОННОЕ ФАЗОВОЕ РАССЛОЕНИЕ В $SrMnO_3$ ПО ДАННЫМ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

З.Н. Волкова, А.П. Геращенко, С.В. Верховский, К.Н. Михалев, А.Ю. Гермов

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН
E-mail: volkovazn@imp.uran.ru

Работа направлена на решение фундаментальной проблемы физики сильно-коррелированных систем: переход металл–изолятор в электронно-допированных манганитах с кристаллической структурой кубического перовскита. Допирование электронами оксида марганца $SrMnO_3$ приводит к их частичной локализации, то есть к образованию поляронных состояний. Эффективная масса таких поляронов больше, чем у «свободных» электронов, а длина свободного пробега меньше. В настоящей работе с помощью метода ЯМР ^{17}O удалось «разделить» эти два типа электронов.

Допированные электроны совершают перескоки с узла на узел через *d*-орбитали марганца. Вследствие ковалентности связей марганец – кислород происходит перенос спиновой поляризации с *d*-орбиталей марганца на *s*- и *p*-орбитали кислорода, что приводит к сверхтонкому полю на ядрах кислорода. Таким образом, мы можем

наблюдать сигнал ЯМР на ядрах ^{17}O. При образовании поляронных состояний (локализации) эти электроны перестают вносить вклад в формирование сверхтонкого поля на ядрах ^{17}O, то есть интенсивность сигнала ЯМР ^{17}O уменьшается, а время ядерной релаксации увеличивается. Таким образом, меняя время τ между регистрирующей парой импульсов p_1 и p_2 в эксперименте $p_1 - \tau - p_2 - \tau -$ эхо, можно оценить вклад в сигнал ЯМР коллективизированных электронов и локализованных поляронов (рис. 1).

Наличие двух компонент $T_{2,long}$ и $T_{2,short}$ свидетельствует о неоднородном состоянии манганита, обусловленном частичной локализацией допированных электронов.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-32-00030, в рамках государственного задания по теме «Функция» № АААА-А19-119012990095-0.

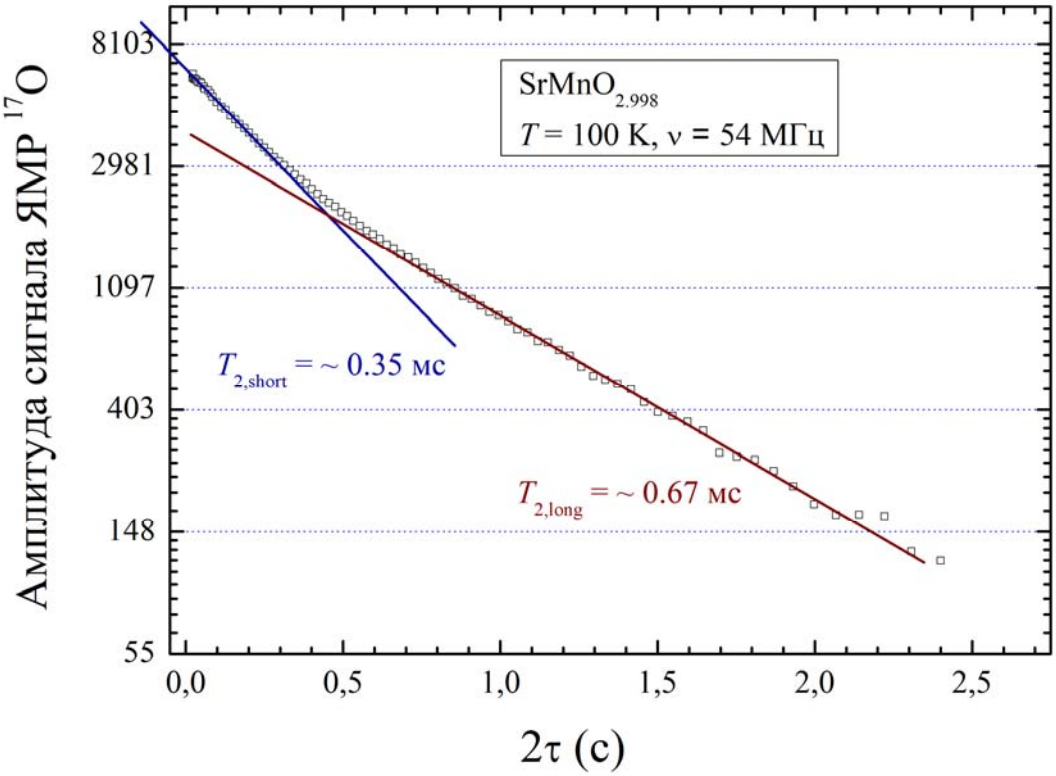


Рис. 1. Зависимость амплитуды сигнала спинового эха ядер ^{17}O от расстояния τ между регистрирующей парой импульсов для манганита $SrMnO_{2.998}$. Измерения произведены при температуре T = 100 K в магнитном поле H = 94 кЭ на частоте ν = 54 МГц.

ТЕПЛОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ВОДНОГО РАСТВОРА ППГ-425 В ТЕРМИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННЫХ КОРОТКОЖИВУЩИХ СОСТОЯНИЯХ

Волосников Д.В., Поволоцкий И.И., Скрипов П.В.
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики Уральского отделения
Российской академии наук
dima_volosnikov@mail.ru

Исследование направлено на изучение тепловой проводимости водного раствора полипропиленгликоля с нижней критической температурой растворения (НКТР) в короткоживущих состояниях [1]. Под короткоживущими системами будем понимать растворы в не вполне устойчивых состояниях, импульсно перегретых относительно линии фазового разделения жидкость-жидкость, относительно плавного продолжения линии равновесия жидкость-пар за линию НКТР (вариант двойной метастабильности), а также в термодинамически неустойчивых состояниях, перегретых относительно спинодали жидкость-жидкость (диффузионной спинодали).

Цель работы – выяснение влияния характерных времен релаксации короткоживущих систем по разным признакам на интенсивность теплопереноса в условиях мощного локального тепловыделения. Под различными механизмами релаксации будем понимать разделение на две жидкие фазы, спинодальный распад, спонтанное вскипание, естественную конвекцию.

В обычной практике измерения свойств жидкостей и жидких растворов производятся в абсолютно устойчивых состояниях, сохраняющихся сколь угодно долго при неизменных внешних параметрах. Рост различий в свойствах компонентов сопровождается сужением области устойчивости однофазного жидкого состояния. Как следствие, протяженные участки фазовой диаграммы за линиями равновесия жидкость-жидкость, жидкость-пар и, в первую очередь, выше диффузионной спинодали раствора оказываются практически неизученными. В докладе демонстрируется принципиальная измеримость свойств раствора в термодинамически неустойчивых состояниях, обусловленная кинетической затрудненностью начальной стадии распада однородной системы.

Для изучения тепловой проводимости нагреваемых водных растворов полипропиленгликоля-425 применена автоматизированная установка, реализующая метод управления мощностью импульса в проволочном зонде – термометре сопротивления. В основу её работы заложен принцип контролируемого теплового воздействия на систему «зонд-вещество» и регистрации характерного отклика от нагреваемого вещества.

Суть данного режима состоит в создании кратковременных изотермических условий для импульсно нагретого зонда в веществе и регистрации теплового потока через поверхность зонда. При нагреве температура зонда увеличивается от начального значения T_0 до выбранного значения $T_{st}(t_2 > t_1) \approx const$ за время порядка $t_1 \sim 10^{-4}$ с и в дальнейшем поддерживается на заданном интервале времени $t_2 \sim 10^{-2}$ с. В опыте измеряются значения падения напряжения на зонде и стандартном резисторе, в дальнейшем пересчитываемые в значения температуры зонда $T_{st}(t)$, и электрической мощности $P(t;\ T_{st})$, необходимой для её поддержания. По результатам измерений рассчитывается коэффициент тепловой проводимости образца при заданной температуре T_{st}:

$K_T(t) = P(t)/((\ T_{st}\ (t)-T_0)\cdot S_w)$, где S_w – площадь зонда.

Изменение величины тепловой проводимости $\Delta K_T(t) \sim \Delta\lambda$ прямо пропорционально изменению значения теплопроводности. Данный метод удобен при сопоставлении тепловых свойств образцов, в том числе при изменении концентрации раствора.

Уникальность методики заключается в том, что измерение коэффициента тепловой проводимости $K_T(t)$ возможно не только в области устойчивых состояний вещества, где время жизни системы ничем не ограничено $t\to\infty$, но и в области перегретых (короткоживущих) состояний при $T_{st}(t < t^*) > T_s$, где T_s – температура равновесия жидкость – пар вещества при заданном давлении, где t^* – время жизни вещества. Наряду с тепловой проводимостью, в опытах по термостабилизации удается определить температурно-временную границу перегрева вещества относительно линии равновесия жидкость-пар, характерную для используемого режима.

Работа выполнена при поддержке РНФ проект № 19-19-00115.

Литература

1. Skripov P.V. J. Phys.: Conf. Ser. - 2017. - V. 891, 012339
2. Скрипов П.В., Старостин А.А., Д.В. Волосников. Доклады РАН. **390**, 2, **2003**

КОНКУРИРУЮЩИЕ МЕХАНИЗМЫ РОСТА И СЛИЯНИЯ КРИСТАЛЛИТОВ В ПЕРЕОХЛАЖДЕННЫХ ЖИДКОСТЯХ И СТЕКЛАХ

Галимзянов Б. Н., Мокшин А. В.
Казанский федеральный университет, Институт физики, Казань
bulatgnmail@gmail.com

Понимание механизмов слияния зародышей имеет большое значение с точки зрения производства новых функциональных материалов. Одним из самых интригующих является рост кристаллов через механизм ориентированного прикрепления [1, 2]. Этот механизм проявляется в кристаллизующихся переохлажденных жидкостях и обнаруживается экспериментально с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения [3]. Тем не менее, из-за медленной динамики частиц в вязких системах механизм ориентированного присоединения не является определяющим для роста кристаллов [1-3].

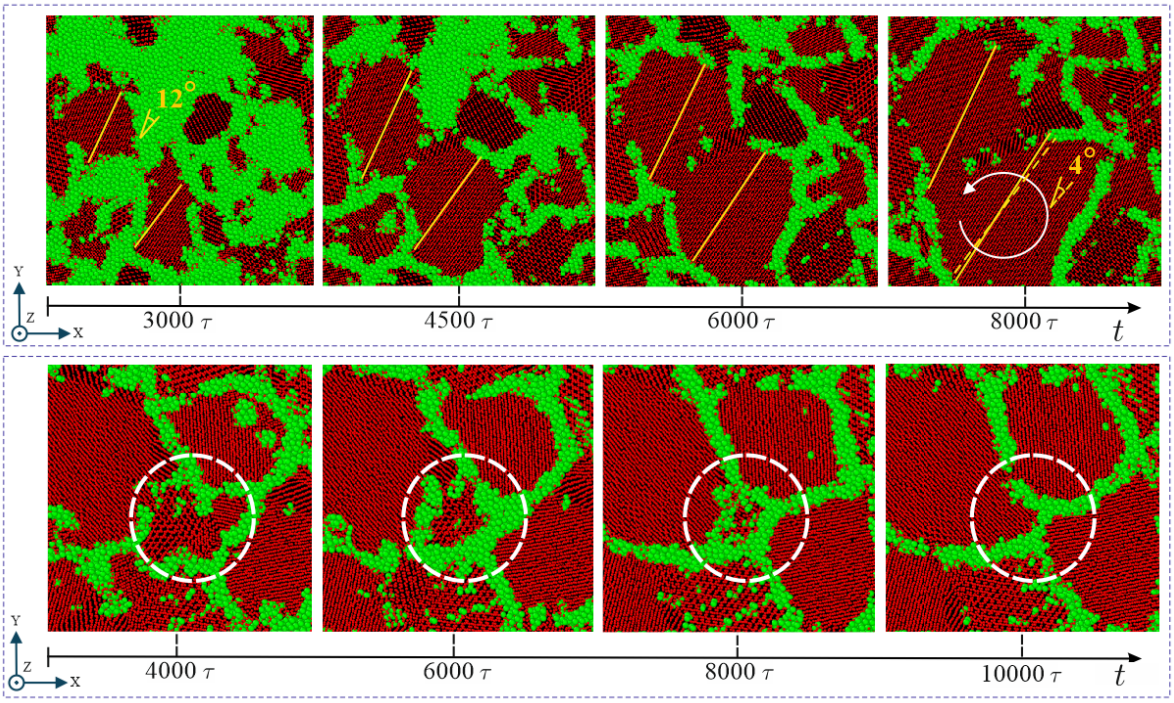


Рисунок 1. (*верхние панели*) Конфигурации кристаллизующейся системы с малым уровнем переохлаждения (≈ 30%) в различные моменты времени. (*нижние панели*) Снимки системы в различные моменты времени и при глубоком уровне переохлаждения (≈ 65%).

Настоящая работа посвящена изучению роста кристаллических зародышей в модельной жидкости при различных уровнях

переохлаждения, соответствующих переохлажденному жидкому и аморфному состояниям. Нами выполнено атомистическое моделирование процесса кристаллизации в ультратонкой металлической пленке. Подробная информация о протоколе моделирования приведена в работе [4].

Мы находим, что слияние зародышей происходит по механизму ориентированного присоединения только при низких уровнях переохлаждения системы. В качестве примера на рисунке 1(верхние панели) показан процесс слияния двух кристаллитов развивающийся во времени. Небольшая разница во взаимной кристаллографической ориентации кристаллитов, а также их небольшой размер способствуют процессу коалесценции через этот механизм. Однако вращательное движение этих кристаллитов чрезвычайно медленное, что связано с высокой вязкостью и/или высокой плотностью. В течение периода времени 4000τ (здесь τ – единица времени) угол разориентации уменьшается всего на 4 градуса. Реструктуризация и поглощение мелких кристаллитов является другим механизмом, конкурирующим с механизмом ориентированного присоединения. Этот механизм структурного упорядочения реализуется для системы как при низких, так и при глубоких уровнях переохлаждения. Из рисунка 1(нижние панели) видно, что согласно этому механизму происходит перестройка и поглощение зародыша малого размера.

Таким образом, показано, что рост кристаллов преимущественно происходит за счет процесса их слияния. Мы находим, что слияние кристаллитов реализуется в основном через механизм перестройки/поглощения кристаллических зародышей, тогда как механизм ориентированного присоединения проявляется только при низких уровнях переохлаждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 19-12-00022).

Литература

1. J. Zhang, F. Huang, and Z. Lin, Nanoscale, **2**, 18, **2010**
2. V. K. Ivanov, P. P. Fedorov, A. Ye. Baranchikov, V. V. Osiko, Russ. Chem. Rev., **83**, 1204, **2014**
3. M. Niederberger and H. C□lfen, Phys. Chem. Chem. Phys., **8**, 3271, **2006**
4. B. N. Galimzyanov, D. T. Yarullin, A. V. Mokshin, Acta Materialia, **169**, 184, **2019**

ОПИСАНИЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$ НА ОСНОВЕ «СПИН-ПОЛЯРОННОГО» МЕХАНИЗМА ПРОВОДИМОСТИ ДЛЯ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР

Гудин С.А., Солин Н.И.
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, г. Екатеринбург, Россия
e-mail: gudin@imp.uran.ru

Данная работа продолжает магнитные и электрические исследования соединения $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$ [1]. В ней представлены результаты расчетов проводимости для области температур от 5 до 90 К в магнитном поле от 0 до 90 кОе. На основе «спин-поляронного» механизма проводимости [2-3] описано наблюдаемое магнитосопротивление манганита $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$. Магнитосопротивление определяется изменением размеров и направлений магнитных моментов магнитных неоднородностей (поляронов). Показано, что величина колоссального магнитосопротивления обеспечивается за счет увеличения (вдоль магнитного поля) линейного размера полярона. Используя метод разделения вкладов в магнитосопротивление от различных механизмов проводимости [1, 4-6], получено, что для температуры 80 К в малых магнитных полях вклад в магнитосопротивление от «ориентационного» механизма близок к 50%, с увеличением магнитного поля этот вклад уменьшается, становясь в полях, больших 30 кЭ, малой величиной. Полученные сравнимые по величине вклады в удельную проводимость от «ориентационного» и «спин-поляронного» механизмов однозначно показывают необходимость учета при расчетах магнитосопротивления обеих механизмов проводимости. Вычислено температурное изменение размера полярона (в относительных единицах) в отсутствии магнитного поля и в магнитном поле 90 кЭ.

Авторы благодарят К.И. Кугеля и М.И. Куркина за ценные замечания, сделанные при обсуждении результатов этой работы.

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

частичной поддержке РФФИ (проект № 19-02-01000), УрО РАН (проект № 18-2-2-11).

Литература

1. С.А. Гудин, Н.И. Солин, Н.Н. Гапонцева, ФТТ **60**, 6, 1067, **2018**
2. A.L. Rakhmanov, K.I. Kugel, Ya.M. Blanter, et al., Phys. Rev. B. **63**, 174424, **2001**
3. К.И. Кугель, А.Л. Рахманов, А.О. Сбойчаков и др., ЖЭТФ **125**, 648, **2004**
4. С.А. Гудин, М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд и др., ЖЭТФ **148** (5), 1005, **2015**
5. М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев и др., ЖЭТФ **143**, 948, **2013**
6. С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева, Э.А. Нейфельд и др., Изв. РАН. Сер. Физич. **78** (9), 1142, **2014**

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В АДАМАНТАНЕ И 1-ФТОРАДАМАНТАНЕ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Данилов И.В.[1,2], Громницкая Е.Л.[1], Циок О.Б.[1], Тамарит Дж.Л.[3], Бражкин В.В.[1]
[1]*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН*
[2]*Московский физико-технический институт*
[3]*Universitat Politècnica de Catalunya*
E-mail: idanilov@hppi.troitsk.ru

Адамантан ($C_{10}H_{16}$) и его производные имеют ориентационно неупорядоченную фазу (пластическую фазу) и демонстрируют богатые полиморфные переходы при изменении температуры или давления [1]. В нормальных условиях адамантан кристаллизуется в гранецентрированную кубическую структуру, содержащую ориентационно неупорядоченные молекулы адамантана. Эта структура превращается в упорядоченную объемно-центрированную тетрагональную фазу либо при охлаждении до 208 К, либо при повышении давления до 0,5 ГПа [2]. 1-фторадамантан ($C_{10}H_{15}F$) имеет

две полиморфные структуры: одну ориентационно неупорядоченную фазу при высокой температуре (HT) и менее разупорядоченную низкотемпературную (LT) фазу [3]. Тем не менее, недавняя работа [4] продемонстрировала существование промежуточной фазы 1-фторадмантана при низких температурах, исследованных с помощью метода генерации второй гармоники и порошковой дифракции рентгеновских лучей.

В нашей работе мы изучали фазовые переходы в адамантане и 1-фторадамантане при изменении температуры и давления ультразвуковым методом. Измерения скоростей звука и относительного изменения объема проводились на установке высокого давления поршень-цилиндр в диапазоне давлений 0–1 ГПа и температурах 77–293 К, что позволило рассчитать модули сдвига и объемной упругости и коэффициент Пуассона. Измерения проводились импульсным ультразвуковым методом с использованием пластин $LiNbO_3$ в качестве пьезоэлектрических датчиков с несущими частотами 5–10 МГц [5].

Для 1-фторадамантана нет данных о поведении под давлением; поэтому мы сравнили зависимости скоростей звука, объема и модулей упругости от давления с адамантаном. Мы обнаружили существенные различия в фазовых переходах этих двух веществ. В то время как в адамантане при комнатной температуре переход происходит при 0,43 ГПа со скачком объема и модуля сдвига, характер фазового перехода в 1-фторадамантане более сложный. Этот переход является многоступенчатым и длительным. Начальная ориентационно неупорядоченная фаза при 0,37 ГПа превращается в другую модификацию. В диапазоне давлений 0,37–0,46 ГПа и 0,46–0,6 ГПа 1-фторадамантан существует в промежуточном состоянии, в котором и модуль сдвига, и объемный модуль больше, чем в начальной фазе. Переход к следующей фазе происходит при 0,6 ГПа, и поведение модулей упругости в этой новой фазе аналогично тетрагональной фазе адамантана. Можно предположить, что модификация 1-фторадамантана, полученная при 0,6 ГПа, соответствует упорядоченной низкотемпературной фазе, а промежуточная модификация, существующая при давлениях 0,37–0,6 ГПа, соответствует новой промежуточной фазе, найденной в работе [4].

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, грант 19-12-00111.

Литература

1. P. Negrier, M. Barrio, J. Tamarit, D. Mondieig, J. Phys. Chem. B, **118**, 9595, **2014**
2. C. Nordman and D. Schmitkons, Acta Crystallogr, **18**, 764–767, **1965**
3. N. Kawai, D. Gilson, I. Butler, Can. J. Chem., **69**, 1758, **1991**
4. L. Yuan, S. Clevers, A. Burel, P. Négrier, M. Barrio, et al. Cryst. Growth Des., **17**, 3395, **2017**
5. E.L. Gromnitskaya, I.V. Danilov, A.G. Lyapin and V.V. Brazhkin, Phys. Chem. Chem. Phys., **21**, 2665, **2019**

ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО СОСТОЯНИЯ В ПРОСТЫХ МЕТАЛЛАХ ПРИ СИЛЬНОМ СЖАТИИ

Дегтярева В.Ф.
Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, Московская область, Россия
degtyar@issp.ac.ru

В 2019 г. отмечается 150 лет Периодической Таблицы Элементов Д.И.Менделеева. 2019 г. следует отметить как 20 лет начала «Апериодической» Таблицы Элементов при высоком давлении. В 1999 г. Была опубликована статья о несоразмерной структуре Ba при давлении выше 12 ГПа [1]. Это положило начало установлению сложных несоразмерных структур в щелочно-земельных и щелочных металлах, а также в элементах V – VII групп Перидической таблицы (обзор [2]).

Рассматривается роль электронного энергетического вклада для образования в элементах апериодических структур [3 - 5]. Сжатие при повышении давления приводит к изменению баланса энергетических вкладов – электростатического вклада, предпочитающего высокосимметричные, плотноупакованные структуры, и зонного (электронного), для которого важно образование плоскостей Бриллюэна вблизи поверхности (сферы) Ферми. Усиление последнего вклада при сжатии приводит к образованию в элементах под давлением сложных низкосимметричных структур, в том числе и несоразмерных.

Литература

1. R.J. Nelmes, D.R. Allan, M.I. McMahon, S.A. Belmonte, Phys. Rev. Lett. **83**, 4081, **1999**
2. M.I. McMahon and R.J. Nelmes, Soc. Rev. **35**, 943, **2006**
3. В. Ф. Дегтярева, УФН, **174**, 383, **2006** [Phys. Usp., 49, 369, 2006].
4. V. F. Degtyareva, I. S. Smirnova, Z.Kristallogr., 222, 718, **2007**
5. V. F. Degtyareva, Solid State Sci., **36**, 62, **2014**

ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТЫХ ВОЛН ПЛАЗМЕННЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ В 2D ДИСКЕ

И.В. Загороднев, Д.А. Родионов, А.А. Заболотных
ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
igor.zagorodnev@gmail.com

Плазменные колебания в 2D электронных системах, имеющих форму диска, исследуются уже более 30 лет [1]. Эта простейшия геометрия недавно вновь привлекла к себе внимание [2]. Оказалось, что в такой системе достаточно легко возбуждается "тёмная" осесимметричная плазменная мода, которая имеет нулевой диполный момент и поэтому, казалось бы, должна плохо взаимодействовать со светом и трудно возбуждаться. Кроме того, выяснилось, что существующие теории не всегда удовлетворительно описывают взаимодействие плазмонов со светом, т.е. плазмон-поляритоны, в латерально ограниченных 2D системах. В частности, имеются расхождения в простейшей теоретической и экпериментально измеренной зависимости ширины линии плазменного резонанса в диске, радиусом R, от "параметра запаздывания" A, который равен отношению плазменной частоты без учета электромагнитного запаздывания, $\omega_0(q) = \sqrt{2\pi n e^2 q / m}$, к частоте света, взятых при одном и том же размерно-квантованном волновом векторе плазмона $q = 1/R$ [3,4].

В данной работе будут теоретически проанализированы кривые поглощения электромагнитного излучения, падающего по нормали на 2D электронный газ, имеющий форму диска. Проводимость системы

имеет друдевский вид. Максимум поглощения соответствует положению собственной плазменной моды диска, а ширина линии поглощения — добротности плазменного резонанса. Зависимость ширины линии поглощения от параметра запаздывания является ключевым объектом исследования и представлена на рис. 1 для различных значений параметра $\omega_0\tau$, где τ - время релаксации. В зависимости от соотношения между радиационным и столкновительным временем затухания ширина линии растет или уменьшается с ростом параметра запаздывания.

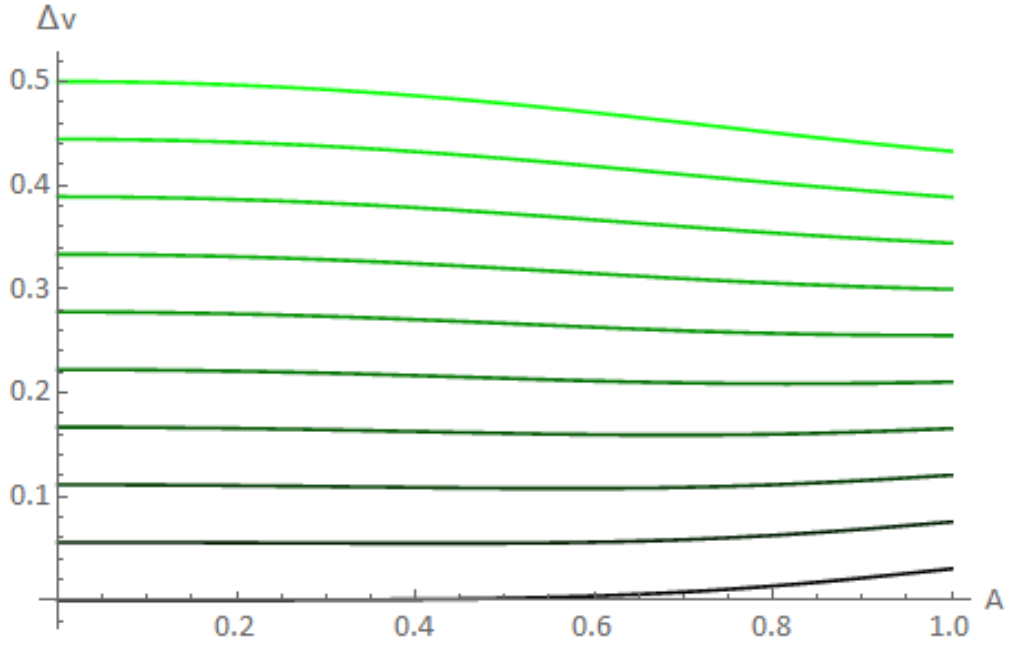


Рис. 1. Зависимость ширины плазменного резонанса, отнормированного на частоту плазмона $\omega_0\left(1/R\right)$, от параметра запаздывания A. Для нижней кривой время релаксации бесконечное ($\omega_0\tau=\infty$) и последовательно уменьшается достигая значения $\omega_0\tau=2$ для верхней кривой.

Литература

1. A. L. Fetter, Phys. Rev. B **33**, 5221, **1986**
2. V. M. Muravev, I. V. Andreev, V. N. Belyanin, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **96**, 045421, **2017**
3. P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, A. A. Zagitova, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. **121**, 176804, **2018**.
4. В. М. Муравьев, И. В. Андреев, С.И. Губарев, П.А. Гусихин, И.В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **109**, 685, **2019**

P-T ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА И СВОЙСТВА V_2O_5

Зибров И.П., Филоненко В.П.
Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН
zibrov@hppi.troitsk.ru

К настоящему времени обнаружены четыре полиморфных модификации V_2O_5: α, β, γ и δ, причём β и δ-V_2O_5 являются фазами высокого давления. На P-T фазовой диаграмме β-фаза занимает область давлений от ~ 3.0 ГПа до 8.0 ГПа, а δ - выше 8.0 ГПа (Рис.1, [1]). Структура фаз различается довольно существенно. Если α и β имеют двумерную (слоистую) структуру со слабыми ван-дер-ваальсовыми связями между слоями, то у δ-V_2O_5 трёхмерная решётка изоструктурная B-Me_2O_5 (Me = Nb, Ta) [2].

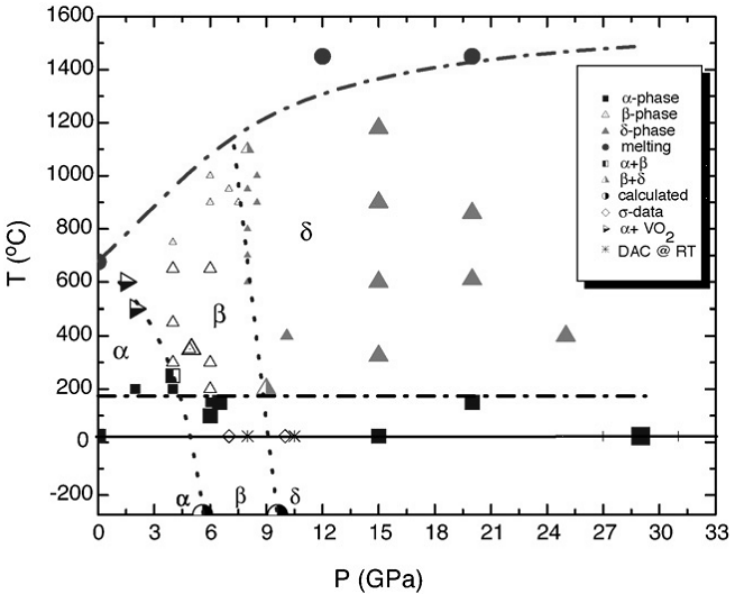
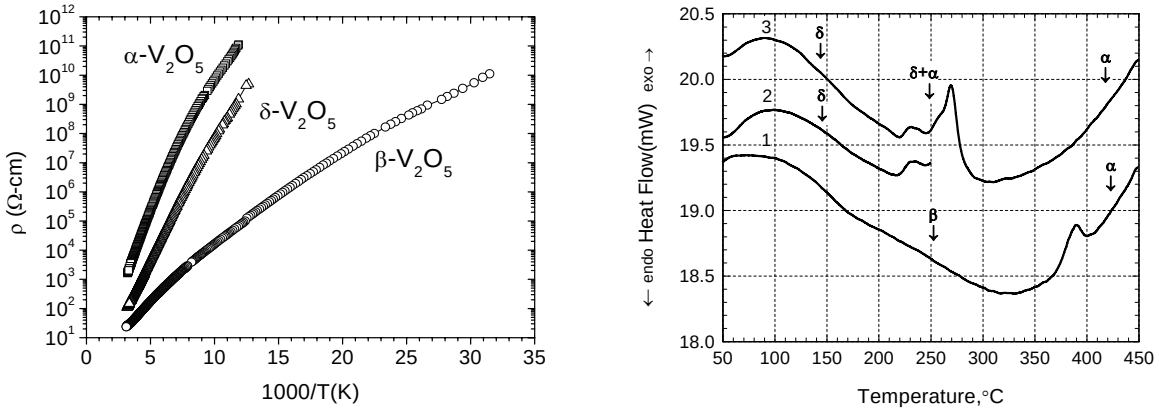


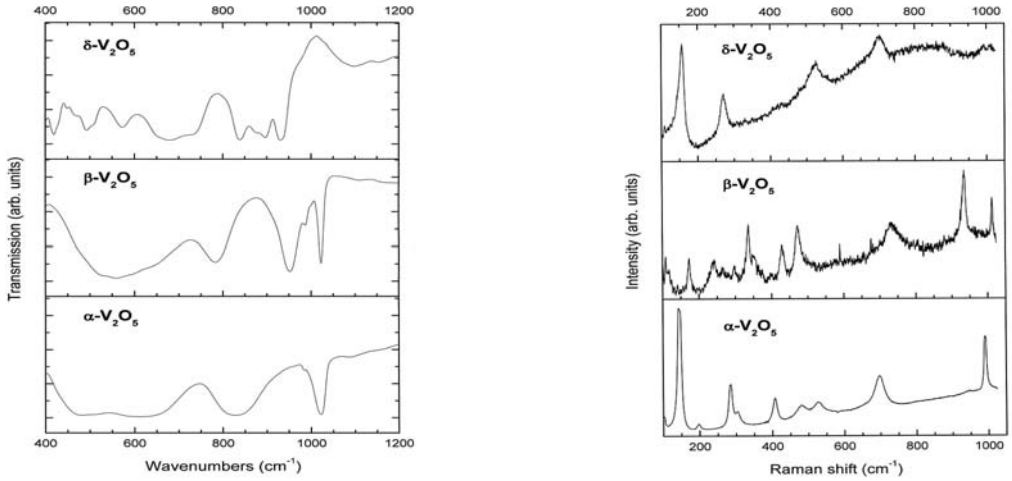
Рис.1. P-T фазовая диаграмма V_2O_5.

Температурные зависимости электросопротивления для всех фаз V_2O_5 представлены на Рис.2а. Установлено, что коэффициент термоэдс S для β-V_2O_5 составляет вблизи комнатной температуры -680 мкВ/К, а для δ-V_2O_5 -570 мкВ/К. Из литературных данных известно, что S ~ -1000 мкВ/К для α-V_2O_5. Таким образом, все три фазы пентаоксида ванадия обладают электронным типом проводимости. Энергия активации проводимости вблизи комнатной температуры составляет 0.24 эВ, 0.1 эВ и 0.18 эВ для α, β и δ-V_2O_5 соответственно.
При обычном давлении переход δ→α начинается при T=220 C, а β→α - при 370 C (Рис.2б), т.е. β-фаза более устойчива, чем δ.



а б

Рис. 2. а - температурная зависимость электросопротивления α-, β- и δ-V_2O_5; б - дифференциально-термический анализ δ- и β-V_2O_5. Скорость нагрева на воздухе – 2 °С/мин (масса образцов: 11.3 мг для кривой 1, 7.5 мг для кривой 2, 7.1 мг для кривой 3).



а б

Рис. 3. а - ИК спектры поглощения и б - спектры комбинационного рассеяния α-, β- и δ-V_2O_5.

Показано, что под действием интенсивного лазерного излучения обе фазы высокого давления претерпевают превращение в стабильную при обычном давлении α-модификацию. Отмечена чрезвычайно низкая устойчивость δ-V_2O_5 по отношению к любому внешнему воздействию.

Литература

1. P. Balog, D. Orosel, Z. Cancarevic, C. Schön, M. Jansen, J. of Alloys and Comp., **429,** 87, **2007**
2. В.П. Филоненко, И.П. Зибров, Неорг. Мат., **37**, 1120, **2001**

КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ, КВАНТОВЫЕ НЕЙРОННЫЕ СЕТИ И СИСТЕМЫ ИСКУСТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА

Капуткина Н. Е., Алтайский М.В.
Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», г. Москва
kaputkina@mail.ru
Институт космических исследований РАН, г. Москва
altaisky@rssi.ru

Рассмотрены различные имплементации квантовых нейронных сетей на основе оптических схем, сквидов, квантовых точек. Рассматриваются алгоритмические и неалгоритмические методы квантовой обработки информации и их применение к построению систем искусственного интеллекта. Рассмотрены два способа ускорения машинного обучения и классификации: (i) квантовые алгоритмы линейной алгебры выполняются на квантовом компьютере для решения линейной задачи классификации методом опорных векторов; (ii) Задача машинного обучения сводится к поиску основного состояния системы изинговских спинов, куда модельная квантовая система физически переходит из приготовленного начального состояния, осуществляя тем самым квантовую симуляцию. Для решения задач комбинаторной оптимизации методов квантового отжига в существующих магнитных и оптических моделях использовался модельный гамильтониан изинговского типа . Перспективным представляется использование основного и возбужденного состояния квантовых точек в качестве кубитов. Идея использования квантовых точек в качестве кубитов в сетевом квантовом компьютере была предложена Лоссом и ДиВинченцо[1], а квантовая нейронная сеть на основе квантовых точек в работе[2].

Потенциальными достоинствами квантовой нейронной сети на основе квантовых точек являются миниатюрность отдельного кубита, (менее 100 нм), масштабируемость технологии производства массивов квантовых точек, и возможность управления параметрами квантовых точек с помощью внешних электрических и магнитных полей. Управлять корреляциями между состояниями отдельных квантовых точек можно устанавливая между ними электрические или

оптические связи. Взаимодействие между отдельными точками в массиве, выполненном на основе полупроводниковой гетероструктуры осуществляется путем формирования экситонов и их взаимодействия с фононами гетероструктуры.

Поведение такой системы, для случая двух и трех кубитов, исследовалось в серии работ авторов [3-6], путем численного решения уравнения фон Неймана для случая двух или трех квантовых точек. Результаты численного моделирования показывают возможность сохранения квантовых эффектов в системах КТ для достаточно высоких температур, порядка десятков градусов Кельвина.

Литература

1. D.Loss and D.P.DiVincenzo, Phys. Rev. A, **57**, 120, **1998**
2. E.C.Behrman, L.R.Nash, J.E.Steck, V.G.Chandrashekar, and S.R.Skinner. Quantum dot neural networks. Inf. Sci., **128,** 257, **2000**
3. M.V.Altaisky, N.N.Zolnikova, N.E.Kaputkina, V.A.Krylov, Yu.E.Lozovik, and N.S.Dattani, Applied Physics Letters, **108**, 103108, **2016**
4. M.V.Altaisky, N.N.Zolnikova, N.E.Kaputkina, V.A.Krylov, Yu.E.Lozovik, and N.S.Dattani, EPJ Web of Conferences, **108**:02006, **2016**
5. M.V.Altaisky, N.N.Zolnikova, N.E.Kaputkina, V.A.Krylov, Yu.E.Lozovik, and N.S.Dattani, Photonics and Nanostructures — Fundamentals and Applications, **24,**24, **2017**
6. M.V.Altaisky, N.E. aputkina, and V.A. rylov. Physics of Atomic Nuclei, **81,**792, **2018**

ПРИЗНАКИ ПОВЕРХНОСТНОГО МАГНИТНОГО БЕСПОРЯДКА В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ НИТРИДА ТИТАНА

Кардакова А. И.
Moscow State Pedagogical University
aikardakova@gmail.com

Тонкие металлические пленки используются во многих современных технологиях, от нанофотоники и телекоммуникаций при комнатной температуре до сверхпроводящих электронных устройств при криогенных температурах. В практических устройствах критическое значение играет качество тонкой пленки, что представляет собой достаточно многогранную проблему, имеющую дело с разными типами беспорядка, влияющими на электронные свойства металла. Классическим примером, например, является влияние парамагнитных примесей на электронные свойства металла при низких температурах, которое приводит к эффекту Кондо [1], подавлению сверхпроводящей щели [2] и резкому усиление неупругого рассеяния [3]. В тонких пленках возникновение магнитного беспорядка может быть связано с локальными зарядами, возникающими в естественных окислах на поверхности, и его влияние проявляется в усилении релаксации [4, 5], в разрыве куперовских пар [6, 7] и в избыточном шуме магнитного потока [8, 9].

В данной работе мы исследовали эволюцию нормальных и сверхпроводящих свойств от толщины пленки в эпитаксиальных пленках TiN с низким уровнем немагнитного беспорядка, что в терминах параметра Иоффе-Регеля соответствует $k_F l$~480 [10]. По мере уменьшения толщины пленки наблюдается рост остаточного удельного сопротивления, связанный с доминирующим вкладом поверхностного рассеяния в сопротивление пленки с толщиной менее 20 нм. В то же время в исследуемых пленках наблюдается существенное понижение сверхпроводящей критической температуры по сравнению с объемным значением. В исследуемых эпитаксиальных пленках TiN этот эффект может быть объяснен слабым магнитным беспорядком, находящимся в поверхностном слое с характерной плотностью магнитных дефектов ~10^{-12} см$^{-2}$. Полученные результаты показывают, что магнитный беспорядок в

пленках TiN может быть связан с естественным окислом поверхности материала.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 17-72-30036).

Литература

1. E. Muller-Hartmann and J. Zittartz, Phys. Rev. Lett. **26**, 428, **1971**
2. A. Abrikosov and L. Gorkov, Sov. Phys. JEPT **12**, 1243, **1961**
3. F. Pierre, et al., Phys. Rev. B **68**, 085413, **2003**
4. J. Vranken, C. Van Haesendonck, and Y. Bruynseraede, Phys. Rev. B **37**, 8502, **1988**
5. F. Pierre and N. O. Birge, Phys. Rev. Lett. **89**, 206804, **2002**
6. A. Rogachev, et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 137001, **2006**
7. T. Proslier, et. al., Appl. Phys. Lett. **92**, 212505, **2008**
8. S. M. Anton, et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 147002, **2013**
9. P. Kumar, et al., Phys. Rev. Applied **6**, 041001, **2016**
10. N. Tovpeko, et. al., arXiv:1903.05009, **2019**

СОСТОЯНИЯ КАРОЛИ – ДЕ ЖЕНА – МАТРИКОНА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРОВОДАХ С НАВЕДЕННОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ

Копасов А. А.[1*], Мельников А. С[1,2].

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950.
**kopasov@ipmras.ru*

Изучение особенностей вихревого состояния в полупроводниковых проводах с наведенной сверхпроводимостью представляет интерес в связи с перспективой использования таких гибридных структур для реализации майорановских состояний и

последующего устройства топологических квантовых вычислений. Одной из сложностей реализации топологической сверхпроводимости в рамках первоначального предложения [1,2] является достаточно большое значение приложенного магнитного поля (~1 T), которое может быть сравнимо с критическим магнитным полем разрушения сверхпроводимости в оболочке. Ряд недавних работ [3,4] ставит своей целью снятие данного ограничения. В работе [3] показано, что в полностью покрытых полупроводниковых проводах, находящихся в магнитном поле H, входящие при слабых магнитных полях (~0.1 T) вихри могут перевести систему в топологическую фазу.

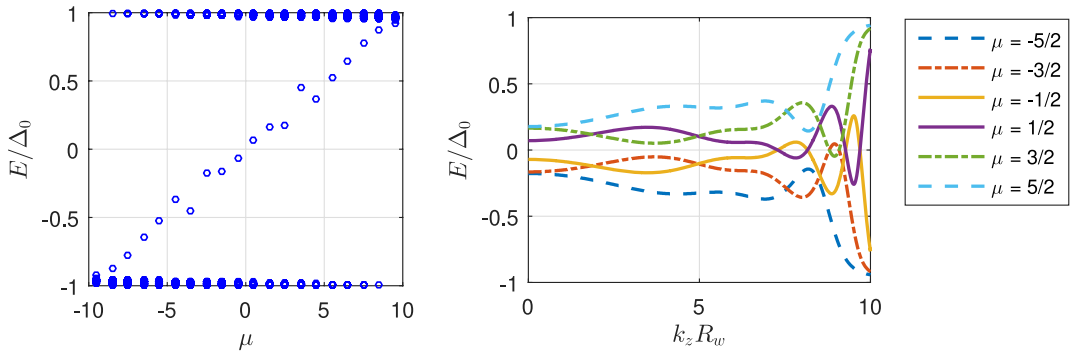


Рис. 1 (Левая панель) Спектр Кароли – де Жена – Матрикона в проводе с учетом нормального отражения. (Правая панель) Зависимость подщелевых уровней от продольного импульса. Здесь $m_w = 0.026m_s$, $k_F^s R_w = 300$, $k_F^w R_w = 10$, $R_w = 0.3\xi_s$, $\Phi = 0.5\Phi_0$, R_w – радиус кора, Δ_0 – сверхпроводящая щель при $H = 0$.

Для объяснения недавних экспериментальных данных [5] представляет интерес расчет поперечной структуры электронных мод при учете как нормального, так и андреевского отражения. В случае доминирующего андреевского отражения электронная структура вихревого состояния дается выражением для спектра Кароли – де Жена – Матрикона [6], причем наличие нормального отражения приводит к осцилляциям подщелевых уровней [7,8]. В данной работе найдены зависимости спектра возбуждений полупроводниковых проводов, полностью покрытых сверхпроводящей оболочкой, от приложенного магнитного поля, направленного вдоль оси провода. Показано, что наличие обедненной области в коре может приводить к нетривиальной зависимости щели в спектре возбуждений от магнитного поля, проявляющейся в закрытии щели при входе вихря и последующем ее переоткрытии при увеличении магнитного поля.

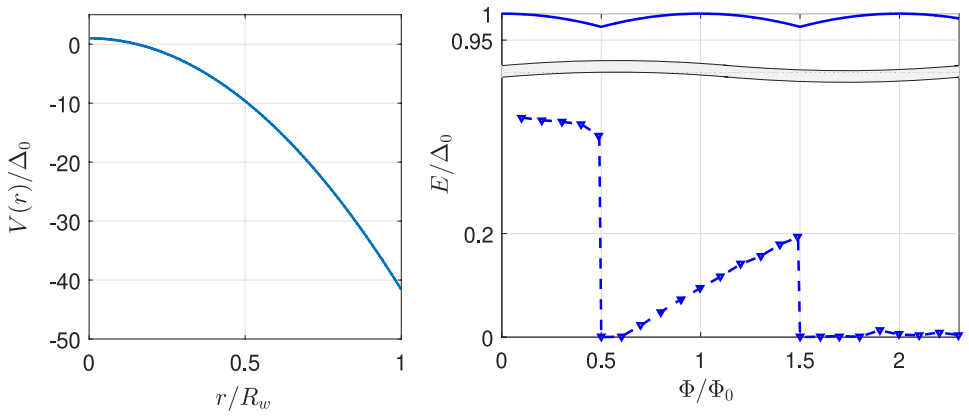


Рис. 2 (Левая панель) Профиль потенциала. (Правая панель) Зависимость мягкой (жесткой) щели от приложенного магнитного потока показана сплошной (штрихованной) линией для $m_w = 0.026m_s$, $v_F^s(R_w) = 4v_F^s$, $\Delta_0/E_F^s = 0.01$, $R_w = \xi_s$.

Работа выполнялась при финансовой поддержке гранта РНФ № 17-12-01383.

Литература

1. R. M. Lutchyn, J. D. Sau, S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. **105**, 077001, **2010**
2. Y. Oreg, G. Refael, F. von Oppen, Phys. Rev. Lett. **105**, 177002, **2010**
3. R. M. Lutchyn, G. W. Winkler, B. van Heck, T. Karzig, K. Flensberg, L. I. Glazman, C. Nayak, arXiv:1809.05512, **2018**
4. B. D. Woods, S. Das Sarma, T. D. Stanescu, Phys. Rev. B **99**, 161118(R), **2019**
5. S. Vaitiekenas, M.-T. Deng, P. Krogstrup, C. M. Marcus, arXiv:1809.05513, **2018**
6. C. Caroli, P. G. de Gennes, J. Matricon, Phys. Lett. **9**, 4, 307-309, **1964**
7. N. B. Kopnin, A. S. Mel'nikov, V. I. Pozdnyakova, D. A. Ryzhov, I. A. Shereshevskii, and V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **95**, 197002, **2005**
8. A. S. Mel'nikov, D. A. Ryzhov, and M. A. Silaev, Phys. Rev. B **79**, 134521, **2009**

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИК ОКСИДА НИОБИЯ NB_2O_5 И ГАФНИЯ HFO_2

Гасяк Т.К.[1], Королева Е.Ю.[2]

[1]*СПбПУ Петра Великого*
[2]*ФТИ им. А.Ф.Иоффе*
e.yu.koroleva@mail.ioffe.ru

Диэлектрические материалы выполняют важные задачи в современной микроэлектронике. Улучшение и адаптация их диэлектрических свойств является одной из наиболее актуальных задач для ее развития. В последнее годы активно ведется поиск материалов, которые пришли бы на смену кремнию, в качестве потенциальных кандидатов рассматриваются оксиды ниобия и гафния.

Образец керамики Nb_2O_5 был синтезирован в Индийском институте технологий (IIT Madras) из жидкого прекурсора этоксида ниобия Nb_2 $(OC_2H_5)_{10}$, который подвергали пиролизу до температур порядка 1350°C, в электрической печи на воздухе, чтобы получить H-Nb_2O_5. Образец керамики HfO_2 был синтезирован из три-метил-тетра-оксида гафния (Hf $[O(CH_3)_3]_4$), и подвержен сшивке (cross-linked) при температуре 100°C в течение 30 минут. Далее вещество нагревали при температуре 1200°C в течение 1 часа в воздушной атмосфере, для получения порошкового оксида гафния. Моноклинная фаза была синтезирована в результате спекания в плазме искрового разряда (spark plasma sintering) со скоростью нагрева 100°C/мин до 1400°C, при давлении в 40МПа, в течение 15мин. Плотность керамик составляет 94-95% от теоретической.

В данной работе впервые методом широкополосной диэлектрической спектроскопии были изучены электрические свойства керамик сверхплотной моноклинной H-фазы Nb_2O_5 и моноклинной фазы HfO_2 в широком частотном (от 10^{-2} до 10^{7} Hz) и температурном (от 200 до 600 К) диапазонах.

Для керамики оксида ниобия было обнаружено, что диэлектрические свойства определяются концентрацией вакансий кислорода и зависят от термической истории образца. Для керамики оксида гафния, напротив, наблюдалась высокая термическая стабильность в области температур от 300 до 450К и независимость

от термической истории. В области низких частот оба материала показали аномальное увеличение эффективной диэлектрической проницаемости с ростом температуры, что связано с накоплением свободных зарядов на границах зерен.

Из анализа дисперсионных кривых Nb_2O_5 с использованием существующих теоретических моделей впервые выявлены два релаксационных процесса, ответственных за наблюдаемые аномалии, и определены температурные зависимости их параметров: один с характерным временем релаксации τ_0=0,45с и энергией активации E_a=25мэВ, и второй с $\tau_0 \sim 10^{-13}$с и энергией активации E_a=870мэВ. Низкочастотный, вносящий наибольший вклад в диэлектрическую проницаемость, обусловлен, по всей видимости, неоднородной проводимостью керамики, природа второго процесса уточняется, но удалось выявить, что он является термоактивационным и были определены его характерное время и энергия активации. В HfO_2 выделен высокочастотный процесс, вносящий основной вклад в отклик, при низких температурах (до 450К) и имеющий термоактивационный характер (с $\tau_0 \sim 10^{-21}$с и Ea=1,16эВ). В обеих керамиках обнаружен релаксационный процесс, температурная зависимость частоты которого описывается законом Фогеля-Фулчера с одной и той же температурой фризинга T_f=380К.

Получена оценка температурной зависимости DC-проводимости для обеих керамик. В обоих случаях она имеет термоактивационный характер с одной и той же энергией активации Ea=660мэВ и определяется проводимостью по кислородным вакансиям.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №16-52-48016 ИНД_оми.

ВЫДЕЛЕНИЕ АНОМАЛЬНОГО И ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ВКЛАДОВ В ЭФФЕКТ ХОЛЛА АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА $Ho_{0.5}Lu_{0.5}B_{12}$

Краснорусский В. Н.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия
krasnorussky@mail.ru

Исследования аномального эффекта Холла (АЭХ) фрустрированных и неколлинеарных магнетиков широко проводятся в последнее время [1]. Одной из центральных идей в некомпланарном магнетизме является идея скалярной спиновой киральности (ССК), определяемой как $\boldsymbol{S}_1 \cdot \boldsymbol{S}_2 \times \boldsymbol{S}_3$, где $\boldsymbol{S}_i$ – спины. Величина ССК характеризует некомпланарную спиновую структуру в магнетике. Воздействие этой структуры на зонный электрон приводит к возникновению фазы Берри, которая действует как эффективное магнитное поле [2]. Данный эффект проявляет себя в транспортных свойствах, в частности в АЭХ.

Антиферромагнитный (АФ) порядок на гранецентрированной кубической (*гцк*) решетке является типичной фрустрированной системой [3], где возможна реализация нетривиальной спиновой структуры с конечной ССК.

В работе был исследован эффект Холла в парамагнитной, упорядоченной и спин-поляризованной фазах системы, обладающей *гцк* решеткой, и в тоже время с привнесенным композиционным беспорядком, в твердом растворе замещения $Ho_{0.5}Lu_{0.5}B_{12}$. Данное соединение является АФ металлом с температурой Нееля $T_N = 3.4$ K. Дифракция нейтронов родительского соединения HoB_{12} ($T_N = 7.3$ K) [4] обнаружила несоразмерную амплитудо-модулированную магнитную структуру, описываемую вектором $q_{AF} = (½-\delta, ½-\delta, ½-\delta)$, $\delta=0.035$, который не зависит от магнитного поля (B) и температуры (T). В нулевом поле образуется *4-*q_{AF} структура, основанная на симметрично-эквивалентных векторах q_{AF}, направленных вдоль главных диагоналей куба [3]. В умеренных магнитных полях она трансформируется в *2-q* структуру [3].

Анализ АЭХ был проведен для трех основных направлений B в кубическом кристалле: [100], [110] и [111], в диапазоне T: (1.9 - 4.2) K и B до 7 Тл. Было выяснено, что во всем исследованном интервале B,T Холловское сопротивление $\rho_H(B)$ АФ $Ho_{0.5}Lu_{0.5}B_{12}$ не зависит от

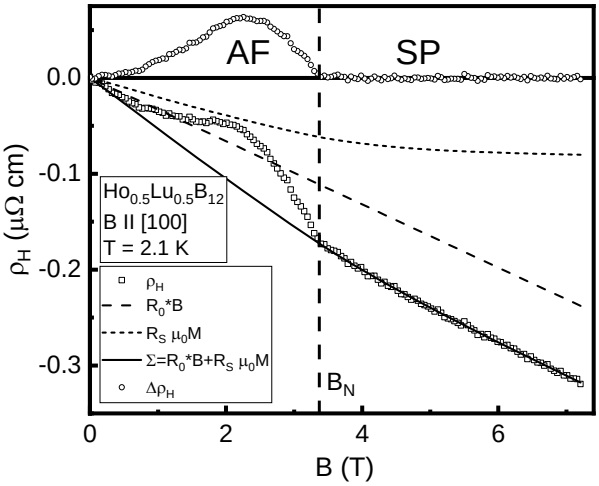


Рис. 1 Полевая зависимость ρ_H $Ho_{0.5}Lu_{0.5}B_{12}$, B||[100] при *T*=2.1 K, выделены три вклада (см. текст), показана сумма $\Sigma = R_0 B + R_A \mu_0 M$. Вертикальный пунктир – разделяет области АФ и СП.

поперечного сопротивления ρ в сколь-нибудь широком диапазоне B, а именно нет ρM или $\rho^2 M$ вклада в $\rho_H(B)$, где M - намагниченность. АЭХ в $Ho_{0.5}Lu_{0.5}B_{12}$ связан с M, т.е. ведет себя также, как и в стандартном ферромагнитном металле, а именно

$$\rho_H = R_0 B + R_S \mu_0 M \text{ (СИ)},$$

где R_0 - нормальный, а R_S - аномальный коэффициенты Холла, B - индукция магнитного поля, μ_0 - магнитная постоянная.

Для примера, на рис.1 представлены экспериментальные данные $\rho_H(B)$ (квадратные символы), полученные при $T = 2.1$ K, B || [100]. Выделен нормальный (пунктир) и аномальный (точечная линия) вклады, их сумма Σ (сплошная линия) и разность экспериментальных данных с этой суммой ($\Delta\rho_H = \rho_H(B) - \Sigma$). Эта разность $\Delta\rho_H$ определяет третий вклад в ЭХ – топологический (ТЭХ), связанный со ССК. Действительно, он существует лишь в АФ фазе, там, где есть ССК. При $B > B_N$ АФ фаза переходит в спин-поляризованную (СП), для которой ССК = 0. С повышением T амплитуда ТЭХ падает и он полностью исчезает при $T > T_N$, где ССК = 0. Для разных направлений B при фиксированной T максимальная амплитуда ТЭХ соответствует B || [100], минимальная – B || [111], что является отражением того факта, что ССК имеет минимальную величину при B, направленном вдоль одного из магнитных векторов структуры q_{AF}.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-02-01152).

Литература

1. N. Nagaosa et al., Rev. Mod. Phys. **82**, 1539, **2010**
2. H. Ishizuka and N.Nagaosa, Sci. Adv., **4**, eaap9962, **2018**
3. K. Siemensmeyer et al., J Low Temp Phys, **146**, 581, **2007**
4. A. Kohout et al., Phys Rev B, **70**, 224416, **2004**

ЛЕЙНИНГ В ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ: ПОСТРОЕНИЕ ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЫ

Крючков Н.П., Мистрюкова Л.А., Юрченко С.О.

МГТУ им. Н.Э. Баумана
kruchkov_nkt@mail.ru, st.yurchenko@mail.ru

В природе весьма часто встречаются многочастичные системы, состоящие из нескольких сортов частиц, которые стремятся двигаться в разных направлениях. Примерами могут служить не только классические для физики системы разноименно заряженных частиц во внешнем электрическом поле (ионные и коллоидные системы) [1,2], но и сложные мультиагентные системы такие как стаи муравьев, толпы людей и т.п. [3]. В этих системах может наблюдаться «лейнинг» – формирование динамических цепочек частиц одного типа.

Данное явление весьма активно исследовалось методами компьютерного моделирования [4,5], однако, детального понимания сценариев формирования «лейнов» до сих пор нет. В настоящей работе исследуются двумерные бинарные системы частиц, находящихся в термостате Ланжевена. К частицами разного типа прикладывались внешние силы, действующие в противоположных направлениях. Снимки системы при разных значениях приложенных сил представлены на Рис.1.

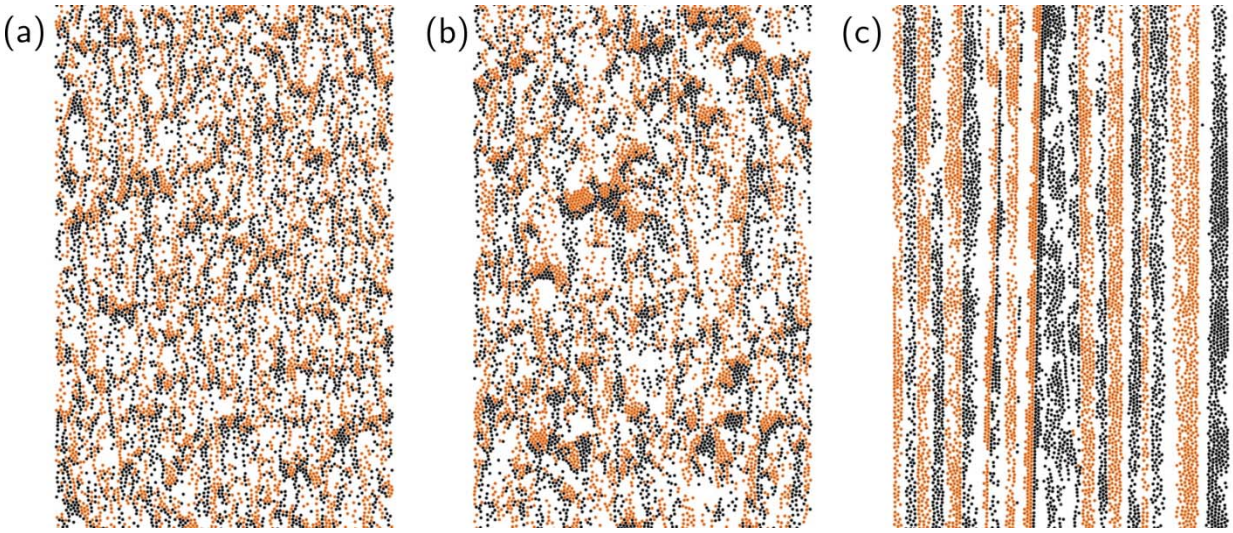


Рис.1 Снимки системы при разных значениях внешней (тянущей) силы.

Предложен простой подход к анализу состояния таких систем, позволяющие установить границы между областями фазового пространства с различными типами динамики. Рассчитаны диссипативные фазовые диаграммы данных систем в широком диапазоне параметров.

Исследование поддержано грантом РНФ 17-19-01691.

Литература

1. T. Vissers, A. Wysocki, M. Rex, H. Löwen, C.P. Royall, A. Imhofa and A. van Blaaderen Soft Matter**, 7,** 2352-2356, **2011**
2. K. R. Sutterlin, et al., Phys. Rev. Lett., **102**, 085003, **2009**
3. D.J.T. Sumpter Collective animal behavior. Place of publication not identified: Ject Press. , **2012**
4. J. Dzubiella, G. P. Hoffmann, and H. Lowen Phys. Rev. E **65**, 021402 **2002**
5. A. Poncet, O. Bénichou, V. Démery, G. Oshanin Phys. Rev. Lett. **118**, 118002, **2017**

ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ И ДИСПЕРСИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ В СЛОИСТЫХ ВТСП КУПРАТАХ

Ларионов И. А.
Казанский федеральный университет, 420008 Казань, Россия
e-mail: Larionov.MRSLab@mail.ru

Рассмотрены методы решений интегрального уравнения для сверхпроводящей щели в рамках теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) при различных значениях химического потенциала (уровня Ферми). При параметрах зоны проводимости, соответствующих высокотемпературным сверхпроводящим (ВТСП) купратам, для уровня Ферми ε_F вблизи дна и потолка зоны решения соответствуют *s* типу симметрии, в то время как для ε_F в центре зоны решения относятся к *d* типу [1] при константах взаимодействия короткодействующего типа. В общем случае для параметров зоны

проводимости и при малой плотности носителей заряда возможны решения *s*, *p* и *d* типов [2].

Также будет рассмотрена возможность образования волн зарядовой плотности и родственных фаз [3-6], ввиду проявляющихся в ВТСП купратах несоизмеримых зарядовых флуктуаций в области легирования (допирования) около 0.11 [7].

Литература

1. М. В. Ерёмин, И. А. Ларионов, Письма в ЖЭТФ **62**, 192, **1995**
2. M. Yu. Kagan, T. M. Rice, J. Phys.: Cond. Mat. **6**, 3771, **1994**
3. G. Grüner, Density Waves in Solids. *Addison-Wesley*, **1994**
4. G. Grüner, Rev. Mod. Phys. **60**, 1129, **1988**
5. C. A. Balseiro and L. M. Falicov, Phys. Rev. **B 20**, 4457, **1979**
6. М. В. Ерёмин, И. А. Ларионов, Письма в ЖЭТФ **68**, 583, **1998**
7. G. Ghiringhelli, M. LeTacon, M. Minola, S. Blanco-Canosa, C. Mazzoli, N. B. Brookes, G. M. De Luca, A. Frano, D. G. Hawthorn, F. He, T. Loew, M. M. Sala, D. C. Peets, M. Salluzzo, E. Schierle, R. Sutarto, G. A. Sawatzky, E. Weschke, B. Keimer, L. Braicovich, Science **337**, 821, **2012**

МОДУЛЬ УПРУГОСТИ ZIGZAG КОЛОННОГО ГРАФЕНА ПРИ РАСТЯЖЕНИИ ВДОЛЬ ОСИ ГРАФЕНА

Колесникова А.С.[1], Мазепа М.М.[1]
[1]*Саратовский научно-исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского*
kolesnikova.88@mail.ru

Ключевым этапом в усовершенствовании работы холодных катодов является исследование колонного графена в качестве элементной базы. Колонный графен – это каркасный углеродный материал, состоящий из графенового полотна с присоединенными к нему углеродными нанотрубками (УНТ). Колонный графен отличается уникальной комбинацией прочностных [1-4] и электронных свойств [5]. Важнейшим преимуществом по сравнению с уже использующимися в эмиссионной электронике УНТ являются гибкость колонного графена [6].

Под действием внешнего электрического поля на композит действуют пондермоторные силы, которые растягивают его на 1-3%. В связи с чем, одним из важнейших свойств колонного графена является исследование его механической прочности. Чем более прочный композит, тем стабильнее будет работать катод. Механическая прочность колонного графена изменяется при изменении геометрии его структурных параметров: длина и диаметр УНТ, расстояние между УНТ [1-4].

Целью данной работы является оценка влияния размеров графенового полотна и длин УНТ на модуль Юнга zigzag-колонного графена.

В качестве объекта исследования выбран конечно-размерный колонный графен на основе zigzag-УНТ с диаметром 5 Å. Длины УНТ изменялись от 3 Å до 30 Å. Геометрические размеры графенового полотна представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Геометрические размеры исследуемых композитов

Количество УНТ в композите	Длина графенового полотна, Å	
	zigzag	armchair
2	17.7	33.6
4		68.5

Исследование модуля Юнга проведено при равномерном растяжении композита на 3 % вдоль длинного торца (armchair). Значение модуля Юнга получены при использовании известной методологии [7].

Полученные результаты представлены на рисунке 1.

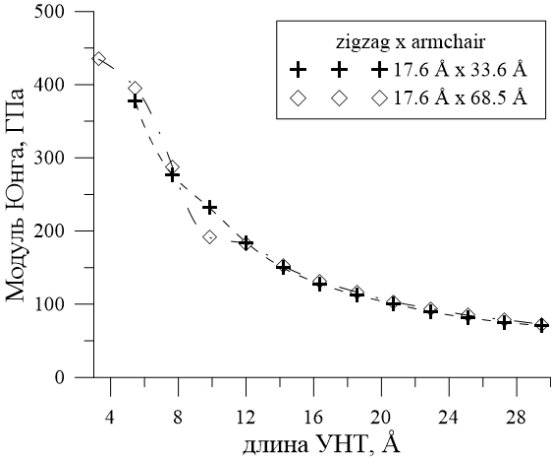


Рисунок 1 – Зависимость модуля Юнга от длин УНТ композита

Как видно из графика (рисунок 1) модуль Юнга уменьшается с увеличением длин УНТ в композите. Начиная с длин УНТ 12 Å модуль Юнга не зависит от размеров графенового полотна в

композите. Наибольший полученный модуль Юнга превосходит модуль Юнга, полученный при исследовании вдоль оси УНТ [2]. Полученные результаты качественно совпадают с результатами, полученными для протяженного armchair-колонного графена [3-4].

Наиболее перспективным материалом для использования в автоэмиссионной электронике является композит с наибольшей прочностью, его размеры графенового полотна составили 17.6 Å x 33.6 Å, длина УНТ 3.28 Å, модуль Юнга композита 434 ГПа.

Литература

1. C.H. Wang, T.H. Fang, W.L. Sun, J. Phys. D: Appl. Phys. **47**, 405, **2014**
2. A.S. Kolesnikova, M.M. Mazepa, I.V. Kirillova, L. Yu. Kossovich, Proc. of SPIE. **10893**, 108930T, **2019**
3. A.S. Kolesnikova, M.M. Mazepa, Physics of the Solid State. **60**, 1827, **2018**
4. S. Sangwook, V. Varshney, A.K. Roy, B.L. Farmer, Carbon. **50**, 603, **2012**
5. М.М. Мазепа, А.С. Колесникова, Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика, 176, **2018**
6. P. Dong, Y. Zhu, J. Zhang, F. Hao, J. Wu, S. Lei, H. Lin, R. H. Hauge, J. M. Tour, J. Lou. J. Mater. Chem. A. **2**, 20902, **2014**
7. O.E. Glukhova, A.S. Kolesnikova, G.V. Torgashov, Z.I. Buyanova, Physics of the Solid State, **52**, 1323, **2010**

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В КОРРЕЛИРОВАННЫХ ПРИМЕСНЫХ КОМПЛЕКСАХ

В.Н. Манцевич

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
vmantsev@gmail.com

Исследование электронного транспорта в примесных комплексах привлекает значительное внимание, поскольку такие системы являются перспективными с точки зрения применения в

современных устройствах наноэлектроники [1]. Примесные атомы, имплантированные в полупроводниковую матрицу, позволяют формировать уникальные одноатомные устройства, такие как квантовые логические переключатели, квантовые биты, зарядовые насосы и турникеты [2-4]. Одним из наиболее интересных эффектов, обнаруженных при исследовании особенностей электронного транспорта в системах малых размеров (молекулы, примесные атомы, квантовые точки), является формирование областей с отрицательной туннельной проводимостью [5,6]. Это явление в основном наблюдается при низких температурах в системах на основе молекул. В качестве возможных объяснений формирования областей с отрицательной туннельной проводимостью обычно рассматривают изменение параметров туннельных барьеров за счет приложения внешнего напряжения к затворам или локальную симметрию орбитального момента молекулы [7,8]. Однако, оба этих механизма не позволяют объяснить формирование отрицательной туннельной проводимости в системах малых размеров с сильными кулоновскими корреляциями.

В данной лекции обсуждается физический механизм, приводящий к формированию нескольких областей с отрицательной туннельной проводимостью при туннелировании через примесный кластер с сильными кулоновскими корреляциями. Продемонстрированы результаты экспериментальных исследований, выполненные при различных температурах для нескольких типов атомов. Предложен механизм формирования отрицательной туннельной проводимости, основанный на наличии сильных кулоновских корреляций и асимметрии скоростей туннельных переходов, которая вызвана несимметричным положением примесного комплекса в туннельном контакте.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант 18-72-10002).

Литература

1. J. Chen, M.A. Reed, A.M. Rawlett, J.M. Tour, Science, **286**, 1550, **1999**
2. M. Veldhorst, C.H. Yang, J.C.C. Hwang, W. Huang, J.P. Dehollain, J.T. Muhonen, S. Simmons, A. Laucht, F.E. Hudson, K.M. Itoh, A. Morello, A.S. Dzurak, Nature, **526**, 410, **2015**
3. B.E. Kane, Nature, **393**, 133, **1998**

4. M. D. Blumenthal, B. Kaestner, L. Li, S. Giblin, T. J. B. M. Janssen, M. Pepper, D. Anderson, G. Jones, D. A. Ritchie, Nature, **3**, 343, **2007**
5. L. Chen, Z. Hu, A. Zhao, B. Wang, Y. Luo, J. Yang, J.G. Hou, Phys. Rev. Letters, **99**, 146803, **2007**
6. I.-W. Lyo, Ph. Avouris, Science, **245**, 1369, **1989**
7. N. Simonian, J. Li, K. Likharev, Nanotechnology, **18**, 424006, **2007**
8. H. Ying, W.-X. Zhou, K.-Q. Chen, G. Zhou, Comp. Mat. Science, **82**, 33, **2014**

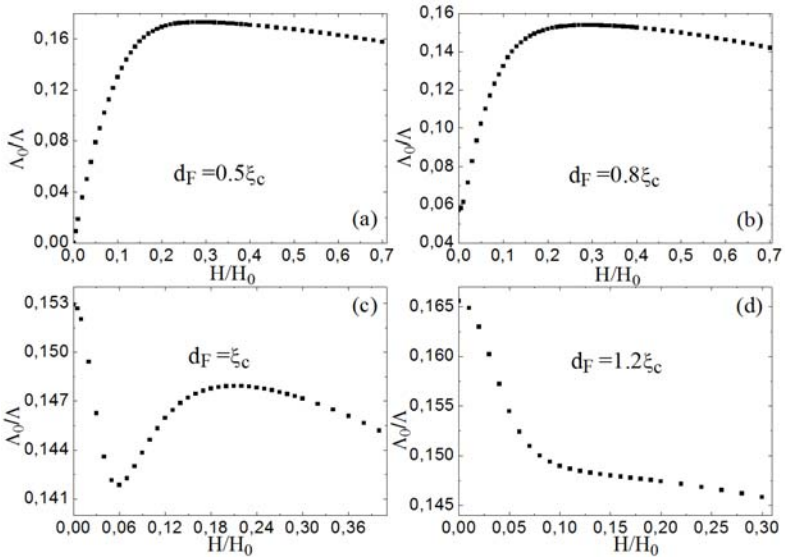
УПРАВЛЕНИЕ ФФЛО-СОСТОЯНИЕМ В СТРУКТУРАХ СВЕРХПРОВОДНИК-ФЕРРОМАГНЕТИК-НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ИЛИ ТОКОМ

Марычев П.М., Водолазов Д.Ю.

Институт физики микроструктур РАН
marychevpm@ipmras.ru

В настоящей работе теоретически исследуется влияние параллельного магнитного поля H и продольного тока I на продольное состояние Фульде-Феррелла-Ларкина-Овчинникова (ФФЛО) в мостиках из трёхслойных структур сверхпроводник/ферромагнетик/нормальный металл (S/F/N) и симметричных пятислойных S/F/N/F/S структур. В S/F структурах триплетные сверхпроводящие корреляции в F слое дают отрицательный вклад в квадрат обратной лондоновской глубины проникновения λ^{-2}. При определённых параметрах этот вклад оказывается достаточно велик, чтобы сделать эффективную обратную глубину проникновения (интегральную по толщине структуры λ^{-2}) $\Lambda^{-1}=0$. Согласно [1], это является критерием перехода в продольное состояние ФФЛО. Такое состояние может быть реализовано в S/F/N структурах с большим отношением проводимостей S и N слоев в нормальном состоянии [2].

Рассчитанная для S/F/N структуры зависимость Λ^{-1} от поля представлена на Рис. 1. Видно, что Λ^{-1} в ФФЛО состоянии (Рис. 1(a)) зависит от H немонотонно, возрастая в слабом поле. Основной вклад в рост определяется подавлением магнитным полем сверхпроводящих корреляций (включая триплетные) в N слое. При достаточно сильном



поле H индуцированная в F/N слоях сверхпроводимость разрушается, и Λ^{-1} достигает при этом поле максимума. При небольшом увеличении толщины F слоя d_F (либо росте температуры) система выходит из ФФЛО фазы, и тогда $\Lambda^{-1}(H=0)$ положительна, но даже в этом случае зависимость $\Lambda^{-1}(H)$ может быть немонотонной (см. Рис. 1(b,c)) из-за вклада триплетной компоненты. При достаточно большой толщине d_F Λ^{-1} монотонно спадает с ростом поля, как и в обычных плёнках сверхпроводников, и влияние N слоя проявляется в быстром падении Λ^{-1} в слабых полях. Аналогичным образом ведут себя зависимости Λ^{-1} от продольного тока I.

Рис. 1. Зависимость Λ^{-1} от магнитного поля H при различных толщинах F слоя d_F. Здесь –длина когерентности, $H_{c0} = \Phi_0 / (2\pi\xi_{c0}^2)$, Λ_0– пирловская глубина проникновения для одиночной S плёнки при T=0.

В S/F/N/F/S структурах наблюдается аналогичное немонотонное поведение $\Lambda^{-1}(H,I)$, но в этом случае ФФЛО состояние существует в более узкой области толщин d_F из-за конкуренции с π-состоянием. В определённом диапазоне d_F при температуре T^* может произойти 0-π переход. В отличие от типичного 0-π перехода, Λ^{-1} в S/F/N/F/S структуре значительно возрастает при понижении температуры, поскольку в π-состоянии практически нет отрицательного вклада от триплетной сверхпроводимости. При температуре $T<T^*$ систему можно перевести из π в ФФЛО состояние с помощью продольного тока или параллельного магнитного поля. При этом переход сопровождается скачкообразным падением Λ^{-1} при возрастании тока или поля.

Работа поддержана проектом Российского научного фонда 15-12-10020.

Литература

1. S. V. Mironov, A.S. Mel'nikov, A.I. Buzdin, Phys. Rev. Lett., **109**, 237002, **2012S**
2. V. Mironov et al, // Phys. Rev. Lett., **121**, 077002, **2018**

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ В ГИБРИДНЫХ СИСТЕМАХ СВЕРХПРОВОДНИК-ФЕРРОМАГНЕТИК

Миронов С. В.[1], Девизорова Ж. А.[1,2], Мельников А. С.[1], Буздин А. И.[3]

[1]*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород*
[2]*Московский физико-технический институт, Долгопрудный*
[3]*University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, Talence Cedex, France*
svmironov@ipmras.ru

В докладе показано, что проникновение куперовских пар из сверхпроводника (S) в ферромагнетик (F) в гибридных S/F структурах приводит к сильному обратному эффекту – дальнодействующему проникновению магнитного момента из ферромагнетика в сверхпроводник (электромагнитный эффект близости) [1]. В отличие от ранее предсказанного обратного эффекта близости, связанного со спиновой поляризацией образующих куперовскую пару электронов вблизи S/F границы [2], предлагаемый нами механизм генерации магнитного момента в сверхпроводнике является чисто электромагнитным: прямой эффект близости возбуждает сверхпроводящий ток, текущий внутри ферромагнитного слоя, и, как следствие, компенсирующие мейсснеровские токи внутри сверхпроводника. Эти токи являются источником магнитного поля в сверхпроводнике, которое спадает на масштабе порядка лондоновской глубины λ. В сверхпроводниках второго рода этот масштаб существенно превышает сверхпроводящую корреляционную длину ξ_0, что делает электромагнитный эффект близости дальнодействующим по сравнению с обратным эффектом близости.

Экспериментально пространственное распределение магнитного поля в S/F структурах может быть определено с помощью мюонной спиновой спектроскопии или экспериментов по рассеянию нейтронов. В ряде соответствующих работ было обнаружено, что магнитное поле в сверхпроводящем слое проникает на длину, существенно превышающую все типичные сверхпроводящие корреляционные длины [3-4], что может быть следствием электромагнитного эффекта близости.

Существенной особенностью электромагнитного эффекта близости является возможность его возникновения даже в структурах, где в силу специального выбора формы ферромагнетика при температурах выше сверхпроводящего фазового перехода отсутствуют поля рассеяния (например, в слоистых S/F структурах с однородной намагниченностью в плоскости ферромагнитного слоя). Таким образом, электромагнитный эффект близости необходимо учитывать при проектировании устройств сверхпроводящей спинтроники, в которых возникающее магнитное поле может приводить к существенной модификации рабочих режимов.

Также в работе показано, что спин-триплетные корреляции, возникающие в S/F/F структурах с неколлинеарной конфигурацией магнитных моментов в ферромагнитных слоях, приводят к усилению электромагнитного эффекта близости [5], что позволяет объяснить необычные экспериментальные данные по генерации спонтанного магнитного поля в S/F структурах с неколлинеарной магнитной конфигурацией [3]. Кроме того, электромагнитный эффект близости должен вызывать сдвиг на фраунгоферовской зависимости критического тока джозефсоновского контакта с одним из электродов, покрытым ферромагнетиком, от внешнего магнитного поля. Данное обстоятельство открывает дополнительную возможность экспериментального измерения величины и направления спонтанного магнитного поля, возникающего в сверхпроводнике. Наконец, мы показали, что электромагнитный эффект близости приводит к дальнодействующему взаимодействию двух ферромагнетиков, разделенных слоем сверхпроводника. В зависимости от толщин ферромагнитных слоев, минимум магнитной энергии системы может соответствовать как параллельной, так и антипараллельной ориентации магнитных моментов в F слоях.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 15-12-10020.

Литература

1. S. Mironov, A. S. Mel'nikov, A. Buzdin, Appl. Phys. Lett., **113**, 022601, **2018**
2. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov, Phys. Rev. B, **69**, 174504 **2004**
3. M. G. Flokstra, N. Satchell, J. Kim *et al.*, Nat. Phys., **12**, 57, **2016**
4. Yu. N. Khaydukov, B. Nagy, J.-H. Kim *et al.*, Письма в ЖЭТФ, **98**, 116, **2013**
5. Zh. Devizorova, S. V. Mironov, A. S. Mel'nikov, A. Buzdin, Phys. Rev. B, **99**, 104519, **2019**

СЦЕНАРИИ ДИССИПАТИВНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В КОМПЛЕКСНЫХ (ПЫЛЕВЫХ) ПЛАЗМЕННЫХ СИСТЕМАХ

Мистрюкова Л.А., Крючков Н.П., Юрченко С.О.

МГТУ им. Н.Э. Баумана
kruchkov_nkt@mail.ru, st.yurchenko@mail.ru

Эксперименты с кинетическим уровнем разрешения, представляют высокую ценность для современной физики конденсированного состояния, поскольку позволяют изучать многие процессы и явления: равновесное и неравновесное плавление, кристаллизацию, дислокационную динамику, явления переноса, активационное поведение [1]. Одной из систем, допускающих кинетический уровень разрешения, является комплексная (пылевая) плазма – слабоионизированный газ, в котором находятся конденсированные микрочастицы. Эффективные взаимодействия между микрочастицами формируются в плазменной среде [2]. Последняя, как правило, является неравновесной, в результате эффективные силы взаимодействия микрочастиц становятся невзаимными – для них нарушается эквивалентность действия и

противодействия. Как было показано в работе [3], в таких системах могут наблюдаться диссипативные фазовые переходы.

Несмотря на долгую историю экспериментального и теоретического исследования пылевых плазменных систем, систематического изучения возможных сценариев диссипативных фазовых переходов в таких системах не проводилось. Решению этой задачи и посвящена настоящая работа. Выполняется компьютерное моделирование комплексной пылевой плазмы методом молекулярной динамики по аналогии с работами [4,5]. Систематически рассчитываются диссипативные фазовые диаграммы для различных параметров внешнего конфайнмента. Фазовые диаграммы, полученные на основе прямого компьютерного моделирования, сравниваются с результатами балансового подхода, предложенного в работе [3].

В результате показано, что в зависимости от внешнего конфайнмента в системе могут наблюдаться различные сценарии диссипативных фазовых переходов. Установлено, что балансовый подход применим для систем со сложными анизотропными взаимодействиями и позволяет достаточно точно рассчитать диссипативные фазовые диаграммы подобных систем.

Работа поддержана грантом РНФ 17-19-01691.

Литература

1 G. E. Morfill, A. V. Ivlev, Rev. Mod. Phys. Vol. **81**, P. 1353–1404. **2009**
2 R. Kompaneets, G. E Morfill., A. V. Ivlev, Phys. Rev., E . Vol. 93. P. 063201. **2016**
3. N. P. Kryuchkov, A. V. Ivlev, S. O. Yurchenko, *Soft Matter*, ,14, 9720-9729, **2018**
4. N. P. Kryuchkov, E. V. Yakovlev,1 E. A. Gorbunov,1 Lenaic Couëdel, A. M. Lipaev, and S. O. Yurchenko1, Phys. Rev. Lett., 121, **2018**
5. S. O. Yurchenko, and E. V. Yakovlev, and L. Couedel, and N. P Kryuchkov,. and A. M. Lipaev, and V. N. Naumkin, and A. Yu. Kislov, and P. V. Ovcharov, and K. I. Zaytsev, and E. V. Vorob'ev, and G. E. Morfill, and A. V. Ivlev, Phys. Rev. E, 96, **2017**

О ВЛИЯНИИ ДЕЙСТВИТЕЛЬНОЙ ЧАСТИ СОБСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ НА МАГНИТНЫЕ КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ И СОПРОТИВЛЕНИЯ.

Могилюк Т. И.[1]* , Григорьев П. Д.[2]

[1]НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия
[2]Институт им. Л. Д. Ландау РАН, Москва, Россия
**email: 5taras@mail.ru*

Нашей целью было проанализировать влияние учета магнитных осцилляций действительной части собственно-энергетической части электронов ReΣ на форму квантовых осцилляций намагниченности и на магнитосопротивление слоистых проводников. В пределе сильных квантовых осцилляций, возможном только в двумерных или квазидвумерных слоистых материалах, действительная часть собственно-энергетической части электронов ReΣ также сильно осциллирует. Обычно ей пренебрегают, учитывая только ее мнимую часть ImΣ, так как предполагается, что ReΣ лишь сдвигает химический потенциал и не влияет на наблюдаемые свойства. Однако как показывают наши предварительные расчеты, осцилляции ReΣ влияют на наблюдаемые свойства, поскольку сдвигают хим. потенциал относительно уровня Ландау даже в среднем по периоду квантовых осцилляций. Осцилляции ReΣ влияют на форму квантовых осцилляций намагниченности [1,2], которая используется для экспериментального определения режима квантовых осцилляций: при постоянном хим. потенциале или при постоянной плотности электронов. Также данные осцилляции изменяют монотонную часть в сильном поле на коэффициент порядка 2 [3,4], угловую зависимость и форму квантовых осцилляций магнитосопротивления [5,6]. Возможно, поэтому, несмотря на попытки в органических металлах добиться режима постоянной плотности электронов, форма осцилляций намагниченности оставалась соответствующей постоянному хим. потенциалу. Этот вопрос имеет не только большое практическое значение для анализа многочисленных экспериментов, но и существенный интерес для развития теории магнитных квантовых осцилляций.

Т. И. М. благодарит финансовую поддержку РФФИ (гранты 18-02-01022, 18-02-00280, 18-32-00205, 19-02-01000). П. Д. Г. благодарит

госзадание 0033-2019-0001 «Развитие теории конденсированного состояния вещества».

Литература

1. P. D. Grigoriev, JETP **92**, 1090, **2001**
2. T. Champel and V. P. Mineev, Phys. Rev. B **66**, 195111**, 2002**
3. A. D. Grigoriev, P. D. Grigoriev, Low Temp. Phys. **40**, 367, **2014**
4. P. D. Grigoriev, T. I. Mogilyuk, Phys. Rev. B **90**, 115138, **2014**
5. T. I. Mogilyuk, P. D. Grigoriev, Phys. Rev. B **95**, 165120, 2017
6. P. D. Grigoriev, T. I. Mogilyuk, J. Phys.: Conf. Ser. **1038**, 012123, **2018**

КОЛЛЕКТИВНАЯ ДИНАМИКА ОДНОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ

Мокшин А. В., Файрушин И. И.

Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань
anatolii.mokshin@mail.ru

Однокомпонентная плазма представляет собой наиболее подходящую многочастичную систему для развития микроскопической теории жидкости. Обусловлено это, главным образом, специфическим потенциалом межчастичного взаимодействия, а также достаточно большим массивом доступных экспериментальных данных и результатов молекулярно-динамического счета, которые могут быть использованы для проверки корректности теоретических выводов [1-4].

В настоящей работе будет представлена микроскопическая теория коллективной динамики частиц (ионов) однокомпонентной плазмы, где в качестве входных параметров используются лишь потенциал взаимодействия – потенциал Юкавы – и структурные характеристики – функция парного распределения частиц и структурный фактор. Будет показано, что микроскопическая теория

реализуется на широком диапазоне волновых векторов, обобщает гидродинамическую теорию и воспроизводит известные гидродинамические выражения в длинноволновом пределе. Теория корректно воспроизводит все известные особенности спектров динамического структурного фактора для широкого диапазона волновых чисел, а также закон дисперсии акустических коллективных возбуждений в однокомпонентной плазме. Полученные теоретические результаты сопоставляются с результатами известных теоретических моделей и подходов.

Работа поддержана РФФИ (проект №18-02-00407).

1. Z. Donko, G.J. Kalman and P. Hartmann, J. Phys.: Condens. Matter, **21**, 413101, **2008**
2. Yu.V. Arkhipov et al.. Phys. Rev. Lett., **119**, 045001, **2017**
3. J. Ortner, Physica Scripta, **T**, 69, **2000**
4. F. Graziani et all., Frontiers and Challenges in Warm Dense Matter (Springer International Publishing, Switzerland, 2**014)**
5. A.V. Mokshin and B.N. Galimzyanov, J. Phys.: Condens. Matter, **30**, 085102, **2018**

ОДНОФОТОННЫЕ ИСТОЧНИКИ НА ОСНОВЕ SIV-ЦЕНТРОВ В АЛМАЗНЫХ НАНОСТОЛБИКАХ

Обыденнов Д.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Центр Квантовых Технологий
obydennov@nanolab.phys.msu.ru

В последнее время становится все более актуальным вопрос об увеличении интенсивности сигнала от слабых источников, в частности, от одиночных центров окраски в алмазе. Известно, что множество центров окраски в алмазе обычно излучают в широком телесном угле, и эффективность сбора при этом не превышает 3% [1]. С целью эффективности сбора применяются различные техники и

методы, однако наше внимание будет сосредоточено на алмазных наноантеннах в форме столбиков, которые позволяют увеличить направленность и интенсивность излучения SiV-центров.

Для NV и SiV-центров данный метод применялся в работах [1,2], причём удалось достичь усиления собираемой интенсивности в 10 раз по сравнению с излучателями, расположенными вне наноантенн. В настоящей работе проведены расчёты для оптимальных геометрических параметров алмазных наностолбиков с учётом возможностей изготовления таких структур с помощью ионно-пучковых технологий. Расчёты показывают, что данные наностолбики позволяют достичь увеличения регистрируемой интенсивности от SiV-центров в 30 раз и эффективности сбора более 50%.

Литература

1. T. Babinec et al., Nature Nanotechnology, **5**, 3, **2010**
2. L. Marseglia et al., Opt. Express, **26**, 1, **2018**

УЧЁТ УСЛОВИЙ ПРОВЕДЕНИЯ ARPES ЭКСПЕРИМЕНТА ДЛЯ СОПОСТАВЛЕНИЯ ЗОННЫХ РАСЧЁТОВ С ARPES

Павлов Н. С.[1], Слободчиков А. А. [1], Некрасов И. А. [1],
Д.В. Евтушинский[2], Безотосная П. И. [3], Дмитриева К.А. [3]

[1]*Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия*
[2]*Institute of Physics, Ecole Polytechnique Federale Lausanne, CH-1015 Lausanne, Switzerland*
[3]*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*
pavlovns@gmail.com

Для исследования электронной зонной структуры кристаллических соединений интенсивно используется спектроскопия фотоэмиссия с угловым разрешением (ARPES) [1]. В результате исследований определяется спектральная функция и

положение квазичастичных зон. Для интерпретации эксперимента необходимо использование теоретических методов. Для этих целей на сегодняшний день зачастую используются первопринципные зонные расчёты (теория функционала электронной плотности DFT). Однако, с их помощью можно говорить лишь о положении и форме квазичастичных ARPES зон. В случае исследования соединений, содержащих d или f химические элементы, необходимо так же учитывать электрон-электронные корреляции. Для учёта корреляционных эффектов дополнительно к DFT используются другие методы. Например, метод решения модели Хаббарда в рамках теории динамического среднего поля (DMFT). DMFT позволяет учесть локальное электрон-электронное взаимодействие. Такой подход называется DFT+DMFT [2].

Как показали результаты исследований ARPES спектров реальных соединений $FeSe/SrTiO_3$ [3], NaFeAs [4] и $BaNi_2As_2$ [5] спектральная функция DFT+DMFT хорошо качественно согласуется с ARPES для данных соединений. Однако, интенсивность спектральной функции в теории и эксперименте количественно отличается. В теоретических расчётах квазичастичные зоны более узкие и хорошо определённые.

В данной работе предложено для более реалистичного описания ARPES спектров в рамках DFT или DFT+DMFT учитывать также несколько особенностей проведения эксперимента: сечение фотоэмиссии, экспериментальное разрешение по энергии и по углу, время жизни конечных (дырочных) состояний. В результате учёта данных экспериментальных особенностей спектральные функции, полученные в DFT или DFT+DMFT, имеют количественное согласие с ARPES. В таком случае можно сопоставлять не только положение и форму квазичастичных зон, но и их интенсивность.

Для $BaNi_2As_2$ показано, что рассмотрение данных экспериментальных особенностей маскирует «голую» LDA зонную структуру делаю её похожей на коррелированную. В спектральной функции для $BaNi_2As_2$ в случае DFT+DMFT расчёта присутствует заметная перестройка спектра за счёт электронных корреляций, что даёт лучшее согласие с ARPES.

Так же учёт экспериментальных особенностей проведён для результатов DFT расчёта сверхпроводника SnAs для сопоставления с ARPES спектрами [6].

Работа выполнена в рамках госконтракта № 0389-2014-0001, при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант №17-02-00015).

Работа Н.С. Павлова и А.А. Слободчикова частично поддержана граном Президента РФ МК-1683.2019.2.

Литература

1. R. Comin, A. Damascelli, arXiv:1303.1438
2. G. Kotliar et al., Rev. Mod. Phys., **78**, 865, **2006**
3. И.А. Некрасов, Н.С. Павлов, М.В. Садовский, ЖЭТФ, **153**, 590, **2018**
4. I.A. Nekrasov, N.S. Pavlov, M.V. Sadovskii, Письма в ЖЭТФ, **102**, 30, **2015**
5. Д.В. Евтушинский, И.А. Некрасов, Н.С. Павлов, готовиться к печати
6. П.И. Безотосная, К.А. Дмитриева, С.Ю. Гаврилкин, и др. Письма в ЖЭТФ, **106**, 493, **2017**

АНДЕРСОНОВСКАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ ГЕЛИКАЛЬНЫХ КРАЕВЫХ СОСТОЯНИЙ ДВУМЕРНЫХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРОВ

Петруша С. В.[1,*], Тихонов Е. С.[1], Квон З. Д.[2,3], Михайлов Н. Н.[2,3], Дворецкий С. А.[3], Храпай В. С.[1]

[1]Институт физики твердого тела, г. Черноголовка, Россия
[2]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, г. Новосибирск, Россия
[3]Новосибирский Государственный Университет, г. Новосибирск, Россия
**petrushas@issp.ac.ru*

Одним из ключевых аспектов топологической зонной теории является предсказание существования геликальных поверхностных (в трехмерных системах) или краевых (в двумерных) состояний в топологических изоляторах (ТИ). Для таких электронных состояний предполагается топологическая защита относительно фазово-

когерентного рассеяния назад. Данное предсказание имеет фундаментальное значение для краевых состояний в двумерных ТИ, так как наличие только некогерентного рассеяния назад предотвращает Андерсоновскую локализацию, неизбежную для обычных одномерных систем в пределе низкой температуры.

На сегодняшний день имеющиеся экспериментальные подтверждения существования топологической защиты остаются косвенными и неоднозначными. В то время, как нет сомнений в том, что в двумерных ТИ ток протекает по краю [1], сопротивление близкое к кванту $R_q=h/e^2$ наблюдается только для наиболее коротких образцов и с невысокой точностью [2][3]. При этом увеличение длины края приводит к линейному росту сопротивления, характерному для диффузионных проводников [4]. Отсутствие выраженной температурной зависимости, создает сложности в построении состоятельной модели сбоя фазы. Альтернативные к изучению сопротивления подходы, связанные с измерением дробового шума, не позволяют сделать однозначный вывод о природе краевого транспорта [5].

Данная работа [6] посвящена исследованию сопротивления образцов 14нм и 8.3нм квантовых ям HgTe с инвертированным спектром в магнитном поле. Изучались края длиной от ~1мкм до 30мкм, с сопротивлением (R) в нулевом магнитном поле (B) от R_q до $10R_q$. При низкой температуре T (<200 мК) и в малых полях B (~несколько десятков мТ), R резко возрастает до ~1 ГОм в случае квазибаллистических и 10 ГОм для резистивных краев, при этом электронный транспорт остается краевым. В магнитном поле температурная зависимость R(T) имеет активационный характер. Величина энергии активации достигает нескольких десятков мкэВ, зависит от ширины квантовой ямы, поля и длины края и не имеет очевидной связи с одночастичным спектром. При этом в затворной характеристике наблюдаются значительные флуктуации во всем режиме двумерного ТИ, сопровождающиеся сильно нелинейными вольтамперными характеристиками.

Таким образом, наш эксперимент демонстрирует Андерсоновскую локализацию геликальных краевых состояний, наступающую в конечном магнитном поле. Напротив, отсутствие локализации в нулевом поле является результатом топологической защиты краевых состояний от когерентного рассеяния назад при наличии симметрии по отношению к обращению времени. Мы полагаем, что этот результат крайне важен для всей физики ТИ, так

как является первой прямой демонстрацией топологической защиты в двумерных ТИ как фазово-когерентного феномена.

Методика измерения высоких сопротивлений применительно к данному исследованию была разработана и отлажена в рамках госзадания ИФТТ РАН.

Литература

1. A. Roth и др., Science, **325**, 294, **2009**
2. M. Koenig и др., Science **318**, 766, **2007**
3. E. B. Olshanetsky и др., Phys. Rev. Lett., **114**, 126802, **2015**
4. G. M. Gusev и др., Phys. Rev. B, **89**, 125305, **2014**
5. S. U. Piatrusha, V.S. Khrapai, Z.D. Kvon и др., Phys. Rev. B, **96**, 245417, **2017**
6. S.U. Piatrusha, E.S. Tikhonov, Z.D. Kvon и др., arXiv:1902.09807, **2019**

ЦЕНТРЫ ОКРАСКИ В КАРБИДЕ КРЕМНИЯ: ОПТИКА И СПИН-МЕХАНИКА

Пошакинский А. В.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
poshakinskiy@mail.ioffe.ru

Центры окраски в карбиде кремния обладают уникальными оптическими и спиновыми свойствами. Их спиновым состоянием можно управлять при помощи импульсов инфракрасной спектральной области, а времена спиновой релаксации достигают десятков миллисекунд при комнатной температуре и нескольких секунд при низких температурах. Особый интерес представляют кремниевые вакансии, обладающие спином 3/2. Такие центры могут находиться в суперпозиции четырех спиновых состояний, что дает более широкие возможности для их применения в квантовых вычислениях по

сравнению с традиционными двухуровневыми кубитами. В данной работе построена теория оптической инициализации и детектирования спинового состояния ансамбля кремниевых вакансий, а также описано их взаимодействие с механическими колебаниями кремниевых наноструктур.

Состояние ансамбля центров со спином 3/2 может быть описано как суперпозиция спиновых диполя, квадруполя и октуполя [1]. Вследствие спин-зависимого цикла фотолюминесценции оптическая накачка центров приводит к возникновению спинового квадруполя: заселенности состояний с проекцией спина ±1/2 и ±3/2 на гексагональную ось становятся различными. Такой спиновой поляризацией можно управлять, прикладывая к системе внешнее статическое и радиочастотное магнитное поле. Статическое поле снимает спиновое вырождение, что позволяет селективно возбуждать переходы между спиновыми подуровням переменным полем на соответствующих частотах. При этом происходит преобразование оптически индуцированного спинового квадруполя в спиновый диполь и октуполь. Изменение интенсивности фотолюминесценции центров, вызванное этой конверсией, может быть использовано для оптического детектирования магнитного резонанса (ОДМР).

Развита теория, описывающая выжигание провалов в спектрах ОДМР при возбуждении ансамбля спиновых центров двумя переменными магнитными полями на различных частотах [2]. Продемонстрировано, что помимо провала, реализующегося при совпадении частот двух полей, спектры содержат дополнительные провалы-сателлиты на сдвинутых частотах, обусловленные возбуждением спиновых мод ансамбля. Описано поведение провалов-сателлитов во внешнем магнитном поле. Установлено, что глубины провалов-сателлитов определяются соотношением между временами релаксации спинового диполя, квадруполя и октуполя. Сопоставление рассчитанных положений и глубин спектральных провалов с экспериментальными данными, позволило заключить, что основным механизмом неоднородного уширения линий магнитного резонанса кремниевых вакансий в карбиде кремния являются локальные деформации, а спиновая релаксация центров обусловлена воздействием на них случайных флуктуирующих во времени магнитных полей.

Построена теория взаимодействия спиновых центров с механическими колебаниями [3]. Из температурной зависимости времени спиновой релаксации определена константа спин-

акустического взаимодействия. Показано, что время релаксации центров, созданных в микромеханическом резонаторе, таком как мембрана или кантилевер, существенно отличается от времени релаксации центров в объемном кристалле. Путем подстройки внешнего магнитного поля можно добиться совпадения энергии спинового перехода с частотой механической моды резонатора. При этом происходит ускорение спиновой релаксации, приводящее к резкому изменению интенсивности фотолюминесценции, что может быть использовано для высокоточной оптической магнитометрии. Также описаны эффекты оптического разогрева и охлаждения механической моды, взаимодействующей со спиновой модой ансамбля центров.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ МК-599.2019.2.

Литература

1. S. A. Tarasenko, A. V. Poshakinskiy, D. Simin, V.A. Soltamov, E.N. Mokhov, P. G. Baranov, V. Dyakonov, and G. V. Astakhov, Phys. Status Solidi B **255**, 1700258, **2018**
2. V. A. Soltamov, C. Kasper, A. V. Poshakinskiy, A. N. Anisimov, E. N. Mokhov, A. Sperlich, S. A. Tarasenko, P. G. Baranov, G. V. Astakhov, V. Dyakonov, Nature Commun. **10**, 1678, **2019**
3. A. V. Poshakinskiy and G. V. Astakhov, arXiv:1903.00876, **2019**

ЭФФЕКТЫ СТАРЕНИЯ ВО ВРЕМЕННОЙ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

Прудников В.В., Прудников П.В., Мамонова М.В.

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского
prudnikv@univer.omsk.su

Наномасштабная периодичность создает в магнитных мультислойных структурах мезоскопические эффекты сильной пространственной спиновой корреляции с медленной релаксационной

динамикой намагниченности при замораживании системы в неравновесном состоянии. Магнитные наноструктуры характеризуются большими временами релаксации за счет увеличенной в этих структурах характеристической корреляционной длиной спин-спиновых корреляций. Экспериментальные исследования [1] релаксации намагниченности обнаружили в магнитной сверхструктуре на основе Co/Cr эффекты магнитного старения. Проведенные численные исследования неравновесного поведения структуры Co/Cr/Co [2] установили, что эффекты старения, характеризующиеся замедлением корреляционных и релаксационных свойств системы с ростом времени ожидания, проявляются в магнитных наноструктурах не только вблизи критической температуры T_c ферромагнитного упорядочения, как в объемных магнитных системах, но и в широком температурном интервале с $T \leq T_c$.

Мы представляем результаты численного Монте-Карло моделирования транспортных свойств структур Co/Cu(001)/Co и Pt/Co/Cu(001)/Co/Pt с различными типами магнитной анизотропии. Выявлено влияние неравновесного поведения структуры на значения магнитосопротивления с проявлением в них эффектов старения, а именно зависимость значений магнитосопротивления от времени ожидания t_w - начала измерения магнитосопротивления (рис. 1). Показано, что в долговременном режиме временная зависимость величины магнитосопротивления выходит на плато со значениями, зависящими от вида начального состояния, толщины ферромагнитных пленок и типа магнитной анизотропии в наноструктурах.

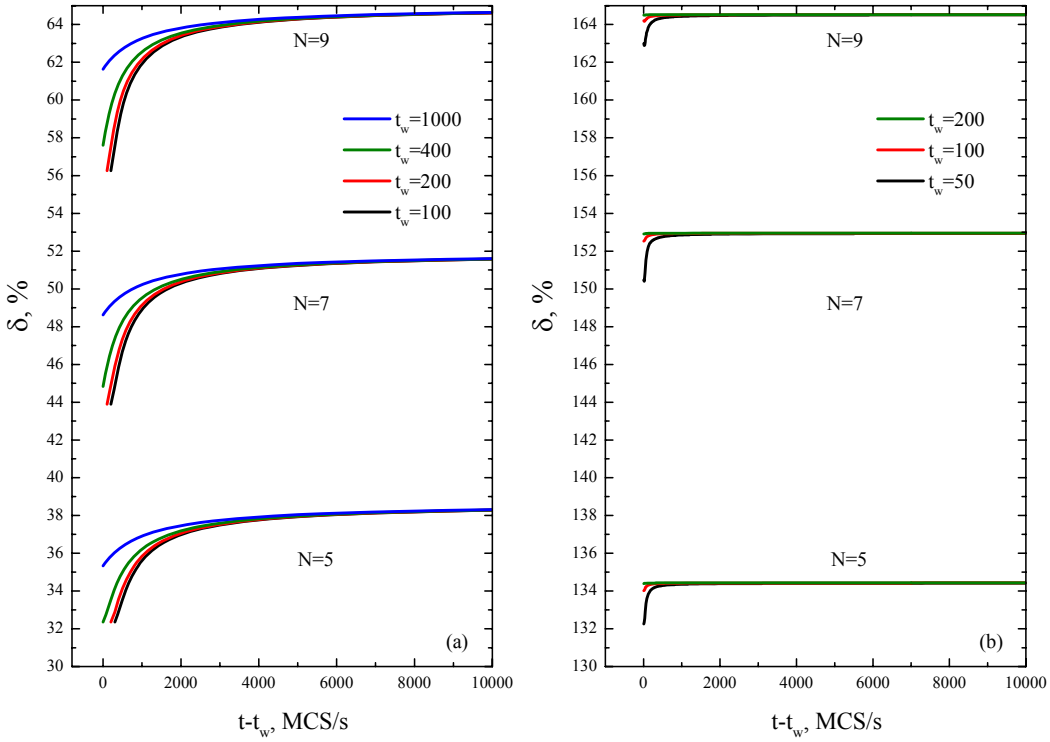


Рис. 1. Временная зависимость магнитосопротивления в Co/Cu(100)/Co (a) и Pt/Co/Cu(100)/Co/Pt (b) с толщинами N = 5 – 9 МС пленок кобальта при температурах $T=T_c(N)/4$ для различных времен ожидания t_w при эволюции из низкотемпературного начального состояния.

Существование данных неравновесных эффектов несомненно надо учитывать при практическом использовании магнитных наноструктур в качестве элементов приборов спинтроники с эффектом ГМС.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 17-02-00279, 18-42-550003 и Президента РФ № МД-6868.2018.2.

Литература

1. T. Mukherjee, M. Pleimling and C. Binek, Phys. Rev. B **82**, 134425, **2010**

2. В.В. Прудников, П.В. Прудников, А.Н. Пуртов, М.В. Мамонова, Письма в ЖЭТФ, **104**, 797, **2016**

ТРАНСФОРМАЦИЯ ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ FESE В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. В. Путилов[1,2,*], С. Ди Джорджио[2], В. Л. Вадимов[1], Д. Дж. Трейнер[2], Э. М. Лекнер[2], Дж. Л. Кёртис[3], М. Абдел-Хафиз[4-6], О. С. Волкова[6-8], А. Н. Васильев[7, 6, 9], Д. А. Чареев[10,8,11], Г. Карапетров[3], А. Е. Кошелев[12], А. Ю. Аладышкин[1,2], А. С. Мельников[1], М. Иавароне[2]

[1] *Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*
[2] *Физический факультет, университет Темпл, Филадельфия, США*
[3] *Физический факультет, университет Дрексель, Филадельфия, США*
[4]*Центр науки и технологий высокого давления, Шанхай, Китай*
[5]*Университет Файюма, Файюм, Египет*
[6]*Национальный исследовательский университет "МИСиС", Москва*
[7]*Физический факультет МГУ им. Ломоносова, Москва*
[8]*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*
[9]*Южно-уральский государственный университет, Челябинск*
[10]*Институт экспериментальной минералогии РАН, Черноголовка*
[11]*Казанский федеральный университет, Казань, Россия*
[12]*Аргоннская национальная лаборатория, Аргон, США*
**alputilov@ipmras.ru*

Методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и спектроскопии (СТС) исследована структура вихревой решетки и сердцевины вихрей в монокристаллах FeSe во внешнем магнитном поле *H*, ориентированном перпендикулярно поверхности образца при температуре 1.5 K. Поверхность монокристаллов FeSe была очищена путем скола в высоком вакууме непосредственно перед измерением. Была изучена пространственная зависимость дифференциальной проводимости туннельного контакта *dI/dV* методом синхронного детектирования при *V*=0. Такие измерения позволяют получить пространственное распределение локальной плотности состояний (LDOS) на уровне Ферми E_F. Известно, что LDOS достигает максимума в центрах вихрей (состояния Кароли - де Жена - Матрикона) и минимума – вне вихрей, позволяя тем самым визуализировать вихревую структуру.

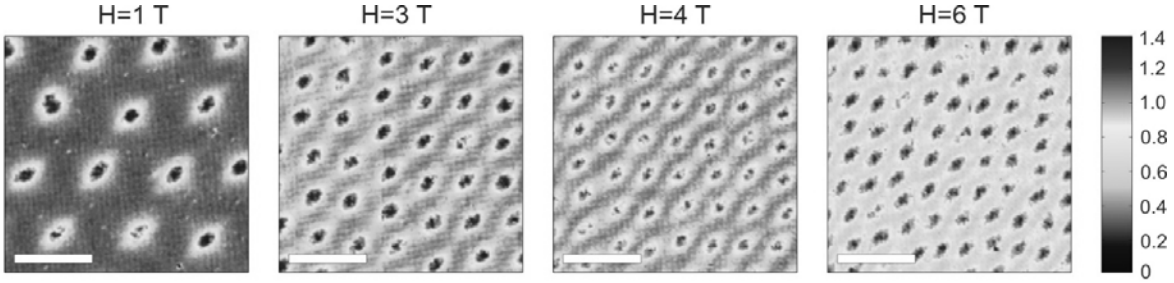


Рис. 1. Двумерные карты дифференциальной проводимости *dI/dV* размером 156×156 нм^2, визуализирующие вихревую решетку в FeSe, для нескольких величин внешнего магнитного поля.

Для исследования статистических характеристик вихревых структур (рис. 1) при различных значениях *H* были использованы преобразование Фурье и триангуляция Делоне. При H<1T наблюдалась симметричная гексагональная решетка вихрей. При 1T<H<3T наблюдалась переходная структура, соответствующая сосуществованию гексагональной и ромбической решетке в области сканирования, которая при дальнейшем увеличении *H* трансформировалась в ромбическую решетку.

Для объяснения наблюдаемых экспериментальных результатов было выполнено численное моделирование в рамках двухзонной модели Гинзбурга-Ландау. В модели были введены два параметра порядка $\Psi^{(1,2)}$ и соответствующие критические поля $H_{c2}^{(1,2)}$, для определенности предполагалось $H_{c2}^{(2)}<H_{c2}^{(1)}$. При малом *H* симметрия решетки определялась параметром порядка $\Psi^{(2)}$, который полагался изотропным. При повышении *H* происходит подавление $\Psi^{(2)}$ и симметрия решетки определяется анизотропным $\Psi^{(1)}$, который существует вплоть до $H_{c2}^{(1)}$. Такая модель позволила описать наблюдаемую в эксперименте плавную трансформацию гексагональной решетки в ромбическую при повышении внешнего магнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 18-72-10027).

Литература

1. A. V. Putilov, C. Di Giorgio, V. L. Vadimov *et al.*, Phys. Rev. B **99**, 144514, **2019**

ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТЫХ ВОЛН МАГНИТОПЛАЗМОНАМИ В БЕСКОНЕЧНЫХ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

Д.А. Родионов, И.В. Загороднев

Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН
denil_r@mail.ru

В работе [1] проанализирован закон дисперсии плазмонполяритонов в постоянном магнитном поле, ортогональном плоскости 2D электронной системы (2D ЕС). Оказалось, при определенных параметрах системы (в фазах S1 и S2) возникает новая высокодобротная мода, расположенная выше световой ветви. В данном докладе мы ответим на вопрос об их возбуждении [2].

Было установлено, что полюса оптических коэффициентов (отражения, прохождения и поглощения), не имеют ничего общего с магнитоплазмонами. Ноль знаменателя совпал бы с дисперсией, описывающей плазменные колебания из [1], если бы $\cos\theta$, где θ - угол падения ЭМ волны, отсчитанный от нормали к 2D ЕС, был бы равен $i\beta c/\omega$, где $\beta=\sqrt{q^2-\omega^2/c^2}$, а q – волновой вектор плазмона $q=\omega\sin\theta/c$ (из закона сохранения импульса вдоль плоскости 2DЭГ). В [1] ветвь корня, определяющая β, выбирается с условием $\mathrm{Re}\beta>0$, что неизбежно влечёт за собой $\mathrm{Im}\beta>0$. Следовательно, выражение не может определять косинус (реального) угла падения.

При всём при этом в зависимости коэффициента поглощения от угла падения может быть максимум, который соответствует возбуждению магнитоплазмонов. На Рис. 1 приведены контурные графики коэффициента поглощения, показывающие соответствие между законом дисперсии магнитоплазмона из [1] с максимумом коэффициента поглощения s-поляризованной ЭМ волны (в фазах S1 и S2).

Таким образом, показано, что предсказанные в работе [1] новые высокодобротные магнитоплазмоны, идущие выше дисперсии света, проявляются в коэффициенте поглощения плоской ЭМ волны даже в системе с низкой проводимостью, когда $2\pi\sigma_0/c<1$ (в фазах S1 и S2). Коэффициент поглощения для s-поляризации хотя и не имеет полюсов в окрестности предсказанных магнитоплазмонных мод,

имеет максимум в зависимости от угла падения ЭМ волны, возникающий из-за возбуждения магнитоплазмонов [2].

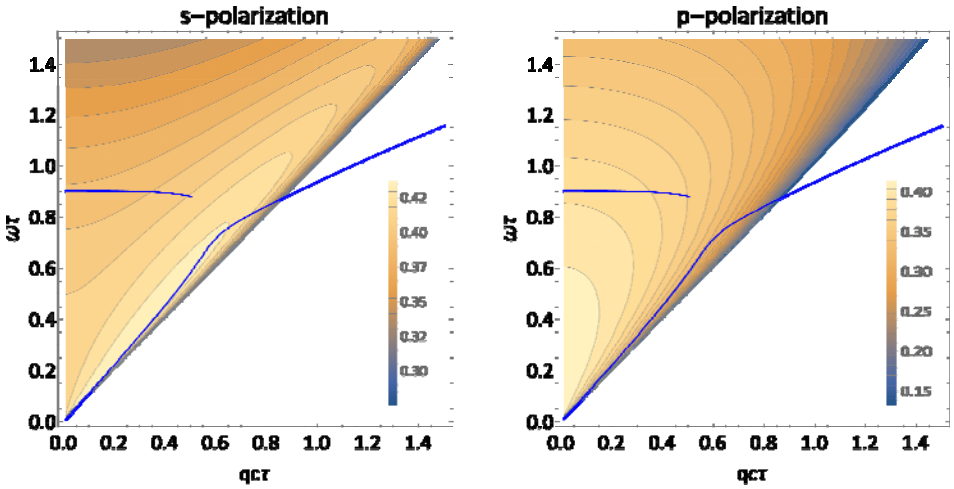


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения от проекции волнового вектора q, умноженного на скорость света c и время релаксации τ, падающей ЭМ волны и её частоты $\omega\tau$ при циклотронной частоте $\omega_c\tau = 0{,}9$ и обезразмеренной на скорость света статической проводимости $\alpha = \frac{2\pi\sigma_0}{c} = 0{,}98$. Сплошные (синие) линии – спектр плазмона из [1] (в S2-фазе).

Литература

1. В. А. Волков и А. А. Заболотных, Phys. Rev. B **94**, 165408, **2016**
2. Д. А. Родионов и И. В. Загороднев, Письма в ЖЭТФ **109**, 124, **2019**

ПОЛИТЕТРАЭДРИЧЕСКИЙ БЛИЖНИЙ ПОРЯДОК И НУКЛЕАЦИОННАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ СТЕКЛООБРАЗУЮЩИХ СПЛАВОВ (Cu,Ni)-Zr-(Al,Ag)

Рыльцев Р. Е[1,2]., Щелкачев Н. М[2].

1) Институт металлургии УрО РАН, Екатеринбург
2) Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина
rrylcev@mail.ru

Металлические стекла являются одними из наиболее интересных и популярных объектов исследования в современной физике конденсированного состояния в силу уникальных и полезных для приложений свойств, таких как коррозионная стойкость высокая удельная прочность, хорошая термопластичность, отличная биосовместимость. Кроме того, многие важные аспекты физики стеклообразования до сих пор требуют объяснения.

Важнейшей задачей является поиск сплавов с высокой стеклообразующей способностью, для которых можно сравнительно легко получить металлические стекла путем охлаждения расплава с относительно небольшой скоростью. Одной из базовых концепций в теории стеклообразующих сплавов является утверждение о ключевой роли ближнего порядка в формировании динамических свойств и стеклообразующей способности. В частности, считается общепринятым, что наличие выраженного политетраэдрического ближнего порядка является причиной высокой кристаллизационной стабильности переохлажденных металлических жидкостей.

Несмотря на большое количество результатов и опубликованных работ, в данной области еще немало открытых вопросов и нерешенных проблем: Насколько концепция политетраэдрического ближнего порядка является общей для металлических гласформеров? Насколько адекватно классические потенциалы описывают структуру реальных сплавов? Как изменится поведение системы при замене одного элемента другим или добавлении еще одного компонента? Как сильно конечные размеры системы моделируемых сплавов влияют на стеклообразующую способность? Ответы на эти вопросы очень важны для понимания физики стеклообразующих металлических сплавов.

В данной работе мы исследовали данные вопросы для бинарной система Cu-Zr и ее модификаций (Cu,Ni)-Zr-(Al,Ag). Методами классической и квантовой молекулярной динамики исследована взаимосвязь структуры ближнего порядка и аморфизующей способности данных сплавов при различных скоростях охлаждения, размерах системы температурах отжига. Были изучены различные модели указанных сплавов, описываемые EAM потенциалами, разработанными специально для изучения их структуры в жидком и аморфном состояниях. Результаты классических расчетов сравнивались с первопринципными симуляциями в рамках теории функционала электронной плотности.

Одним из важнейших результатов данных исследований является вывод об универсальности политетраэдрического порядка в аморфизующихся металлических сплавах и его влиянии на стеклообразующую способность. На примере исследованных сплавов можно заключить, что доля топологически совершенных многогранников Каспера (то есть с наименьшим числом топологических дефектов − дисклинаций) является прямым индикатором стеклообразующей способности. Данный вывод требует обобщения и проверки на других стеклообразующих сплавах, что является перспективным направлением дальнейших исследований.

Также показано, что нуклеационная стабильность модельных сплавов может существенно зависеть от размера системы и потенциала взаимодействия. Так, системы, обладающие хорошей стеклообразующей способностью при малых размерах моделированной системы ($N \sim 10^3$) могут оказаться кристаллизационно нестабильными при $N \sim 10^4$. Потенциалы, генерирующие одинаковую структуру в состоянии равновесного расплава и небольшого переохлаждения, могут давать существенно различную структуру и кристаллизационную стабильность при глубоком переохлаждении.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант №18-12-00438).

Литература

1. R. E. Ryltsev, B. A. Klumov, N. M. Chtchelkatchev, K. Yu. Shunyaev, J. Chem. Phys., **149,** 164502, **2018**
2. B. A. Klumov, R. E. Ryltsev, N. M. Chtchelkatchev, J. Chem. Phys., **149**, 134501, **2018**
3. R. E. Ryltsev, N. M. Chtchelkatchev, arXiv:1906.06689.

ВОЗМОЖНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ S-ФАЗЫ В ТОНКИХ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПЛЕНКАХ ВТСП НА ОСНОВЕ YBCO

Савинов Д. А.[1,2], Антонов А. В.[1], Васильев В. К.[2], Елькина А. И.[1], Мастеров Д. В.[1], Михайлов А. Н.[2], Морозов С. В.[1], Ноздрин Ю. Н.[1], Павлов С. А.[1], Парафин А. Е.[1], Пестов Е. Е., Тетельбаум Д. И.[2], Уставщиков С. С.[1,2]

[1] *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук*
[2] *Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского*
savinovda@ipm.sci-nnov.ru

В данной работе мы обсуждаем возможность экспериментальной проверки теоретического предсказания работы [1], заключающегося в формировании *s*-фазы в неупорядоченных сверхпроводниках с *d* типом спаривания при постепенном уменьшении средней электронной длины свободного пробега *l*. Мы провели два различных экспериментальных исследования сверхпроводящих свойств тонких неупорядоченных пленок ВТСП на основе $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO). Используемые пленки выращивались методом магнетронного распыления на подложках LaAlO. В эксперименте №1 в качестве образцов использовались узкие мостики ширинами 10 μm и 50 μm (соотношение длина/ширина равно 5/1), сформированные на основе пленки толщиной 200 nm. Неупорядоченность в образцах реализовывалась с помощью имплантации ионов кислорода средних энергий (E=100 keV). В рамках данного эксперимента проведены транспортные измерения мостиков с разными дозами ионной имплантации n_D. Сопротивления мостиков измерялись стандартным четырехзондовым методом. Постепенное увеличение n_D приводило к росту концентрации дефектов в образце и, как следствие, уменьшению *l*. В итоге, мы изучили зависимость критической температуры T_c от n_D. Обнаружено, что для n_D, превышающих $6*10^{-13}$ cm^{-2}, T_c перестает зависеть от концентрации дефектов в образце, как это обычно происходит в *s*-сверхпроводниках. В эксперименте №2 в качестве образца использовалась пленка толщиной 4 nm. В рамках методики «две катушки» мы измерили температурную зависимость лондоновской глубины проникновения λ для образца с разной

степенью неупорядоченности. Неупорядоченность в данном эксперименте достигалась с помощью термического отжига, который приводил к отклонению от оптимума допирования пленки кислородом и постепенному понижению T_c. Выяснено, что для T_c порядка 10 K и ниже зависимость $\lambda(T)$ хорошо описывается формулой теории БКШ, что также может являться свидетельством формирования *s* компоненты спаривания в пленке.

Также в работе в рамках эксперимента №1 проведены транспортные измерения разупорядоченных мостиков в сильном магнитном поле *H* (до 12 T), приложенном перпендикулярно плоскости *ab* пленки. Таким образом, мы проанализировали особенности фазовых диаграмм *H-T* для разных степеней беспорядка в системе. Особое внимание было уделено исследованию линий фазового перехода $H_{c2}(T)$, обнаруженных для достаточно высоких резистивных уровней сверхпроводящего перехода, когда в образце должна возникать сеть случайно распределенных сверхпроводящих гранул с *d* типом спаривания, а сам образец оказывается преимущественно в нормальном состоянии вследствие проведенной ионной имплантации. Мы обнаружили, что для $n_D>3*10^{-13}$ cm^{-2} вблизи критической температуры T_c происходит формирование положительной кривизны линии $H_{c2}(T)$, а также необычное уменьшение локального наклона этой зависимости при постепенном увеличении n_D. Также в нашей работе в рамках модели типа Узаделя с неоднородным коэффициентом диффузии $D(\mathbf{r})$ развита теоретическая интерпретация данных аномалий. Таким образом, мы предполагаем, что положительная кривизна зависимости $H_{c2}(T)$ связана с флуктуациями $D(\mathbf{r})$, а уменьшение ее локального наклона – с увеличением сверхпроводящей длины когерентности, вызванным понижением T_c вследствие увеличения концентрации дефектов. Мы также экспериментально обнаружили, что для $n_D>6*10^{-13}$ cm^{-2} локальный наклон зависимости $H_{c2}(T)$ остается практически неизменным, что, по-видимому, связано с возможным формированием *s* фазы в образце – T_c перестает зависеть от концентрации дефектов. Следует отметить, что в работе достигнуто хорошее соответствие между экспериментальными данными и полученными теоретическими формулами.

Исследования (эксперимент №1 и теор.модель) выполнены при поддержке гранта РФФИ №18-42-520051 и программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы ВТСП», исследования (эксперимент

№2 и теор.модель) выполнены при поддержке гранта РНФ №17-12-01383.

Литература

1. S. A. Kivelson and B. Spivak, Phys. Rev. B, **92**, 184502, **2015**

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ЗАМЕЩЕНИЯ Fe(Co,Mn)Si

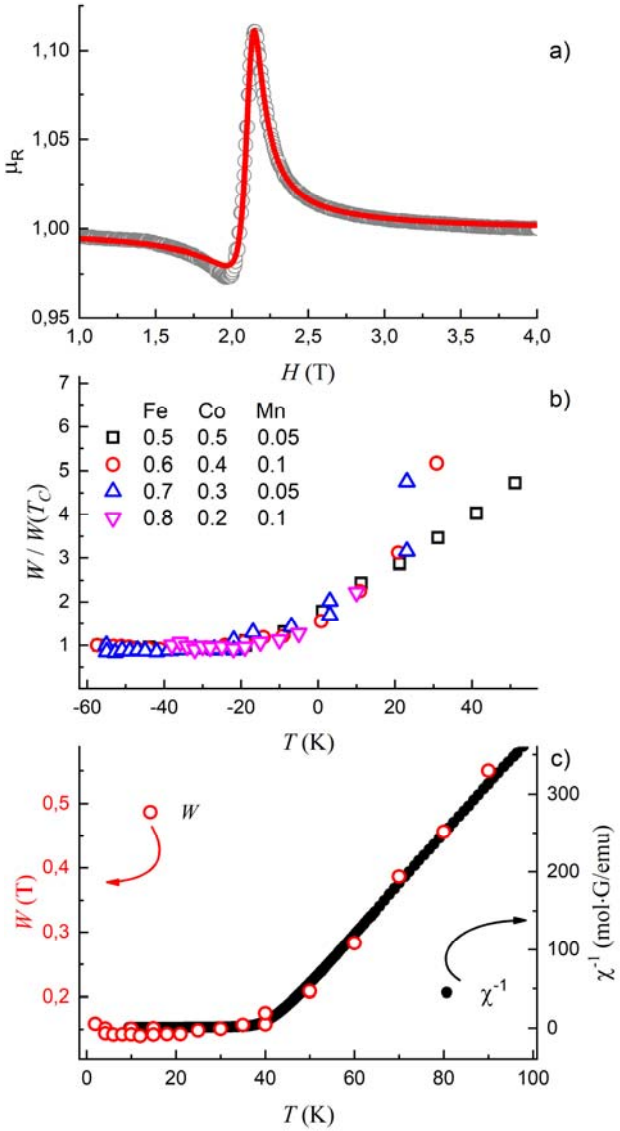
Самарин А.Н.
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
sasha@lt.gpi.ru

В данной работе был исследован высокочастотный ($\omega/2\pi$ = 60 ГГц) электронный спиновый резонанс (ЭСР) монокристаллических образцов твердых растворов замещения $(Fe_{1-x}Co_x)_{1-y}Mn_ySi$ (FCMS), где $x = 0.2 \ldots 0.5$, $y = 0.05 \ldots 0.1$, а также магнитные и транспортные измерения (намагниченность M, магнитная восприимчивость χ, магнитосопротивление и эффект Холла).

Измерения ЭСР проводились на ЭСР-спектрометре ИОФ РАН в диапазоне температур от 2 до 120 К в магнитном поле до 7 Тл, применялась методика абсолютной калибровки резонансной линии [1,2]. Магнитные данные получены на установке MPMS-5 (Quantum Design) в ИОФ РАН (магнитное поле до 5 Тл, температура 2-100 К), транспортные измерения – на установке гальваномагнитных измерений ИОФ РАН (магнитное поле до 8 Тл, .температура 2-300 К).

В системе FCMS была обнаружена единственная резонансная линия, хорошо описываемая моделью локализованных магнитных моментов (ЛММ) с тремя свободными параметрами: осциллирующей намагниченностью M_0, шириной линии ЭСР W и g-фактором. Обнаружено, что $M_0 \approx M$, что позволяет сделать вывод, что все магнитные моменты системы участвуют в осцилляциях. Для всех образцов $g \approx 2$ и практически не зависит от температуры, а ширина

линии $W(T) \sim \chi^{-1}(T)$, что свидетельствует о коррингoвском механизме спиновой релаксации [3]. Также было обнаружено универсальное поведение температурных зависимостей ширины линии ЭСР в координатах $W(T)/W(T_C)$ vs $(T - T_C)$, аналогичное поведению, которое ранее наблюдалось в системе $Mn_{1-z}Fe_zSi$ ($z < 0.24$) [2,4].



Таким образом в работе было показано, что ЭСР в системе FCMS с малым ($y < 10\%$) содержанием марганца хорошо коррелирует с ЭСР в родственной системе $Mn_{1-z}Fe_zSi$, исследованной нами ранее [2,4], что может свидетельствовать о единой природе спиновой релаксации в указанных системах.

Работа выполнена при поддержке программы РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии» и Программы ОФН РАН «Электронные корреляции в системах с сильным взаимодействием».

Рис. 1 Высокочастотная магнитная проницаемость образца с $x = 0.4$, $y = 0.1$ при $T = 4.2$ К и $\omega/2\pi = 60$ ГГц (a). Точками указаны экспериментальные данные после абсолютной калибровки резонансной линии, сплошной линией – аппроксимированная кривая.Универсальное поведение температурной зависимости ширины линии ЭСР $W(T)$ (b).Ширина линии ЭСР W(T) и обратная статическая магнитная восприимчивость $\chi^{-1}(T)$ образца с $x = 0.5$, $y = 0.05$ (c).

Литература
1. A.V. Semeno, *et al*., Phys. Rev. B, **79**, 014423, **2009**
2. A.N. Samarin *et al*., Physics Procedia, **71**, 337, **2015**
3. S.E.Barnes, Advances in Physics, **30**, 801, **1981**
4. S.V. Demishev *et al*., Pis'ma v ZhETF, **100**, 30, **2014**

ОСЦИЛЛЯЦИИ ЛИТТЛА-ПАРКСА В НЕОДНОСВЯЗНЫХ СТРУКТУРАХ СВЕРХПРОВОДНИК-ФЕРРОМАГНЕТИК С ТРИПЛЕТНЫМ ЭФФЕКТОМ БЛИЗОСТИ

Самохвалов А.В.

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
samokh@ipmras.ru

Конкуренция спин-синглетного куперовского спаривания и ферромагнитного упорядочения в гибридных системах сверхпроводник(S)–ферромагнетик (F) с эффектом близости служит, как известно, причиной сильного подавления критической температуры сверхпроводящего перехода T_c и появления в ферромагнетике сверхпроводящих корреляций, амплитуда которых осциллирует и затухает на масштабе $\xi_f = \sqrt{D_f / h}$ в направлении перпендикулярном SF границе (D_f – коэффициент диффузии, h – обменное поле ферромагнитного металла) [1]. Следствием подобного взаимодействия являются немонотонная зависимость критической температуры T_c слоистых SF структур от толщины F слоя и возможность реализации π-фазной сверхпроводимости. Отличительной особенностью более сложных неодносвязных гибридных SF структур с эффектом близости (например, полый сверхпроводящий цилиндр, центральная часть которого заполнена ферромагнетиком) является возможность возбуждения в таких структурах вихревых состояний с отличным от нуля орбитальным моментом L даже при отсутствии внешнего магнитного поля [2].

Классическим проявлением орбитального механизма подавления сверхпроводимости в структурах с неодносвязной

геометрией являются, как известно, осцилляции критической температуры перехода T_c при изменении величины внешнего магнитного поля H вдоль оси цилиндра из-за переходов между состояниями с различным значением завихренности L (эффект Литтла-Паркса [3]). Конкуренция орбитального (для $L \neq 0$) и обменного механизмов нарушают строгую периодичность и вызывают плавное изменение амплитуды осцилляций $T_c(H)$ [4]. Особенности эффекта близости на SF границе могут приводить к появлению дополнительной модуляции сверхпроводящего параметра порядка вдоль оси цилиндра, что проявляется в аномальном поведении экранирующих свойств такой гибридной структуры [5].

В докладе приведены результаты исследований особенностей эффекта Литтла-Паркса в многосвязных SF гибридах с диффузионным типом проводимости, связанные с генерацией дальнодействующих спин–триплетных корреляций в окрестности SF границы. Подобные парные корреляции с суммарной проекцией спина $S_z = \pm 1$ возникают на спин–активной SF границе и/или при наличии неоднородности обменного поля. Рассмотрен механизм переключения между сверхпроводящими состояниями с различным значением завихренности L, обусловленный преобладанием спин–триплетных пар в значительной части SF структуры. Показано, что дальнодействующие спин–триплетные корреляции способствуют формированию вихревых состояний с большими значениями $L >> 1$ и подавляют диамагнитный отклик структуры, так что эффективная глубина проникновения магнитного поля Λ в уравнении Лондонов может принимать отрицательное значение (парамагнитный эффект Мейснера). Изучены особенности осцилляций Литтла – Паркса $T_c(H)$, вызванные обменным полем и эффектом дальнодействия [6]. Показано, что осцилляции Литтла – Паркса разрушаются в области малых значений магнитного потока, пронизывающего полый цилиндр, если спин–триплетные пары преобладают.

Работа поддержана проектом РНФ №15-12-10020.

Литература

1. A.I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935, **2005**

2. A. V. Samokhvalov, A. S. Mel'nikov, A. I. Buzdin, Phys.Rev. B **76**, 184519, **2007**
3. W. A. Little, R. D. Parks, Phys. Rev. Lett. **9**, 9, **1962**; Phys. Rev. **133**, A97, **1964**
4. A. V. Samokhvalov, A. S. Mel'nikov, J. P. Ader, A. I. Buzdin, Phys. Rev. B **79**, 174502, **2009**
5. А. В. Самохвалов, ЖЭТФ **152**, 350, **2017**
6. A. V. Samokhvalov, J.W. A. Robinson, A. I. Buzdin, Phys. Rev. B, in press, **2019**

СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ В РАСШИРЕННОЙ МОДЕЛИ ДИКЕ

Сеидов С. С.

НИТУ МИСиС
alikseidov@yandex.ru

Мы исследовали расширенную модель Дике, которая возникает при описании ансамблей двухуровневых кубитов, взаимодействующих с бозонной модой в оптическом резонаторе [1]. Гамильтониан модели

$$H = \frac{p^2 + \omega^2 q^2}{2} + pgS_y + (1+\varepsilon)\frac{g^2}{2}S_y^2 - E_J S_z,$$

где p и q импульс и координата фотонного осциллятора соответственно, S_i — коллективные спиновые операторы

$$S_i^{x,y,z} = \sum_{k=1}^{N} \sigma_i^{x,y,z},$$

$\sigma_i^{x,y,z}$ — оператор проекции спина i-го кубита, N — число кубитов.

Были проведены численные расчёты для небольшого числа кубитов N=3, 4, построена теория возмущений для малой энергии туннелирования E_J, исследована зависимость энергетической щели между основным состоянием и первым возбуждённым от константы

связи g, численно построены квазираспределения Хусими для спиновой и бозонной компонент системы, характеризующие их состояния до и после фазового перехода, вызванного спонтанным нарушением симметрии.

Основной результат работы заключается в обнаружении различных типов спонтанного нарушения симметрии для различных значений параметров задачи и чётности числа кубитов. Так, при $\varepsilon < 0$ спонтанное нарушение симметрии в термодинамическом пределе уже известно из работ [1, 2]. В данном случае оно происходит при конечной критической константе связи и не чувствительно к чётности числа кубитов. После перехода спин имеет максимальную проекцию на ось y, равную N/2. При $\varepsilon > 0$ критическая константа связи стремится к бесконечности и проекция спина на ось y минимальна, то есть равна ½ либо 0 в зависимости от чётности числа кубитов. При этом, в последнем случае чётного числа кубитов, спонтанного нарушения симметрии не происходит.

Особый интерес представляет пограничный случай $\varepsilon = 0$. Тогда переход является комбинацией двух описанных выше. Он происходит при стремлении константы связи к бесконечности (как при $\varepsilon > 0$), однако проекция спина на ось y в фазе с нарушенной симметрией максимальна (как при $\varepsilon < 0$). Данный результат также подтверждается работой [3].

Литература

1. D. De Bernardis, T. Jaako, and P. Rabl, Phys. Rev. A, vol. **97**, p. 043820, **Apr 2018**
2. C. Emary and T. Brandes, Physical review. E, Statistical, nonlinear, and soft matter physics, vol. **67**, p. 066203, 06, **2003**
3. S. I. Mukhin and N. V. Gnezdilov, Phys. Rev. A, vol. **97**, p. 053809, **May 2018**

ТЕОРИЯ СПЕКТРОСКОПИИ СПИНОВЫХ ВРЕМЕННЫХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ

Смирнов Д. С.

ФТИ им. А. Ф. Иоффе
smirnov@mail.ioffe.ru

В течение последних двух десятилетий сформировался новый метод изучения спиновых свойств полупроводниковых наносистем – спектроскопия спиновых флуктуаций [1]. Этот метод основан на пропускании через образец линейно поляризованного света и непрерывном детектировании флуктуаций плоскости поляризации прошедшего света, индуцированных спиновыми флуктуациями в системе. Фурье образ корреляционной функции углов поворота пропорционален спектру спинового шума, что позволяет определять параметры спиновой динамики системы, не выводя её из равновесия.

Традиционно изучение спиновых флуктуаций ограничивается временной корреляционной функцией второго порядка. Это связано с одной стороны с низкой чувствительностью существующих экспериментальных методик, а с другой – с отсутствием последовательных методов теоретического описания спиновых корреляторов высоких порядков. В то же время твёрдо установлено, что полная информация о спиновых свойствах системы содержится лишь в полном наборе спиновых корреляционных функций всех порядков [2]. В данной работе предложен новый метод и построена теория косвенной спектроскопии спинового шума, что позволяет преодолеть указанные трудности.

В работе рассмотрен класс полупроводниковых наноструктур слабо легированных магнитными примесями и содержащих локализованные экситонные резонансы. Естественными примерами таких структур могут быть квантовых точки или квантовые ямы с шероховатыми интерфейсами, легированные марганцем. Флуктуации спиновой поляризации марганца приводят к расщеплению экситонных резонансов, активных в двух циркулярных поляризациях. Это расщепление приводит к повороту плоскости поляризации зондирующего луча на угол, определяемый спиновой флуктуацией в исследуемой области образца. При этом важной особенностью является большая возможная величина расщепления резонансов по

сравнению с их однородным уширением. За счёт этого связь между углом фарадеевского вращения и спиновой поляризацией является нелинейной, что может проявляться и в экспериментах типа накачка-зондирование.

Указанная нелинейность приводит к появлению вкладов в корреляционную функцию фарадеевского вращения второго порядка от спиновых корреляционных функций более высоких порядков. Нами был выполнен расчёт спектров фарадеевского вращения, связанных со спиновыми флуктуациями магнитных примесей в поперечном магнитном поле (геометрия Фогта). Спектр состоит из серии пиков на частотах, кратных частоте ларморовской прецессии, что свидетельствует о возможности детектирования спиновых корреляторов высоких порядков. Оценки, основанные на параметрах реальных структур [3], показывают возможность измерения корреляционных функций вплоть до 15 порядка.

Нами были выполнены расчёты как для больших ансамблей спинов магнитных примесей, так и для режима детектирования одиночных спинов. Качественная разница спектров, заключающаяся в количестве, амплитуде и ширине пиков позволяет определить являются ли спиновые флуктуации в системе гауссовыми, то есть сводятся ли корреляторы высших порядков к двум низшим или нет.

Мы показали, что аналогично традиционной спектроскопии спинового шума [4], косвенная спектроскопия спиновых флуктуаций имеет ту же природу, что и спектроскопия комбинационного рассеяния света со множественным переворотом спинов [3]. Различием двух методик является лишь детектируемый сигнал. Это позволило нам выявить связь между спиновыми корреляционными функциями высоких порядков и спектрами рамановского рассеяния со множественным переворотом спинов.

Таким образом развитая теория косвенной спектроскопии спиновых флуктуаций открывает путь к измерению спиновых корреляторов высоких порядков.

Литература

1. V. S. Zapasskii, Adv. Opt. Photon., **5**, 131, **2013**
2. A. Bechtold et al., Phys. Rev. Lett., **117**, 027402, **2016**
3. J. Stühler et al., Phys. Rev. Lett., **74**, 2567, **1995**
4. Б. М. Горбовицкий и В. И. Перель, Оптика и спкетроск., **54**, 388, **1983**

СВЕРХБЫСТРАЯ ДИНАМИКА РАССЕЯНИЯ СВЕТА МИ-РЕЗОНАНСНЫМИ НАНОСТРУКТУРАМИ НА ОСНОВЕ ПРЯМОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Снигирев В.С., Шорохов А.С., Гулькин Д.Н., Бессонов В.О. и Федянин А.А.
Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова
snigirev@nanolab.phys.msu.ru

Диэлектрическая нанофотоника [1], основным принципом которой служит применение нанорезонаторов на основе диэлектрических материалов [2], предоставляет широкие возможности для проектирования наноструктур, обладающих высокой эффективностью работы. Это обусловлено, во-первых, низкими омическими потерями в диэлектриках в видимом и инфракрасном диапазонах и, во-вторых, ярко выраженной магнитно-дипольной модой рассеянного излучения.

Несмотря на достоинства таких структур, они, в то же время, обладают существенным недостатком – они пассивны, то есть после изготовления нет возможности изменить оптическую конфигурацию системы, т.е. влиять на то, каким образом наноструктура рассеивает излучение. Поэтому актуальном становится вопрос разработки активных, или перестраиваемых, наноструктур.

В рамках исследований [3], направленных на проектирование наноструктур нового типа, удалось разработать численный алгоритм, моделирующий динамику рассеяния света в активных наноструктурах, изучить временную эволюцию рассеяния в системах “асимметричный димер”, где модуляция угла рассеяния составила 7° для плотности энергии импульса накачки $0.9\ \frac{mJ}{cm^2}$, и “метаповерхность”, где удалось достичь семикратного относительного усиления интенсивности в дифракционном порядке для плотности энергии $0.02\ \frac{mJ}{cm^2}$.

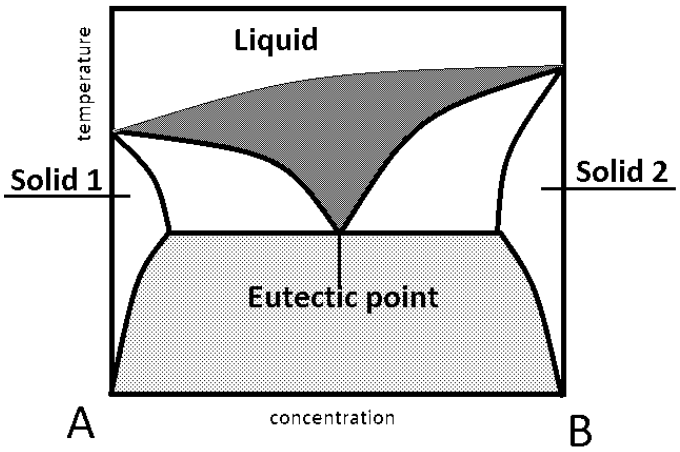
Литература

1. Arseniy I. Kuznetsov et al., Science, 354, aag2472, **2016**
2. Yuri Kivshar et al., Optics & Photonics News, 1047-6938, **2017**
Viacheslav S. Snigirev et al., J. Phys.: Conf. Series 1092, 012141, **2018**

КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ЖИДКИХ ЭВТЕКТИКАХ

Сон Л. Д., Попель П.С.

УрГПУ, УрФУ, г.Екатеринбург
ldson@yandex.ru



Доклад представляет собой обзор физической картины, которая возникла в процессе изучении жидких эвтектик. Двойная система с эвтектическим равновесием имеет общеизвестную фазовую диаграмму (см. рис.). В двухфазной области смеси двух твёрдых (светлая заливка) структура таких систем известна из металлографии. В узкой области вблизи эвтектической концентрации это весьма специфическая, сильно переплетённая на очень (несколько микрометров) мелком масштабе смесь двух фаз, причем её практически невозможно привести к крупномасштабному фазовому разделению. Если отклониться от эвтектической концентрации, то появляются области почти чистого компонента – они первыми выделяются из расплава при кристаллизации. Они примерно на порядок крупнее.

При изучении эвтектической жидкости (область с темной заливкой) обнаружено (см., например, [1,2]), что ее устройство примерно такое же, только дисперсность на 2 порядка мельче: мелкая микронеоднородность (МН) – около 10 нанометров, крупные капельки (КК) почти чистых компонентов - 50 – 100 нанометров. По размеру они по-прежнему отличаются примерно на порядок. Дискуссия о причинах самой возможности устойчивого существования и особенностях поведения такой жидкости была весьма бурной [3] и не окончена до сих пор.

Концентрационная релаксация (диффузия) к однородному распределению компонентов в жидких эвтектиках часто является неэкспоненциальной и даже немонотонной. Обсуждение

соответствующих экспериментальных данных и теоретических представлений составляет содержательную основу доклада.

С одной стороны, изучение жидких эвтектик очень важно для различных областей науки – материаловедения, физики стекла, теории процессов пайки; с другой стороны, оно пока не вылилось в единое научное направление. Основная цель доклада – показать, что для формирования такого научного направления имеются теоретические и экспериментальные основания.

Авторы выражают благодарность М.Г.Васину и С.Г.Меньшиковой за стимулирующие обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 18-03-00433, 18-02-00643.

Литература

1. И. В. Гаврилин, Изв. АН СССР, Сер. Металлы, №2, 66-73, **1985**
2. U. Dahlborg, M. Calvo-Dahlborg, P. S. Popel, V. E. Sidorov, Eur. Phys. J. B, **14**, 639-648, **2000**
3. Б.Р.Гельчинский, П.С.Попель и др., Изв. ВУЗов, Чёрная металлургия, № 5, 7, 9, **1985**

ВЯЗКОСТЬ ОБЪЕМНО-АМОРФИЗУЕМЫХ РАСПЛАВОВ $(FE_{0.75}B_{0.15}SI_{0.1})_{100-X}(NB,TA)_X$ (X=1-4)

Стерхова И.В., Камаева Л.В., Ладьянов В.И.

УдмФИЦ УрО РАН, Ижевск
irina.sterkhova@mail

Система Fe–B–Si является основой мирового промышленного производства аморфных и нанокристаллических сплавов, которые успешно заменяют многие традиционные кристаллические магнитомягкие материалы [1]. Легирование тугоплавкими элементами такими Nb и Ta позволяет получить объемные аморфные сплавы с толщиной аморфной фазы ~ 1,5 мм и повысить магнитомягкие характеристики [2]. Повышение стеклообразующей

способности, а также уровня и термовременной стабильности магнитных свойств возможно как за счет оптимизации химического состава сплава, так и за счет направленного воздействия на расплав в процессе сверхбыстрой закалки, т.е. на стадии их получения. В последнем случае, большое значение имеет детальное исследование особенностей изменения структурного состояния жидкой фазы с изменением температуры и концентрации. Как известно, важнейшим физико-химическим свойством жидкостей, в том числе расплавленных металлов является вязкость, которая чувствительна к структурным изменениям в системе и выступает в качестве одного из основных технологических параметров металлургического процесса. При аморфизации расплавов методами закалки из жидкой фазы представляет интерес не только оценка абсолютных значений вязкости, а также исследование ее температурно-концентрационного поведения. Анализ концентрационных и температурных зависимостей вязкости позволяет определить оптимальные составы сплавов и температуры закалки расплава, которые будут обеспечивать наилучшую аморфизуемость. В связи с этим в данной работе было проведено исследование температурных и концентрационных зависимостей вязкости расплавов $(Fe_{0,75}Si_{0,15}B_{0,1})_{100-x}(Nb,Ta)_x$ (x=1-4).

Кинематическую вязкость (ν) измеряли методом затухающих крутильных колебаний цилиндрического тигля с расплавом в варианте Швидковского Е.Г на автоматизированной установке [3]. Все измерения проводили в корундовых тиглях в защитной атмосфере очищенного гелия с двумя торцевыми поверхностями в режимах ступенчатого нагрева от $T_{пл}$ до 1680°С и последующего охлаждения с шагом 30°С после изотермической выдержки на каждой температуре в течение 5 минут. Повторные измерения вязкости в режимах нагрева и охлаждения проводили как после кристаллизации расплава, так и после его охлаждения до $T_{пл}$ без кристаллизации. Относительная ошибка измерения вязкости составляла - 3,5%.

Проведенные исследования показали, что при измерении вязкости исследованных расплавов с концентрацией легирующих элементов более 1,5 ат.% необходимо учитывать влияние седиментационных процессов, которые связаны с наличием в сплавах $(Fe_{0.75}B_{0.15}Si_{0.1})_{100-x}Ta_x$ и $(Fe_{0.75}B_{0.15}Si_{0.1})_{100-x}Nb_x$ (x=1-4) тугоплавких соединений FeTaB и NbB_2 соответственно. Седиментационные процессы протекают в исследованных расплавах в широком температурном интервале выше температуры ликвидус и приводят к гистерезису на температурных зависимостях декремента затухания

подвесной системы при измерении вязкости. При выборе оптимальных условий закалки для получения объемных аморфных сплавов необходимо учитывать обнаруженные особенности сохранения остатков твердого состояния до температур, превышающих температуру ликвидуса до 300К.

Равновесные температурные зависимости вязкости исследованных расплавов монотонны и хорошо описываются уравнением Аррениуса. Анализ концентрационных зависимостей вязкости показал, что на изотермах вязкости расплавов $(Fe_{0.75}B_{0.15}Si_{0.1})_{100-x}Ta_x$ и $(Fe_{0.75}B_{0.15}Si_{0.1})_{100-x}Nb_x$ (x=1-4) обнаружены максимумы вязкости вблизи 1ат.% Ta и 3ат.% Nb, соответственно. При этом вблизи указанных концентраций наблюдаются особенности на концентрационных зависимостях энергии активации вязкого течения расплавов исследованных систем. Подобный вид концентрационных зависимостей вязкости и энергии активации наблюдается при изменении ближнего упорядочения в области малых добавок для бинарных расплавов на основе Fe. Согласно полученным результатам можно полагать, что атомы Ta и Nb оказывают наибольшее влияние на изменение ближнего упорядочения в расплавах Fe-B-Si при концентрациях до 1ат.% Ta и 3 ат.% Nb.

Анализ полученных данных позволяет определить концентрационный и температурный интервалы в исследованных системах $(Fe_{0,75}B_{0,15}Si_{0,1})_{100-x}(Nb,Ta)_x$ (x=0-4) для повышения их аморфизуемости.

Работа выполнена по теме НИР (№ АААА–А16–116021010084-2) и частичной поддержке проекта фундаментальных исследований УрО РАН № 18-10-2-41.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ПОТОКОВ ТЕПЛА В ГИБРИДНЫХ N/S СТРУКТУРАХ НАНОПРОВОД/СВЕРХПРОВОДНИК

Денисов А.О.[1], Бубис А.В.[2], Титова Н.А.[3], Тихонов Е.С.[1,*], Храпай В.С.[1]

[1]Институт физики твердого тела, г. Черноголовка, Россия
[2]Сколковский институт науки и технологий, г. Москва, Россия
[3]Московский педагогический государственный университет, г. Москва, Россия
**tikhonov@issp.ac.ru*

Реализация наведенной топологической сверхпроводимости (ТС) в полупроводниковых нанопроводах является одной из самых громких тем в физике конденсированного состояния за последние 10 лет. Согласно теоретическим предсказаниям, баллистический проводник с наведённой s-сверхпроводимостью, спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы и сломанной симметрией по обращению времени может быть введён в состояние ТС [1,2]. Детектирование топологической фазы в реальных системах, однако, совсем непросто. Привычные транспортные методы здесь практически бессильны, так как электрический транспорт через нанопровод шунтируется сверхпроводником с нулевым сопротивлением. Наиболее естественным в данном случае является изучение теплового транспорта в таких структурах.

Предсказывается, что в точках перехода между тривиальной и топологической фазами в величине теплового кондактанса G_{th} нанопровода с наведенным параметром порядка будут наблюдаться резкие пики величиной ровно квант теплового кондактанса G_0 [3]. При этом важно, что введение в расчёт беспорядка не меняет высоту этих пиков. Вне точек перехода сверхпроводник тепло в себя не пропускает и, соответственно, $G_{th} = 0$. Таким образом, изучение потоков тепла могло бы являться методом прямого доказательства топологического перехода, в том числе и в присутствии сильного беспорядка, однако на данный момент не существует ни одной опубликованной экспериментальной работы по проверке этого теоретического результата.

Я расскажу об экспериментальном исследовании разделения зарядового и теплового токов вблизи сверхпроводящего контакта к

диффузионному полупроводниковому нанопроводу. Работая в тривиальной фазе, мы продемонстрировали принципиальную возможность измерения теплового кондактанса $G_{th} \square G_0$ диффузионного InAs нанопровода, который покрыт сверхпроводником Al. Геометрия и основная идея эксперимента изображена на рисунке. Греющий ток пропускается через левую секцию нанопровода в сверхпроводящий терминал. В режиме упругого транспорта выделяющееся джоулево тепло диффундирует в нормальные контакты. Доля тепла, уходящего в левый и правый контакты, определяется отношением тепловых кондактансов G_1, G_2 и G_{th}. Измеряя среднюю неравновесную температуру правой секции нанопровода методом шумовой термометрии и зная полное количество выделяющегося джоулевого тепла, мы экспериментаьно определяем G_{th}.

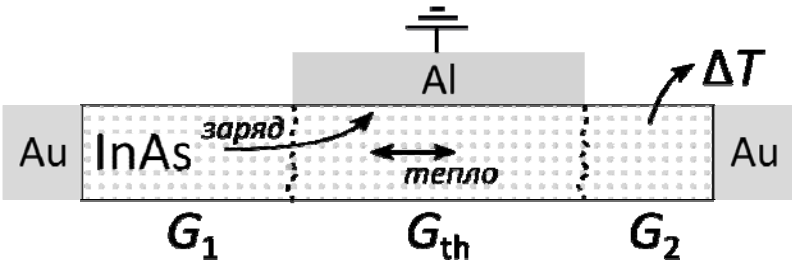


Рис. Стратегия измерения теплового кондактанса InAs нанопровода под сверхпроводящим Al контактом.

Измерения токовых флуктуаций были частично проведены в рамках госзадания ИФТТ РАН.

Литература

1. Roman M. Lutchyn, Jay D. Sau, and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett., **105**, 077001, **2010**
2. Yuval Oreg, Gil Refael, and Felix von Oppen, Phys. Rev. Lett., **105**, 177002, **2010**
3. A.R. Akhmerov, J.P. Dahlhaus, F. Hassler, M. Wimmer, and C.W.J. Beenakker, Phys. Rev. Lett., **106,** 057001, **2011**

НОВЫЕ ВЫСОКОЭНТРОПИЙНЫЕ СПЛАВЫ С ГПУ СТРУКТУРОЙ В СИСТЕМАХ ScTiZrHf(Nb)

Упоров С. А., Ягодин Д. А., Эстемирова С. Х.,
Балякин И. А., Рыльцев Р. Е.
Институт металлургии УрО РАН, Екатеринбург
segga@bk.ru

Образование монофазных твердых растворов в многокомпонентных системах – одно из интригующих направлений в современном материаловедении. Повышенная конфигурационная энтропия таких сплавов позволяет стабилизировать в литом состоянии нехарактерные для входящих в их состав элементов кристаллические структуры, которые обладают высокой плотностью дефектов. Такие материалы демонстрируют интересные физические и химические свойства, несвойственные классических сплавам на базе одного или двух металлов.

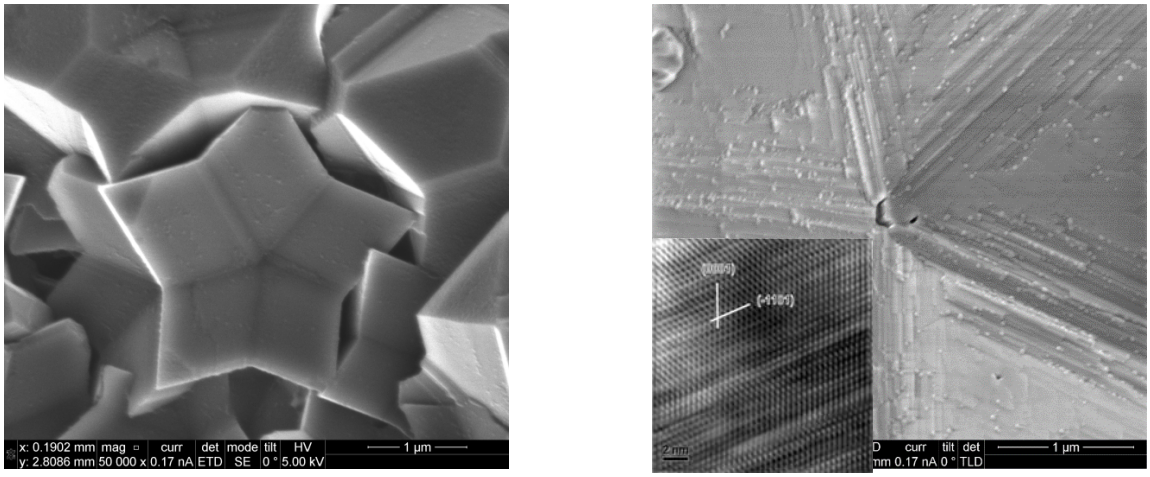
В данной работе мы рассматриваем два эквиатомных сплава ScTiZrHf и ScTiZrHfNb. Для указанных комбинаций элементов предварительный термодинамический анализ указывал на высокую вероятность образования ОЦК твердых растворов. С целью проверки этого предположения были синтезированы оба состава, изучены их структура (методами рентгеновской дифракции и электронной микроскопии) и свойства (электропроводность и теплопроводность) в широкой области температур. Анализ кристаллической структуры полученных образцов показал, что оба сплава формируют однофазный твердый раствор с ГПУ структурой, обладающей малой плотностью дефектов. После высокотемпературного отжига в течение 50 часов структурное состояние полученных материалов сохраняется, наблюдаются лишь незначительные релаксации кристаллической структуры. Варьируя условия синтеза и последующей термической обработки материалов, удалось идентифицировать фазовые превращения в обеих системах. В обоих сплавах определены температуры трансформации ГПУ↔ОЦК. Вследствие почти совершенной кристаллической решетки, сплавы демонстрируют чисто металлический характер электрической проводимости и относительно высокие значения теплопроводности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант РНФ № 19-73-20053).

СИНТЕЗ И СТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ КРИСТАЛЛОВ СИСТЕМЫ БОР-УГЛЕРОД

Филоненко В.П., Зибров И.П.
Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН
filv@hppi.troitsk.ru

Наиболее известным и изученным соединением в системе бор-углерод является карбид бора. Содержание углерода в нем может изменяться в широком интервале. При максимальном содержании углерода стехиометрия карбида соответствует составу B_4C, а вопрос о минимальном содержании углерода, при котором структура бора переходит в карбид остается открытым. Основными элементами структуры являются икосаэдры B_{12}. Они располагаются в вершинах ромбоэдрической ячейки и связаны между собой линейной группой из трех атомов. Для реализации стехиометрии B_4C эта группа должна состоять из трех атомов углерода (C—C—C), а в соединении $B_{13}C_2$ она включает бор (C—B—C). Объем элементарной ячейки для состава $B_{13}C_2$ составляет 334.3 $Å^3$. В данной работе представлен анализ морфологии, состава и структурных характеристик карбида бора, полученного при деструкции М-карборана ($B_{10}C_4H_{16}O_2$) в условиях высоких давлений и температур. Термобарическая обработка М-карборана показала, что при температурах выше 900°C он разлагается. При этом формируются кристаллы карбида бора со структурой $B_{13}C_2$, но с большим размером элементарной ячейки. Морфология частиц отражает их рост вокруг оси пятого порядка циклическим двойникованием. Для таких кристаллов характерны формы звездчатых многогранников (Рис. 1а).

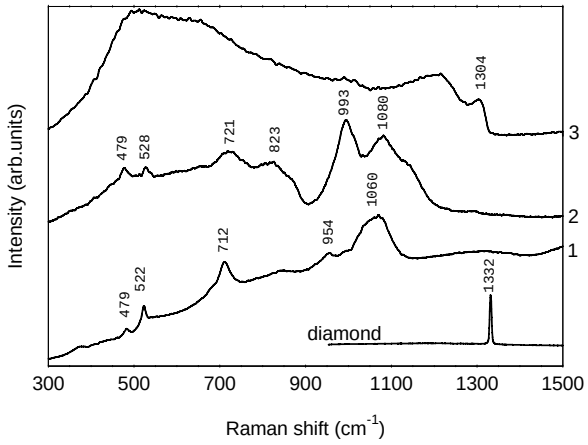


а б

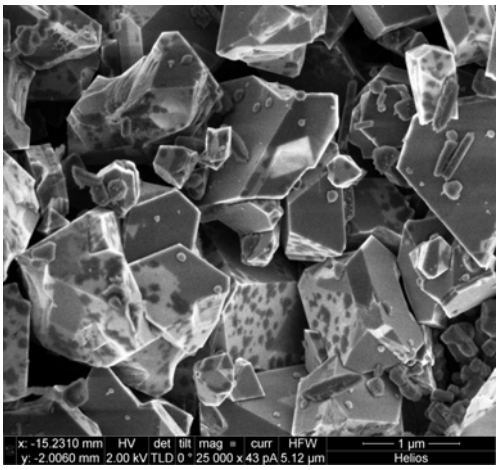
Рис. 1. Морфология (а) и структура (б) карбида бора из М-карборана

Структура карбида из М-карборана индицируется как гексагональная, а объем ее ячейки составляет 343.2 Å^3. Карбид бора с такими большими параметрами синтезирован впервые [1]. Содержание углерода в нем по экстраполяции литературных данных и результатам элементного анализа можно оценить в 5% ($B_{19}C$).

При термобарической обработке (8.0 ГПа, 1600-1700 °С) смесей М-карборана с наноразмерным углеродом кристаллизуются алмазы и карбид бора со стехиометрией, близкой к B_4C. Основные отличия в Рамановских спектрах карбидов бора наблюдаются в диапазоне от 900 до 1200 см$^{-1}$ (Рис. 2а). Вероятно, они связаны с изменением элементного состава.



а



б

Рис. 2. Анализ карбида бора и легированного бором алмаза (HBDD):
а – Рамановские спектры: 1 – карбид $B_{19}C$, 2 – карбид B_4C; 3 – HBDD;
б – морфология микрокристаллов легированного бором алмаза

Алмазы, синтезированные из смесей М-карборана с ламповой сажей имеют параметр ячейки 3.574(4) Å, а максимум алмазного пика на Рамановском спектре смещен с 1332 см$^{-1}$ до 1304 см$^{-1}$. Это свидетельствует о степени легирования алмаза бором на уровне 1.5%. Алмазы формируются в виде индивидуальных кристаллов с хорошей огранкой (Рис. 2б), что позволяет с помощью рентгеновских методов уточнять их структуру, более точно определять количество бора в решетке [2] и его влияние на различные характеристики.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (научный проект № 17-02-01285).

Литература

1. V. P. Filonenko, P. V. Zinin, I. P. Zibrov, etc. Crystals, **8**, 448, **2018**
2. I. P. Zibrov, V. P**.** Filonenko. Crystals, **8,** 297**, 2018**

ПРОЦЕССЫ ЭЛЕКТРОКРИСТАЛЛИЗАЦИИ В АМОРФНОМ ЛЬДЕ

Хуснутдинов Р.М. и Мокшин А.В.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия
e-mail: khrm@mail.ru

В последние годы исследование свойств воды в конфайнменте привлекает особое внимание ученых из-за ее важности для понимания многих биологических и геологических процессов, таких как: процессы, происходящие в мембранах и клетках; транспортные процессы в порах; капиллярные явления; динамические процессы при высоких давлениях, осуществляемые в недрах спутников некоторых планет Солнечной системы.

В данной работе моделированием молекулярной динамики мы изучаем влияние внешнего электрического поля на гомогенное зародышеобразование льда в переохлажденной воде, заключенной между двумя графеновыми слоями. Исследуемая система состояла из 1152 атомов углерода, формирующие графеновые слои и 1530 молекул воды. Взаимодействие между молекулами воды осуществлялось с помощью модельного потенциала Tip4p/Ice [1], которая, как было показано в работе [2], корректно воспроизводит фазовую диаграмму. Для фиксации внутримолекулярных связей применялся SHAKE-алгоритм [3]. Для расчета энергии электростатических взаимодействий использовали PPPM-метод [4] с радиусом усечения r_c=13Å. Взаимодействия между атомами углерода и молекулами воды осуществлялось с помощью потенциала Леннарда-Джонса [5], где параметры взаимодействия определялись на основе правила смешивания Лоренца-Бертло. Периодические граничные условия были наложены только вдоль x и y направлений. Моделирование выполнялось в изотермически-изохорическом (NVT-) ансамбле при температуре T=268 K и плотности 0.94 г/см^3. Переохлажденная фаза воды при температуре T=268 K была получена из высокотемпературного жидкого состояния, при T=350 K минуя кристаллизацию. Скорость охлаждения составила $\gamma=10^{12}$ K/s. Для стабилизации температуры использовался термостат Нозе-Гувера с параметром релаксации 1.0 пс. Интегрирование уравнений движений было выполнено на основе алгоритма Верле в скоростной форме с временным шагом 2.0 фс. Внешнее однородное электрическое поле с

напряженностью E=0.5 В/Å было наложено вдоль бокового *y*-направления.

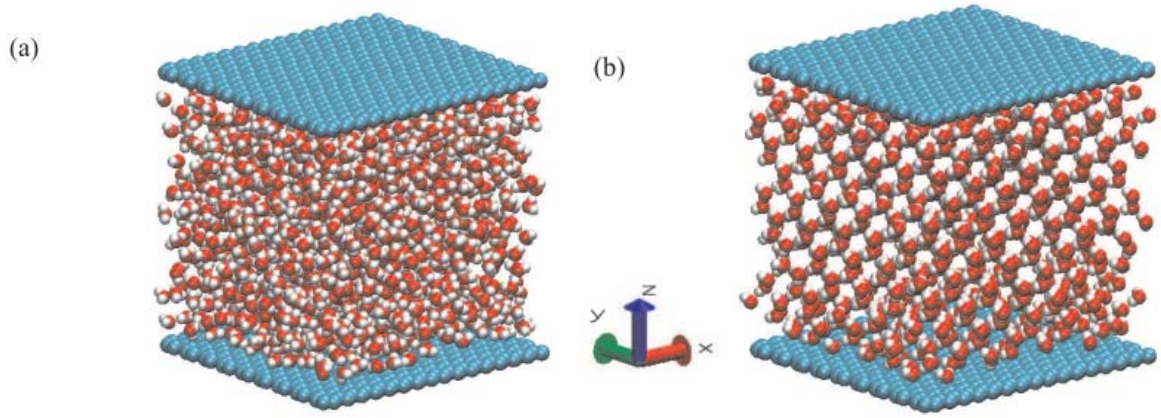


Рис. 1. Мгновенные конфигурации системы: (а) в начальный момент времени; (б) после наложения внешнего электрического поля.

В данной работе исследовано влияние внешнего электрического поля на гомогенное зародышеобразование льда в переохлажденной воде, заключенной между двумя слоями графена. Установлено, что однородное электрическое поле, приложенное перпендикулярно графеновым слоям не приводит к процессам структурного упорядочения, в то время как поле, направленное в боковом направлении приводит к кристаллизации переохлажденной воды в кубический лед *Ic*. На рис. 1 представлены мгновенные конфигурации системы при температуре T=268 K в отсутствии (левая колонка) и при наличии (правая колонка) внешнего электрического поля.

Работа поддержана Российским Научным Фондом (проект 19-12-00022). Вычислительная часть работы, связанная с моделированием молекулярной динамики, выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (№18-02-00407-а).

Литература

1. J.L.F. Abascal, E. Sanz, R.G. Fernandez, C. Vega, J. Chem. Phys. **122**, 234511, **2005**.
2. C. Vega, J.L.F. Abascal, Phys. Chem. Chem. Phys. **13**, 19663, **2011**.
3. J.P. Ryckaert, G. Ciccotti, H.J.C. Berendsen, J. Comp. Phys. **23**, 327, **1977**.
4. G. Rajagopal, R.J. Needs, J. Comp. Phys. **115**, 399, **1994**.
5. M.C. Gordillo, J. Marti, J. Phys.: Condens. Matter. **22**, 284111, **2010**.
6. W. Drost-Hansen, J.L. Singleton, Fundamentals of Medical Cell Biology (JAI, Greenwich, CT, 1992).
7. M. Gavish, J.L. Wang, M. Eisenstein, M. Lahav, L. Leiserowitz, Science **256**, 815 (1992).

ВОЗВРАТНОЕ ПЛАВЛЕНИЕ В ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЕ ГЕРЦА

Циок Е. Н., Фомин Ю. Д., Гайдук Е. А., Рыжов В. Н.

Институт физики высоких давлений РАН
elena.tsiok@gmail.com

Фазовая диаграмма и сценарий плавления двумерной системы сфер Герца сильно зависит от мягкости потенциала, определяемой показателем степени α, входящего в определение потенциала взаимодействия [1]. Нами было показано [2], что для α=5/2 фазовая диаграмма системы состоит из нетривиальных двумерных структур с возвратным плавлением в широком диапазоне плотностей, включая додекагональный квазикристалл. Было установлено, что плавление треугольного и квадратного кристаллов низкой плотности происходит в соответствии с разными сценариями, включая (1) - переход первого рода, (2) - два непрерывных перехода типа Березинского-Костерлица-Таулеса (БКТ) через промежуточную гексатическую фазу и (3) - двухстадийное плавление посредством двух переходов: непрерывного БКТ перехода кристалл – гексатическая/тетратическая фаза и перехода первого рода гексатическая/тетратическая фаза – изотропная жидкость. Было показано, что случайный пиннинг (0.1%) не повлиял на сценарий плавления треугольного кристалла в изотропную жидкость, а лишь расширил область гексатической фазы. Однако, в области возвратного плавления квадратного кристалла концентрация пиннинговых частиц 0.2% привела к кардинальному изменению сценария плавления от перехода первого рода к двухстадийному.

Особое внимание в работе уделено влиянию случайного пиннинга на кинетику сценария фазового перехода первого рода между треугольным и квадратным кристаллами при низких температурах. Моделирование системы из 20000-22500 частиц проводилось методом молекулярной динамики в NVT- и NVE-ансамблях. Концентрация пиннинговых частиц варьировалась от 0.1% до 0.4%. На уравнениях состояния (изотермах) в системе без пиннинга наблюдались пилообразные несимметричные петли Майера-Вуда, что приводило к трудностям в определении точных границ двухфазной области. Сглаживание петли достигалось

длительным моделированием, что объясняется медленным процессом образования и роста зародышей новой фазы. Введение случайного пиннинга в систему сильно ускорило этот процесс. Было рассчитано асимптотическое поведение корреляционных функций ориентационного и трансляционного параметров порядка для определения границ устойчивости кристаллических и ориентационно упорядоченных фаз, а также упругих модулей. Сопоставление пределов стабильности треугольного и квадратного кристаллов, а также гексатической и тетратической фаз с петлей Майера-Вуда позволило определить сценарии перехода.

Впервые было показано, что случайный пиннинг (0.2%) может кардинально изменить переход первого рода на линиях фазовых переходов между различными кристаллическими фазами при низких температурах за счет генерации в системе гексатической и тетратической фаз (возвратного плавления). Мы предлагаем новый сценарий перехода между кристаллическими фазами посредством трех переходов: переход треугольный кристалл - гексатическая фаза происходит посредством непрерывного перехода типа БКТ, переход гексатическая фаза – тетратическая фаза - посредством перехода первого рода и, наконец, непрерывный переход типа БКТ из тетратической фазы в квадратный кристалл.

Для полноты картины нами было исследовано поведение диффузии и модуля сдвига в гексатической и тетратической жидкостях и двухфазной области между ними при низкой температуре. Было показано, что коэффициент самодиффузии в таких жидкостях является ненулевым, при этом модуль сдвига обращается в нуль.

Фазовая диаграмма двумерной системы сфер Герца для $\alpha=7/2$ представляет собой треугольный кристалл, кривая плавления которого имеет несколько максимумов и минимумов [1]. На левой ветви до первого максимума была обнаружена трикритическая точка со сменой сценария плавления от двухстадийного с переходом первого рода гексатик-изотропная жидкость до двух непрерывных переходов типа БКТ. В работе обсуждаются возможные механизмы формирования необычной фазовой диаграммы и наличие в системе водоподобных аномалий.

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ (№19-12-00092).

Литература

1. W. L. Miller, A. Cacciuto, Soft Matter, **7**, 7552, **2011**
2. Yu. D. Fomin, E. A. Gaiduk, E. N. Tsiok, V. N. Ryzhov, Molecular Physics, **116**, 3258-3270, **2018**

ВЕЙЛЕВСКИЙ ПОЛУМЕТАЛЛ, ТРАСФЕРМАТРИЦЫ, И КИРАЛЬНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ СВЕТА

Щелкачев[1] Н.М, Лозовик[2] Ю.Е.

[1] ИФВД РАН, г. Троицк, г. Москва
[2]ИС РАН, г. Троицк, г. Москва

Экспериментальное обнаружение трехмерных дираковских фермионов в Na_3Bi и Cd_3As_2 [1,2] открыло новое направление в физике конденсированного состояния и в материаловедении -- вейлевские полуметаллы (WS). Эти материалы характеризуются нарушением симметрии к обращению времени и/или пространственной инверсии. Зона Бриллюэна WS содержит так называемые пары вейлевских узлов. Поскольку эти узлы могут являться источниками и стоками кривизны Берри, в WS появляются необычные поверхностные состояния. WS можно рассматривать как трехмерное обобщение графена, но, в отличие от графена, Дираковские точки в таком полуметалле не приобретают щель за счет спин-орбитального взаимодействия: пересечение линейных дисперсий защищено симметрией кристалла. Дираковская природа квазичастиц была подтверждена исследованием электронной структуры этих материалов с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением, также наблюдалась очень высокая подвижность электронов (сравнимая с графеном) [1,2].

Представлены новые результаты, касающиеся распространения электромагнитного поля в вейлевском полуметалле. Используя соображения, основанные на симметрии, получено общее выражение для диэлектрического тензора Методом трансферматриц показано,

что существует трехкомпонентный вектор-параметр, значительно влияющий на диэлектрический тензор и амплитуды прохождения волны электромагнитного поля. Меняя параметры системы можно перейти от среды с керровским или фарадеевским вращением поляризации к системе с киральной фильтрацией электромагнитного поля.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ №18-12-00438

Литература

1. Z. K. Liu et al., Science **343**, 864, **2014**
2. S. Borisenko et al., Phys. Rev. Lett. **113**, 027603, **2014**

ИЗУЧЕНИЕ ИЗОТОПИЧЕСКИ ЧИСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ ГЕРМАНИЯ ^{70}GE И ^{74}GE МЕТОДОМ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР 80-296 К.

Энкович П. В.[1*], Бражкин В. В.[1], Ляпин С. Г.[1], Гавва В.А.[2]

[1] *Институт физики высоких давлений РАН, 108840, Троицк, Москва, Россия*
[2] *Институт химии высокочистых веществ РАН, 603950, Н. Новгород, Россия*
**e-mail: enkovich@hppi.troitsk.ru*

Исследования по влиянию изотопического состава на физико-химические и электромагнитные свойства твёрдых тел являются одними из наиболее интересных и обсуждаемых в современной науке и технике. Важное место в этих исследованиях занимают работы по изучению влияния изотопического состава на динамику решётки кристаллов. Различие в параметрах решётки и частотах фононных мод для двух химически идентичных кристаллов, образованных разными изотопами, является наибольшим при абсолютном нуле температуры и исчезает при температурах выше температуры Дебая. Данное различие обусловлено совместным проявлением нулевых

колебаний и ангармонизмом потенциала взаимодействия атомов. Таким образом, изотопические эффекты в твёрдых телах, наблюдаемые в частотах фононных мод и параметрах решётки в области температур, лежащих ниже температуры Дебая, являются квантовыми эффектами, которые могут быть изучены при тщательных макроскопических наблюдениях.

В последние годы наблюдается значительный прогресс в технологии получения монокристаллических образцов стабильных изотопов кремния и германия с высокой химической и изотопной чистотой. Благодаря коллегам из института химии высокочистых веществ нам стали доступны высоко чистые монокристаллы германия ^{70}Ge и ^{74}Ge. Особый интерес для нас представляет исследование влияния температуры и давления на квантовые изотопические свойства германия (ранее нами проводились аналогичные исследования для алмаза [1] и кремния [2]).

Цель настоящей работы состояла таким образом в сравнительном изучении рамановских спектров для изотопически чистых монокристаллов германия ^{70}Ge и ^{74}Ge в широком температурном интервале от 80 К до 296 К.

Измерения рамановских спектров в изотопах германия показали, что квантовые изотопические эффекты (различие между нормированными частотами изотопов германия от соответствующих значений в классическом пределе) становятся хорошо заметными для наблюдения и качественно согласуются с теоретическими оценками. Также было обнаружено, что квантовые эффекты существенно возрастают при понижении температуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-32-00693) и РНФ (грант № 19-12-00111). Авторы выражают благодарность С. М. Стишову за предоставление образцов.

Литература

1. P. V. Enkovich, V. V. Brazhkin, S. G. Lyapin, H. Kanda, A. P. Novikov, and S. M. Stishov, Phys. Rev. B **93**, 014308, **2016**.
2. P. V. Enkovich, V. V. Brazhkin, S. G. Lyapin, A. P. Novikov, A. V. Gusev, V. A. Gavva, M. F. Churbanov, S. M. Stishov, J. Phys. Commun., **1**, 5, 055005, **2017**.

ДВУХСТУПЕНЧАТАЯ АКТИВАЦИЯ, УПРАВЛЯЕМАЯ ДЕФЕКТАМИ И НАПРАВЛЕННЫЕ ФРОНТЫ ПЛАМЕНИ

Яковлев Е. В.[1,*], Крючков Н.П. [1], Овчаров П.В. [1],
Сапелкин А.В.[2], Юрченко С.О.[1]

[1] МГТУ им. Н.Э. Баумана, ул. 2-я Бауманская, д.5, Москва, Россия
[2] Лондонский Университет Королевы Марии, E14NS Лондон, Великобритания
** yakov.egor@gmail.com, st.yurchenko@mail.ru*

Дефекты играют важную роль в физике твердых тел, влияя на их механические, электромагнитные и химические свойства. Однако в настоящее время тепловая активация дефектов в химически-активных твердых телах остается плохо изученной в микроскопическом масштабе. Эта проблема связана в первую очередь с тем, что в классических материалах не могут проводиться прямые наблюдения процессов и явлений на уровне отдельных молекул или атомов. Вместе с тем, численное моделирование соответствующих фундаментальных явлений из первых принципов является чрезмерно трудоемкой задачей. Следовательно, существует явная потребность в модельных системах, при помощи которых возможны исследования на уровне отдельных частиц поведения дефектов в различных конденсированных средах. Одной из таких систем является комплексная (пылевая) плазма. Эти системы демонстрируют молекулярно-подобное поведение, и, при помощи таких систем, уже проводились исследования таких фундаментальных явлениях, как плавление [1], кристаллизация [2], перенос тепла [3], дислокационная динамика [4], стеклование и стеклообразное состояние [5], и спинодальный распад [6]. Недавно было показано, что комплексная (пылевая) плазма может служить в качестве открытой системы с, экспериментально контролируемой, регулируемой тепловой активацией. Это позволяет исследовать явления, свойственные химически активным средам, такие как распространение фронтов пламени [7], тепловой взрыв [8] и генерация акустических волн из-за термоакустической неустойчивости [9]. Благодаря визуализации отдельных микрочастиц, комплексная плазма предоставляет уникальную возможность для анализа на кинетическом уровне сложных явлений, которые аналогичны таковым в химически-

активных средах, включая поведение тепловых дефектов в твердых телах.

В этой работе мы показываем, что термическое поведение дефектов имеет особенности двухступенчатых экзотермических реакций с предварительным равновесием. Мы используем эксперименты с монослойной комплексной (пылевой) плазмой и показываем, что она демонстрирует активационное термическое поведение, подобное химически-активным средам. Кроме того, впервые мы демонстрируем возможности управления фронтами пламени с помощью дефектов. Результаты показывают, что ряд сложных явлений, находящихся на острие современной науки (например, активация дефектов, динамика фронта пламени и т.д.), теперь можно исследовать экспериментально в микроскопическом масштабе.

Работа поддержана грантом РНФ 17-19-01691.

Литература

1. J. D. Williams, et al. Physical Review E., **86**, 4, 046401, **2012**
2. M. Rubin- Zuzic, et al. Nature Phys., **2**, 181, **2006**
3. S. Nunomura, et al., Phys. Rev. Let., **95**, 2, 025003, **2005**
4. P. Hartmann, et al., Phys. Rev. Let., **113**, 2, 025002, **2014**
5. H. Huang, et al., Phys. Plasmas., **26**, 1, 013702, **2019**
6. C. Killer, et al., Phys. Rev. Let., **116**, 11, 115002, **2016**
7. L. Couedel, et al., Phys. Rev. E., **97**, 043206, **2018**
8. S. O. Yurchenko, et al., Phys. Rev. E., **96**, 043201, **2017**
9. N.P. Kryuchkov, et al., Phys. Rev. Lett. **121**, 075003, **2018**

УНИВЕРСАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ В ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЯХ КИНЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛЛИЗАЦИИ РАЗЛИЧНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СТЕКОЛ

Яруллин Д.Т., Галимзянов Б.Н., Мокшин А.В.
Казанский федеральный университет, Институт физики, Казань
yarullindt@gmail.com

Выявление универсальных закономерностей в температурных зависимостях кинетических характеристик кристаллизации является одной из актуальных задач физики конденсированного состояния и материаловедения. Обнаружение таких универсальностей дает возможность предсказывать поведение совершенно разных типов систем в различных термодинамических условиях, в том числе, определять наличие/отсутствие общих физико-механических свойств. Использование приведенной температурной шкалы является обязательным условием для выявления универсальности в температурных зависимостях кинетических характеристик кристаллизации, например, таких как скорость зародышеобразования, скорость роста кристаллитов и скорость присоединения частиц к поверхности кристаллитов. Одной из главных проблем при решении данной задачи является отсутствие подходящей температурной шкалы, ранжирующей температурную область в интервале $0 \leq T \leq T_m$ (T_m – температура плавления системы) одинаковым образом для различных типов систем. Здесь, наиболее распространенными являются приведенные температуры T/T_m и T/T_g (T_g - температура стекольного перехода), которые не позволяют охватить широкий температурный интервал и выполнить единое ранжирование, так как температура T_g зависит от скорости охлаждения и других факторов, в том числе, может принимать разные значения для системы одного и того же типа.

В настоящей работе вводится приведенная температура $\tilde{T}$, определяемая выражением следующего вида [1]

$$\tilde{T} = K_1\left(\frac{T}{T_g}\right) + K_2\left(\frac{T}{T_g}\right)^2. \qquad (1)$$

где

$$K_1 = \left(\frac{0.5 - \left(\frac{T_g}{T_m}\right)^2}{1 - \frac{T_g}{T_m}} \right), K_2 = \left(\frac{\frac{T_g}{T_m} - 0.5}{\frac{T_m}{T_g} - 1} \right). \quad (2)$$

Здесь входными параметрами являются температура стеклования T_g и температура плавления T_m. Приведенная $\tilde{T}$-шкала не зависит от типа системы и способа приготовления стекольного состояния.

В работе рассмотрены экспериментально рассчитанные температурные зависимости коэффициента поверхностной самодиффузии D_s для различных типов кристаллизующихся молекулярных стекол, среди которых орто-терфенил, гризеофульвин, индометацин и нифедипин, которые широко применяются в фармацевтической промышленности [2]. Величина D_s является кинетическим параметром, характеризующим мобильность частиц (атомов, молекул), и эта величина непосредственно связанна со скоростью присоединения частиц к поверхности кристаллических зародышей, формирующихся в этих системах. Показано, что величина D_s как функция от приведенной температуры $\tilde{T}$, описывается степенной зависимостью

$$\frac{D_s(\tilde{T})}{D_s^{(g)}} = (2\tilde{T})^{\chi}. \quad (3)$$

Здесь $D_s^{(g)}$ - коэффициент поверхностной самодиффузии при температуре T_g. Обнаружено наличие корреляции между показателем степени χ и индексом хрупкости *m*, введенным Энджеллом для классификации стеклообразующих жидкостей [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 19-12-00022).

Литература

1. A.V. Mokshin, B.N. Galimzyanov, PCCP. **19**, 11340, **2017**
2. C. Huang, S. Ruan, T. Cai, L. Yu, J. Phys. Chem. B **121**, 9463, **2017**
3. L.-M. Wang, V. Velikov, C.A. Angell, J. Chem. Phys. **117,** 10184, **2002**