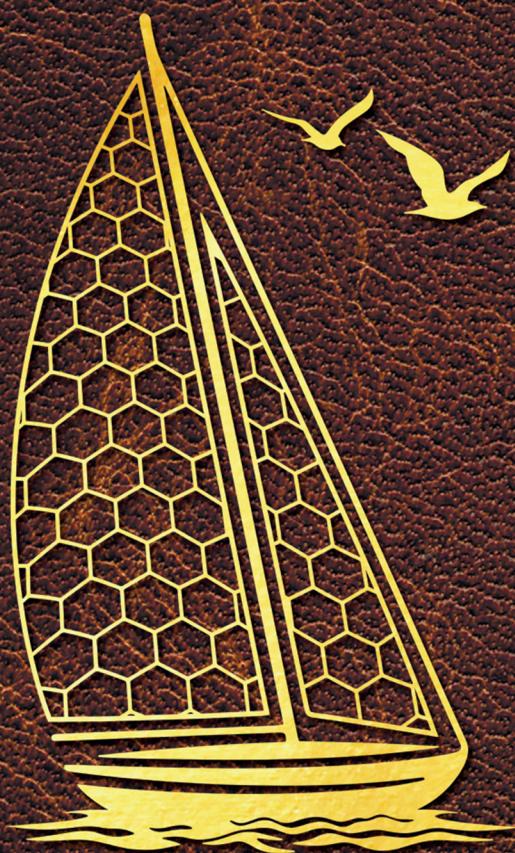


Сборник тезисов
XXV Всероссийской конференции

**Проблемы физики твёрдого тела
и высоких давлений**



БУРЕВЕСТНИК – XXV

18 – 27 сентября 2026 г.
Сочи

Министерство науки и высшего образования РФ
Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН
Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
Московский Государственный Университет им. М. В. Ломоносова

XXV Всероссийская конференция
«Проблемы физики твердого тела
и высоких давлений»

г. Сочи, пансионат «Буревестник»
18–27 сентября 2026 г.

ТЕЗИСЫ

Москва, ФИАН 2026

УДК 538.9(043.2)
ББК В37я431 + В367.1я431

Главный редактор В. Н. Рыжов, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
Ответственный редактор В. Е. Анкудинов к.ф.-м.н. (ИФВД РАН)

Редакционная коллегия: В. В. Бражкин, академик РАН, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН); П. И. Арсеев, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. (ФИАН); В. Н. Рыжов, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН); А. А. Федянин, д.ф.-м.н., проректор (МГУ им. М. В. Ломоносова); В. Е. Антонов, д.ф.-м.н. (ИФТТ РАН); М. М. Глазов, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. (ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН); С. В. Демишев, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН).

К26 Проблемы физики твердого тела и высоких давлений:
Тезисы XXV Всероссийской конференции, г. Сочи,
пансионат «Буревестник», 18–27 сентября 2026 г. –
Москва–Сочи: Изд-во ФИАН, 2026. – 133 с.

Problems of solid-state physics and high-pressure science:
Abstracts of the XXV All-Russian Conference, Sochi,
“Burevestnik” pension, September, 18–27, 2026. – Moscow–
Sochi: LPI RAS Publ., 2026. – 133 p.

ISBN

XXV Всероссийская конференция «Проблемы физики твердого тела и высоких давлений» продолжает регулярную серию школ, которые проводились Институтом физики высоких давлений РАН каждые два года, начиная с 1989 г. 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

УДК 538.9(043.2)
ББК В37я431 + В367.1я431

© Коллектив авторов, 2026
© ФИАН, 2026

От редакции

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. Традиционно такие Конференции проходят осенью на базе обособленного подразделения Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова — пансионата МГУ «Буревестник».

С течением времени увеличивалось количество молодых участников, интерес к участию в Конференции проявлял все более широкий круг ученых. В 2014 году Оргкомитет Конференции принял решение с 2015 года проводить данную конференцию ежегодно, организуя ее по очереди силами Института физики высоких давлений РАН, Физического института РАН и Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, для того, чтобы охватить большой круг молодых ученых. Организованная ИФВД РАН в 2026 году юбилейная Всероссийская Конференция будет 25-й в 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 ещё большего количества молодых ученых и содействие развитию их творческой научной активности. Особенностью школы-конференции является обязательное устное выступление с устными докладами всех молодых участников.

Дополнительная информация, тезисы докладов, программа и фотографии доступны на сайтах XXV Конференции:

<https://school.hppi.troitsk.ru/>

<http://www.hppi.troitsk.ru/meetings/school/XXV - 2026/inform-26.htm>

<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

ООО «Сигнифика»

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

1. Председатель – В. В. Бражкин, академик РАН, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
2. Сопредседатель – П. И. Арсеев, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. (ФИАН)
3. Заместитель Председателя – А. А. Федянин, д.ф.-м.н., проректор (МГУ им. М. В. Ломоносова)
4. В. Е. Антонов, д.ф.-м.н. (ИФТТ РАН)
5. М. М. Глазов, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. (ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН)
6. В. Н. Рыжов, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
7. С. В. Демишев, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

1. Председатель – В. Н. Рыжов, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
2. Заместитель Председателя – А. А. Федянин, д.ф.-м.н., проректор (МГУ им. М. В. Ломоносова)
3. П. И. Арсеев, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. (ФИАН)
4. В. В. Бражкин, академик РАН, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
6. В. Е. Анкудинов, к.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
7. З. Н. Волкова, к.ф.-м.н. (ИФМ УрО РАН)
8. А. В. Богач, к.ф.-м.н. (ИОФ РАН)
9. А.Н. Азаревич, к.ф.-м.н. (ИОФ РАН)
10. А. Н. Самарин, к.ф.-м.н. (ИОФ РАН)
11. В. С. Журкин (ИОФ РАН)
12. С. И. Вотякова (ИФВД РАН)

СОДЕРЖАНИЕ

От редакции.....	3
ОРГАНИЗАТОРЫ	4
СОДЕРЖАНИЕ.....	5
ПАРАМЕТРЫ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОРИСТО-МОНОЛИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ НИКЕЛИДА ТИТАНА ПОСЛЕ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ОБРАБОТКИ <u>Аникеев С. Г.,</u> <u>Артюхова Н. В.,</u> <u>Лобань В. В.,</u> <u>Большевич Е. А.,</u> <u>Пахолкина С. А.</u>	14
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ЭВТЕКТИЧЕСКИХ СПЛАВОВ МЕТОДОМ ФАЗОВОГО ПОЛЯ <u>Анкудинов В. Е.,</u> Гордеев Г. А.	16
ИССЛЕДОВАНИЕ НАВОДОРАЖИВАНИЯ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКОГО СОЕДИНЕНИЯ Ti_2Ni С ДОБАВКАМИ МЕДИ <u>Артюхова Н. В.,</u> <u>Аникеев С. Г.,</u> <u>Лобань В. В.,</u> <u>Большевич Е. А.,</u> <u>Пахолкина С. А.</u>	18
ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ АМОРФНОГО ФУЛЛЕРЕНА C_{60} ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ <u>Баграмов Р.Х.,</u> <u>Блантер М.С. ,</u> <u>Филоненко В.П. ,</u> <u>Зибров И.П. ,</u> <u>Бражкин В.В.</u>	20
ПСЕВДОЩЕЛЕВАЯ ФИЗИКА В СЛОИСТОЙ МОДЕЛИ ХАББАРДА С ПРИТЯЖЕНИЕМ В РЕЖИМЕ УМЕРЕННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ <u>Белов А.В.,</u> <u>Рубцов А.Н.</u>	21
УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ЖИДКОЙ ФАЗЫ ЦЕРИЯ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ПЛОТНОСТЕЙ И ТЕМПЕРАТУР <u>Боярских К. А.,</u> <u>Хищенко К. В.</u>	23

ЗАГАДКИ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ТРОЙНЫХ ТОЧЕК ВЕЩЕСТВ Бражкин В.В.	24
ПОСТРОЕНИЕ ГАУССОВОГО ЛОКАЛИЗОВАННОГО ВОЛНОВОГО ПАКЕТА В ДВУХМЕРНЫХ БИЛЬЯРДАХ ИЗ ГРУППЫ КОКСЕТЕРА Бурков И. Д., Сеидов С. С.	25
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ МОДЕЛИ ШЕРРИНГТОНА- КИРКПАТРИКА ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ М.Г. Васин	26
МАГНИТНОЕ СОСТОЯНИЕ АТОМОВ Fe и Co В ГЕЛИМАГНЕТИКЕ Fe _{1-x} Co _x Ge ПО ДАННЫМ ЯМР СПЕКТРОСКОПИИ НА ЯДРАХ ⁵⁷ Fe, ⁵⁹ Co З.Н. Волкова* , В.В. Оглобличев, А.В. Боков, А.В. Цвященко	28
ТЕПЛООТДАЧА ОТ МИКРОНАГРЕВАТЕЛЯ В ПЕРЕГРЕТУЮ ВОДУ В УСЛОВИЯХ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ Волосников Д. В.	30
СУЩЕСТВОВАНИЕ ВНЕШНЕ-ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ДОПИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ Вотяков С. А.	31
ВЛИЯНИЕ ПОДЛОЖКИ И ГЕОМЕТРИИ НАКОНЕЧНИКА НА РЕЗУЛЬТАТЫ МИКРОСФЕРИЧЕСКОГО ИНДЕНТИРОВАНИЯ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ С.А. Вотяков, С.И. Вотякова, Г.Х. Султанова, А.С. Усеинов	33
УПРОЧНЕНИЕ КРУПНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ И СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕДИ МЕТОДОМ ГИДРОЭКСТРУЗИИ Гангало А. Н., Яшарова Е. В., Суровицкий В. Д.	35
ЯМР СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСШИХ БОРИДОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ RВ ₆ и RВ ₁₂ Гиппиус А. А., Вяселев О. М.³, Случанко Н. Е.	37

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ С ВНЕШНЕЙ
СРЕДОЙ В СТОХАСТИЧЕСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Глазкова Е.В., Сеидов С.С...... 38

АНАЛИЗ МЕЖСЛОЙНОЙ ГРАНИЦЫ УЛЬТРАТОНКИХ ПЛЕНОК
NbN/ScN С ПОМОЩЬЮ SVM И QSVM

Глазкова Е.В., З.С. Енбаев, Л.А. Волкова, Н.В. Порохов,
М.А. Тархов..... 40

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО ТЕПЛОВОГО ИСТОЧНИКА
ДЛЯ УЧЕТА ГИДРОДИНАМИКИ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ
АДДИТИВНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Гордеев Г. А. 42

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ НИЗКОЭНЕРГИТИЧНЫХ
ЭЛЕКТРОНОВ МЕТОДОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ

Грачков А.А., Косов М.В...... 44

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ И КВАНТОВЫХ
ОСЦИЛЛЯЦИЙ ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА МОТТА В ОРГАНИЧЕСКИХ
ПРОВОДНИКАХ

Григорьев П.Д. 46

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЛАВОВ Al-Ni МЕТОДАМИ
МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ПОТЕНЦИАЛА ГЛУБОКОГО ОБУЧЕНИЯ

О. Р. Григорьева, В. Э. Валиулин, А. В. Михеенков, П. Л. Пех 48

МЕТОД РАЗДЕЛЕНИЯ ВКЛАДОВ В МАГНИТНУЮ
ВОСПРИИМЧИВОСТЬ В МНОГОФАЗНЫХ ХРОМОНИКЕЛЕВЫХ
СТАЛЯХ

Гудин С.А., Сташков А.Н., Корх М.К. 50

ДИЛАТАЦИОННЫЙ ЦИЛИНДР В УПРУГОМ КЛИНЕ

Гудкина Ж. В., Гуткин М.Ю. 52

МЕТОД КОРНЕВОГО ВЕКТОРА ДЛЯ АНАЛИЗА ДИНАМИКИ
ТРЕХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМ В ЗАДАЧАХ КВАНТОВОЙ ОПТИКИ

Елистратов А. А. 54

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ УГЛЕРОД-
ВОДОРОД ПРИ ДАВЛЕНИИ 7.5 ГПа

Ефимченко В.С., Короткова М.А. 56

ДИНАМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ ТАНТАЛА ВОЛНОЙ
РАСТЯЖЕНИЯ

Жаховский В. В. 58

УПРАВЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫМ ЗАРЯДОВЫМ
ТРАНСПОРТОМ В SmB_6

**В.С. Журкин, А.Д. Божко, М.А. Анисимов, В.М. Шевлюга,
Б.В. Андриушечкин, В.В. Глушков 59**

ФАЗА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ Au_4Si

Бражкин В.В., Дюжева Т.И., Зибров И. П., Щелкачев Н.М. 61

ФОКУСИРОВКА ИНТЕНСИВНОГО МЯГКОГО И ЖЕСТКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛАЗЕРОВ И СОЗДАНИЕ
ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

**Григорьев С. Ю., Жаховский В. В., Иногамов Н. А., Макаров С. С.,
Петров Ю. В., Хохлов В. А. 63**

СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ В СИСТЕМАХ
ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ ЗА ПРЕДЕЛАМИ
ДВУХУРОВНЕВОЙ АППРОКСИМАЦИИ

Казак А. И., Сеидов С. С. 65

СПЕКТРОСКОПИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
В ИССЛЕДОВАНИЯХ МАТЕРИАЛОВ ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ
ХАЛЬКОГЕНИДОВ

Колобов А. В. 67

«И ВСЁ-ТАКИ ОНИ ВЕРТЯТСЯ!»: ЦИРКУЛЯРНО
ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ФОНОННЫЕ МОДЫ

Комлева Е. В. 69

ВЛИЯНИЕ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ АЛМАЗА
НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛАЗЕРНО-
ГРАФИТИЗИРОВАННЫХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ И В
ОБЪЕМЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО АЛМАЗА

Комленок М. С., Заведеев Е. В., Ашиккалиева К. Х.,
Дорджиев К. М., Командин Г. А., Борисов Ю. И., Большаков А. П.
..... 70

НЕАФФИННЫЕ ДЕФОРМАЦИИ И УПРУГИЕ МОДУЛИ
АМОРФНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ

Конюх Д. А., Бабин Д. В., Райков И. О., Бельтюков Я. М. 72

НИЗКОЧАСТОТНАЯ РЕЛАКСАЦИОННАЯ ДИНАМИКА
МАГНОНИОБАТА-СКАНДОНИОБАТА СВИНЦА

Королева Е. Ю., Молоков А.Ю., Савин Д.А., Дейнека А.В. 74

СИНТЕЗ, СТРУКТУРА И ЭЛЕКТРОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА
НИКЕЛАТОВ СЕРИИ РАДДЛЕСДЕНА-ПОППЕРА

Коряков А. Д., Леонидов И.А., Чарикова Т.Б., Леонов И.В. 75

ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ (МИНИОБЗОР)

Ларионов И. А. 76

ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА
НОРМАЛЬНОЙ ФАЗЫ СВЕРХПРОВОДНИКА $\text{La}_3\text{Ni}_2\text{O}_7$

Макарова П.О., Леонов И.В. 77

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭКСИТОНОВ И ТРИОНОВ В
ГИБРИДНЫХ ВАН ДЕР ВААЛЬСОВЫХ СИСТЕМАХ

Манцевич В. Н. 79

КВАНТОВЫЕ МОДЕЛИ КОГЕРЕНТНОГО ТРАНСПОРТА И ИХ
КЛАССИЧЕСКИЕ АНАЛОГИ

Маслова Н.С. 81

ВЫСОКОДОБОРОТНЫЕ РЕЗОНАНСЫ ТОРОИДНОГО МЕТА-
АТОМА ДЛЯ СЧИТЫВАНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО
СОСТОЯНИЯ

Матвеев Г.А., Шибалов М.В., Гильмулин С.В., Рыков А.С., Глазкова Е.В., Шевченко А.Р., Порохов Н.В., Мумляков А.М., Шитов С.В., Тархов М.А...... 83

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ УГЛЕРОДНЫХ ПРЕКУРСОРОВ В ИДЕНТИЧНЫХ УСЛОВИЯХ НРНТ-СИНТЕЗА

Менлембетов А.Р., Литасов К.Д., Баграмов Р.Х., И.П.Зибров..... 85

ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В НАНОСТРУКТУРАХ И НОВЫХ ИОННЫХ ПРОВОДНИКАХ

Михалев К.Н...... 87

НЕКОТОРЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ОПЕРАТОРОВ

Орлов В.А., Маркович Л. А., Михеенков А.В., Манько В. И...... 89

МЕДЛЕННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ИЗ-ЗА МЕЖЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КВАЗИДВУМЕРНЫХ МЕТАЛЛАХ

Могилюк Т. И., Григорьев П. Д...... 91

ТЕРМОДИНАМИКА ПЛАВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Обручкова Л. Р., Боярских К. А., Середкин Н. Н., Хищенко К. В...... 93

ОСОБЕННОСТИ ЯМР-ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНЕТИКОВ НА ПРИМЕРЕ ЧЕТВЕРНОГО ПЕРОВСКИТА $\text{CaCu}_3\text{Fe}_2\text{Re}_2\text{O}_{12}$

Волкова З. Н., Садыков А. Ф., Пискунов Ю. В.*, Стрельцов С. В. 94

КВАНТОВЫЙ ПОИСК С ФАЗОВЫМ ОРАКУЛОМ НА ОСНОВЕ ГАМИЛЬТониАнов ИЗИНГА

Пляшечник А.С., Жуков А.А., Лебедев А.В., Погосов В.В...... 96

ОПИСАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА И МОД МАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ С ПОМОЩЬЮ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ СПИНОВОЙ ДИНАМИКИ С КОМБИНИРОВАННЫМ РЕЛАКСАЦИОННЫМ ЧЛЕНОМ

Попов А.В., Демишев С.В...... 98

СОЗДАНИЕ КВАНТОВОЙ ЗАПУТАННОСТИ В СИСТЕМЕ
МНОГИХ СПИНОВ

Ремизов С. В., Елистратов А.А. 100

ЭСР-ИССЛЕДОВАНИЕ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ
CeB₆

Семенов А.В., Самарин А.Н., Анисимов М.А. 101

ДИОДНЫЙ ЭФФЕКТ В ТРАНСФОРМАТОРЕ ПОСТОЯННОГО
ТОКА С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ЭФФЕКТОМ БЛИЗОСТИ

Самохвалов А. В. 103

ОБОБЩЕННЫЕ КОГЕРЕНТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В КВАНТОВЫХ
БИЛЬЯРДАХ

Сеидов С. С. 105

МОДЕЛЬ ТЕРМОДИНАМИКИ ТАНТАЛА, КАРБИДА ТАНТАЛА И
СМЕСЕЙ НА ИХ ОСНОВЕ ПРИ ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЯХ
ЭНЕРГИИ УДАРНОГО СЖАТИЯ

Середкин Н. Н., Хищенко К. В. 106

ИНДУЦИРОВАННАЯ СТРАЙПАМИ МАГНИТНАЯ
АНИЗОТРОПИЯ В КУБИЧЕСКОМ АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ
МЕТАЛЛЕ GdV₆ С МАГНИТНЫМИ ИОНАМИ S-ТИПА

Азаревич А.Н., Болотина Н.Б., Хрыкина О.Н., Гридчина В.М.,
Богач А.В., Цветков А.Ю., Гаврилкин С.Ю., Воронов В.В.,
Габани С., Флахбарт К., Случанко Н.Е. 108

ОТ НЕЛИНЕЙНОГО ЭКСИТОННОГО ОТКЛИКА К
ДИНАМИЧЕСКИМ ФОТОННЫМ КРИСТАЛЛАМ В
КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
НАНОКРИСТАЛЛОВ

А.М. Смирнов 110

СПЕКТРАЛЬНО-СЕЛЕКТИВНЫЙ РЕЖИМ ГЕНЕРАЦИИ СИЛЬНО
ЛЕГИРОВАННЫХ ЭРБИЕВЫХ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ ПРИ
КРИОГЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А.М. Смирнов, М.П. Базакуца, А.С. Шикин, О.В. Бутов..... 112

ФАЗОВОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ ЖИДКОСТЬ – ЖИДКОСТЬ ПРИ ПОЛИМЕРИЗАЦИИ

Сон Л.Д., Балякин И.А, Рыльцев Р.Е. 113

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ УГЛЕРОДА В НАНОКОМПОЗИТАХ Ni@C ПО ДАННЫМ ЯМР ¹³C

Суворова Е., Прокопьев Д. А., Михалев К. Н., Уймин М. А., Королёв А. В., Минин А. С., Ермаков А. Е., Гавико В. С. 115

ВЛИЯНИЕ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ОСОБЕННОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ДЕФОРМАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННЫХ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЙ «АМОРФНОЕ СОСТОЯНИЕ – КРИСТАЛЛ»

Сундеев Р. В., Шалимова А. В., Рогачев С. О. 117

ГИБРИДИЗАЦИЯ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНЫХ СТОЯЧИХ СПИНОВЫХ ВОЛН И ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ГАРМОНИК ВИХРЕВОЙ РЕШЁТКИ В ГИБРИДНОЙ СТРУКТУРЕ СВЕРХПРОВОДНИК/ФЕРРОМАГНИТНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК

Туркин Я. В., Пугач Н. Г. 118

ДИНАМИКА РЕШЕТКИ ГИДРИДА И ДЕЙТЕРИДА НИКЕЛЯ

Усманов Р.И., Кулаков В.И. 120

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕКРЫТИЯ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ НА ОБМЕННЫЙ МЕХАНИЗМ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В СЛОИСТЫХ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУМЕТАЛЛАХ

Фаворов В.О., Григорьев П.Д. 122

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ЧАСТИЦ АЛМАЗОПОДОБНОГО НИТРИДА БОРА НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Филоненко В.П., Зибров И.П., Баграмов Р.Х., Ляпин С.Г., Разгулов А.А. 124

МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

Хищенко К. В. 126

ОСЦИЛЛЯЦИИ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЗОН, НАДБАРЬЕРНОЕ
ОТРАЖЕНИЕ И ДРУГИЕ ИНТЕРЕСНЫЕ ИСТОРИИ О
ДВУМЕРНОМ ТОПОЛОГИЧЕСКОМ ИЗОЛЯТОРЕ

Цветкова А. В., Родионов Я. И., Григорьев П. Д. 127

ЭЛЕКТРОННЫЕ, МАГНИТНЫЕ И РЕШЕТОЧНЫЕ СВОЙСТВА
КОРРЕЛИРОВАННОГО ОКСИДА LaNiO_3

Янушкевич Н. А., Леонов И. В...... 130

ПАРАМЕТРЫ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОРИСТО-МОНОЛИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ НИКЕЛИДА ТИТАНА ПОСЛЕ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ОБРАБОТКИ

Аникеев С. Г.¹, Артюхова Н. В.¹, Лобань В. В.¹, Большевич Е. А.¹,
Пахолкина С. А.¹

¹Томский государственный университет
Anikeev_sergey@mail.ru

Модификация поверхности материалов с использованием низкоэнергетического сильноточного электронного пучка (НСЭП) является перспективным методом для управления структурой, фазовым составом и функциональными свойствами приповерхностных слоев металлов и сплавов. При воздействии НСЭП происходит мгновенное (в течение 2–4 мкс) концентрирование высокоэнергетического потока электронов в тонком поверхностном слое материала (глубиной до 20–30 мкм), что приводит к его сверхбыстрому нагреву, плавлению, частичному испарению и последующей скоростной кристаллизации. В результате в поверхностном слое развиваются неравновесные процессы: гомогенизация состава за счет интенсивного перемешивания в жидкой фазе, растворение вторичных интерметаллидных и карбидных частиц, формирование ультрамелкозернистых или нанокристаллических структур, а также очистка от легких примесей (О, N, С) за счет их десорбции. Исследование влияния НСЭП на состояние поверхности пористо-монокристаллических сплавов на основе TiNi является целью настоящей работы.

Для исходного пористо-монокристаллического материала с реакционной добавкой Ti и Ni данная обработка имеет особое значение, так как после активации массопереноса при диффузионном спекании происходит неизбежное формирование частиц вторичных фаз Ti₂Ni. Модификацию поверхности пористо-монокристаллических образцов TiNi-исх низкоэнергетическим сильноточным электронным пучком проводили на установке РИТМ-СП. Использовали два режима обработки: с энергией электронов 20 кэВ (образец TiNi-20) и 30 кэВ (образец TiNi-30) при плотности энергии потока 3 Дж/см² и 6 Дж/см² соответственно, количество импульсов – 30.

Исследование фазового состава методом рентгенофазового анализа показало, что основными фазами во всех образцах являются интерметаллид TiNi в аустенитном (B2) и мартенситном (B19')

состояниях. На дифрактограммах также идентифицированы рефлексы вторичной фазы $\text{Ti}_2\text{Ni}/\text{Ti}_4\text{Ni}_2(\text{O},\text{C})$. С увеличением энергии пучка доля фазы TiNi (B2) возрастает с 73 % (TiNi -исх) до 91 % (TiNi -30), а содержание Ti_2Ni снижается с 12 % до 4 %. Указанные изменения связаны с растворением интерметаллидных включений в расплаве, возникающем при электронно-лучевом воздействии, с последующей быстрой кристаллизацией и гомогенизацией поверхностного слоя глубиной до 20 мкм.

Результаты измерения шероховатости подтверждают возможность управления топографией поверхности материала. Припекание порошка TiNi с реакционной добавкой Ti-Ni увеличивает коэффициент шероховатости R_a с 0,5 мкм (TiNi -пласт) до 88 мкм (TiNi -исх). Исходный материал пластины TiNi имеет минимальное значение коэффициента шероховатости за счет относительно гладкой поверхности после продольной прокатки. Припекание порошка не поверхности монолитного материала на основе никелида титана существенно изменяет его шероховатость, но при этом доля оксикарбонитридных фаз на его поверхности увеличивается за счет взаимодействия с газовой средой электро-вакуумной печи. Электронно-пучковая обработка позволяет варьировать параметр шероховатости от 53 до 70 мкм. Видно, что при существенном изменении фазового состава параметры шероховатости сильно не изменяются. Эта особенность объясняется тем, что электронно-пучковая обработка воздействует только на поверхностные слои экспериментального материала. Установлено, что совместное спекание порошковой шихты TiNi с реакционными добавками Ti и Ni позволяет существенно повышать значение коэффициента шероховатости с 0,5 мкм до 88 мкм. Электронно-пучковая обработка гомогенизирует фазовый состав поверхности, при этом существует возможность для регулирования величины шероховатости материала. Таким образом оптимальным по своим структурным характеристикам является пористо-монолитный материал на основе TiNi с реакционной добавкой после электронно-пучковой обработки при энергии электронного пучка 20 кэВ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ЭВТЕКТИЧЕСКИХ СПЛАВОВ МЕТОДОМ ФАЗОВОГО ПОЛЯ

Анкудинов В. Е.¹³, Гордеев Г. А.²³

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

²ФГБОУ ВО Удмуртский государственный университет, Ижевск

³ФГБОУ «Санкт-Петербургский государственный морской
технический университет»

vladimir@ankudinov.org

Расширение модели фазового поля (здесь параметр порядка $\phi \in [0..1]$) для описания роста эвтектик, учитывающей ряд движущих сил на фронте затвердевания при высокоскоростном затвердевании с учетом температурного T и концентрационного поля может быть записано с помощью введения свободной энергии $F(\phi, c, T)$ с концентрационным вкладом c [1–3]:

$$F(\phi, c, T) = \int_v dv_0 \left\{ G\left(\phi, c, T, \frac{\partial \phi}{\partial t}\right) + \frac{|\gamma_\phi \nabla \phi|^2}{2} + \frac{|\gamma_c \nabla c|^2}{2} \right\}. \quad (1)$$

В данном уравнении введена поверхностная энергия межфазной границы γ_ϕ, γ_c , энергия Гиббса G , зависящая от температуры, концентрации, фазы, а также учитывающая углы наклона линии ликвидуса вблизи эвтектической точки, энергию смешения и кросс-термы для учета эволюции c . Дальнейшие преобразования (предполагая не убывание свободной энергии) приводит к записи динамических уравнений фазового поля и концентрационных уравнений с введением времен релаксации τ_ϕ, τ_D .

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = M \nabla^2 \mu, \quad \frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C. \quad (2)$$

здесь $\mu = \delta G / \delta \phi$ – химический потенциал. Линейный вклад энергии Гиббса G учитывает энергии отдельных фаз F_i , энергию смешения фаз M_c , общее переохлаждение ΔT со скрытой теплотой плавления L :

$$G(\phi, c, T) = (1-c)F_A(\phi, T) + cF_B(\phi, T) + RTM_c(\phi, c, T) + \frac{\alpha_\phi(T)}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 + Lg(\phi)\Delta T. \quad (3)$$

Здесь $p(\phi) = \phi^2(3-2\phi)$ – интерполяционный полином; $g(\phi) = \phi^2(1-\phi)^2$ – двухъямный потенциал, определяющий переход между состояниями ϕ .

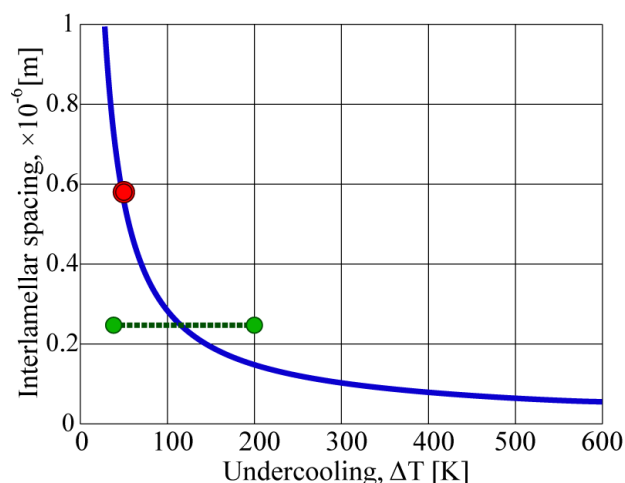


Рис. 1. Характерный размер микроструктуры (межламелльное расстояние λ) в зависимости от движущей силы (полного переохлаждения ΔT на фронте) в сравнении с литературными экспериментальными данными (красная точка) [4] и предварительными оценочными данными экспериментов, полученными с помощью лазерного переплава AlNi_3 (зеленая линия – диапазон переохлаждений оцененных по эмпирической формуле через скорость охлаждения). Расчет проводился для $f(\text{Al})=0.25$, $f(\text{Ni})=0.75$.

Расчеты с использованием данной модели фазового поля позволили получить характерную эвтектическую ламеллярную структуру. Сравнение размеров данной микроструктуры с экспериментальными данными приведено на рис. 1.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ (№ 25-79-30012) <https://rscf.ru/project/25-79-30012/>.

Литература

1. Nizovtseva I. и др. // Math. Methods Appl. Sci., **2024**. 47, **8**.
2. Kim S.G., Kim W.T., Suzuki T. Phys Rev E, **1999**. 60, **6**.
3. Provatas N., Elder K. Phase-Field Methods in Materials Science and Engineering. Wiley, **2010**. 312 С.
4. Reutzel S. и др. TMS Annu. Meet. **2007**. С. 61–65.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАВОДОРАЖИВАНИЯ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКОГО СОЕДИНЕНИЯ Ti_2Ni С ДОБАВКАМИ МЕДИ

Артюхова Н. В.¹, Аникеев С. Г.¹, Лобань В. В.¹, Большевич Е. А.¹,
Пахолкина С. А.¹

¹Томский государственный университет
Anikeev_sergey@mail.ru

Прикладные направления водородной энергетики активно развиваются и включают в себя не только генерацию водорода, транспортировку, но и его хранение. Для этого применяют в настоящее время дорогостоящие технологии сжижения газа или хранение в газообразном состоянии при высоком давлении. Одним из наиболее безопасных способов хранения водорода является металлгидридный.

Магниевые, титановые, лантановые сплавы используются для создания металлгидридных аккумуляторов водорода. В системе $Ti-Ni$ особое значение для водородных аккумуляторов имеет фаза Ti_2Ni , для которой существует шесть гидридных соединений ($Ti_2NiH_{0,5}$, Ti_2NiH , Ti_2NiH_2 , $Ti_2NiH_{2,5}$, $Ti_2NiH_{3,3}$, $Ti_2NiH_{3,6}$) и одно гидридное соединение для фазы $TiNi$ ($TiNiH$). Таким образом, фаза Ti_2Ni наиболее перспективная в системе $Ti-Ni$ для гидролиза и хранения водорода.

Согласно имеющимся литературным данным, легирование $TiNi$ медью приводит к созданию новых интерметаллических фаз. Это способствуют возникновению пустот, дислокаций и других дефектов, что непосредственно влияет на механизмы диффузии водорода. Более того, образование новых интерметаллических фаз и изменение распределения атомов в решетке могут способствовать созданию более однородной и активной поверхности для взаимодействия с атомами водорода, что также усиливает свойства поглощения H . Сплавы $Ti-Ni-Cu$ поглощают большее количество водорода и обладают большим коэффициентом диффузии по сравнению с исходным материалом. Исходя из этого целью настоящей работы стало исследование особенностей наводороживания в кислой среде (H_2SO_4) сплавов Ti_2Ni с концентрациями меди 5; 10; 15; 20 ат. %.

Экспериментальные образцы на основе интерметаллического соединения Ti_2Ni с различным содержанием легирующих добавок Cu (5,0;10,0;15,0;20,0 ат. %) получены методом литья с помощью индукционной плавильной печи ИСВ–0,004 ПИ М1. Структурные особенности исследовали методами оптической, растровой

микроскопии, фазовый состав определяли методом рентгеноструктурного микроанализа. Массовое содержание водорода в полученных образцах после наводораживания в растворе H_2SO_4 определяли методом экстракции водорода в среде инертного газа (аргона) на анализаторе водорода RHEN602 (LECO).

Для образцов с добавками меди установлено значимое структурное преобразование материала из-за большей концентрации легирующего элемента. Установлено, что увеличение концентрации Cu приводит к последовательному изменению морфологии от дендритной к изолированным зернам на основе Ti_2Ni с последующим переходом к разветвленной дендритной структуре на основе Ti_2Cu . Определено количественное соотношение фаз Ti_2Ni и Ti_2Cu : при 20 ат. % Cu фаза Ti_2Cu становится преобладающей (72 %). Структурные изменения при добавке меди обусловлены ростом концентрационного переохлаждения и эвтектоидным превращением.

Проведена аттестация влияния различных концентраций легирующих добавок и режимов наводораживания на сорбционную способность водорода экспериментальным материалом. Наибольшим значением накопленного водорода в кислой среде обладает исходный сплав Ti_2Ni – за 30 минут сорбировалось $966 \cdot 10^{-4}$ масс. % водорода. В легированных медью сплавах наблюдается снижение сорбционной способности водорода с $879 \cdot 10^{-4}$ до $655 \cdot 10^{-4}$ масс. % с увеличением добавки Cu с 5 до 20 ат. %. Согласно выполненным структурным исследованиям такой эффект наблюдается в связи со сменой преобладающей фазы с Ti_2Ni на Ti_2Cu .

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-79-10232, <https://rscf.ru/project/25-79-10232/>

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ АМОРФНОГО ФУЛЛЕРЕНА C₆₀ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

Баграмов Р.Х.¹, Блантер М.С.², Филоненко В.П.¹,
Зибров И.П.¹, Бражкин В.В.¹

¹ *Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Вережагина
Российской академии наук, Москва, Троицк*

² *МИРЭА – Российский технологический университет, Москва
bagramov@mail.ru*

В работе методом рентгеновской дифракции ex-situ исследовано фазовое превращение аморфного фуллерита C₆₀ в неупорядоченный графит при давлении 8 ГПа и температурах 600–1800 °С. Исходный аморфный C₆₀ получали длительной обработкой в шаровой мельнице. Для сравнения изучены также кристаллический C₆₀ и глобулярный нанотрубок с исходной структурой неупорядоченного графита.

Установлено, что как аморфный, так и кристаллический фуллерены переходят в неупорядоченный графит при температурах выше 800 °С. В глобулярном нанотрубок такая структура присутствует изначально и сохраняется после обработки.

По положению уширенного пика (002) определено среднее межплоскостное расстояние $d_{(002)}$ между изогнутыми графеновыми слоями. Показано, что неупорядоченный графит, образующийся из аморфного и кристаллического C₆₀, имеет сжатые слои ($d_{(002)}$ меньше, чем у идеального графита), тогда как в глобулярном нанотрубок он оказывается растянутым. С ростом температуры обработки $d_{(002)}$ для продуктов превращения фуллеренов увеличивается, приближаясь к значению кристаллического графита, а для глобулярного нанотрубка — уменьшается.

Таким образом показано, что эволюция углеродной структуры с увеличением температуры в значительной степени определяется ее исходным состоянием. При этом эволюция фуллерена C₆₀ в аморфном и кристаллическом состоянии различается. Оценки этого могут быть сделаны из анализа смещения «графитового» пика (002), которое коррелирует с изменением механических свойств. Методом инструментального индентирования показано, что сжатый неупорядоченный графит обладает более высокими значениями твердости и модуля Юнга по сравнению с растянутым, причём разница усиливается с повышением температуры обработки.

ПСЕВДОЩЕЛЕВАЯ ФИЗИКА В СЛОИСТОЙ МОДЕЛИ ХАББАРДА С ПРИТЯЖЕНИЕМ В РЕЖИМЕ УМЕРЕННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

Белов А.В.¹², Рубцов А.Н.¹

¹Российский квантовый центр, Москва 121205, Россия

²Национальный университет науки и техники «МИСИС», Москва 119049, Россия

После открытия высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) [1] системы с умеренными и сильными корреляциями стали одним из основных объектов исследования в физике конденсированного состояния. Известно, что одной из основных особенностей ВТСП является псевдощель — провал в плотности состояний на уровне Ферми при отсутствии дальнего порядка в системе. В этой работе, мы рассматриваем исключительно однокомпонентные системы, характеризующиеся обычной s-волновой симметрией спаривания, где параметр порядка сохраняет постоянную фазу, а поверхность Ферми остается относительно простой. Поскольку псевдощель особенно выражена в слоистых системах, то мы рассмотрим слоистую модель Хаббарда с притяжением в режиме умеренных корреляций на квадратной решетке с прыжками электрона на ближайших соседей при четвертьзаполнении в периодических граничных условиях.

Полагая величину прыжка между слоями $t_2 \ll U$, где U - величина притягивающего взаимодействия, переходим к эффективному гамильтониану с взаимодействием между слоями. После использования среднего поля для этого эффективного взаимодействия получаем задачу для модели Хаббарда с притяжением во внешнем $U(1)$ -нарушающем поле. Для исследования этой задачи использовался метод флуктуирующего локального поля [2], суть которого состоит в умножении статистической суммы на функциональную единицу, содержащую параметр порядка. Этот метод сводит исходную задачу на конечной решетке к взвешенному ансамблю задач среднего поля с новым эффективным взаимодействием. Этот подход учитывает значительные нелокальные флуктуации в доминирующем канале частица-частица. В дальнейших вычислениях, расширялась полученная собственная энергия конечного кластера на бесконечную систему, с использованием простой кластерной схемы.

В результате наблюдается формирование псевдощели в кластерах 8×8 и 16×16 . Было показано, что интегрирование по флуктуирующему полю эквивалентно суммированию лестничного ряда на нулевой моде при температурах выше перехода и примерно равно собственной энергии среднего поля при температурах существенно ниже точки перехода.

Литература

1. J. G. Bednorz, K. A. Müller, Z. Phys. B, **64**, 189, **1986**.
2. A. N. Rubtsov, Phys. Rev. E, **97**, 052120, **2018**.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ЖИДКОЙ ФАЗЫ ЦЕРИЯ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ПЛОТНОСТЕЙ И ТЕМПЕРАТУР

Боярских К. А., Хищенко К. В.

Объединенный институт высоких температур РАН

boyarskikh.ka@phystech.edu

В последнее время возрастает интерес к изучению характеристик редкоземельных металлов, что объясняется возможностью получения материалов, способных выдерживать интенсивные механические и тепловые нагрузки, на основе этих химических элементов. В связи с этим необходимо знать термодинамические свойства редкоземельных металлов в широкой области фазовой диаграммы.

В настоящем докладе представлены результаты теоретического описания термодинамики редкоземельного металла церия в жидкой фазе. Предложена модель уравнения состояния на основе функции свободной энергии от объема и абсолютной температуры. Эта модель сформулирована в простых выражениях, позволяющих эффективно описать свойства жидких металлов в широком диапазоне плотностей и температур. Константы модельных соотношений определены из требования наилучшего описания совокупности экспериментальных данных по ударному сжатию и изобарическому расширению расплава исследуемого металла. В рамках предложенного уравнения состояния проведены расчеты ударной адиабаты для исходно сплошных твердых образцов при высоких давлениях и изобары атмосферного давления для жидкого церия при высоких температурах. Достигнуто согласие результатов расчетов с соответствующими данными.

Полученное в настоящей работе уравнение состояния может быть использовано в гидродинамическом моделировании физических процессов в жидкой фазе церия в широком диапазоне плотностей и температур.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 25-19-00944, <https://rscf.ru/project/25-19-00944/>).

ЗАГАДКИ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ТРОЙНЫХ ТОЧЕК ВЕЩЕСТВ

Бражкин В.В.

*108840, г. Троицк, г. Москва, Институт физики высоких давлений
им. Л.Ф. Верещагина РАН*

В настоящей работе проводится анализ положения тройных точек различных элементарных веществ и простых соединений на P, T - фазовой диаграмме. Давление в тройных точках сильно различается – для большинства веществ на много порядков величины! Такой огромный разброс значений связан с очень сильной, близкой к экспоненциальной, зависимостью давления насыщенных паров от обратной температуры вблизи линий сублимации и кипения. Обсуждается физический смысл пред-экспоненциального множителя для давления паров. Установлена хорошая корреляция давления в тройной точке вещества с отношением температуры в критической точке к температуре в тройной точке. Рассмотрена связь фазовых диаграмм веществ и положением на них тройной и критической точки с эффективным потенциалом межчастичного взаимодействия. Обсуждается испарение твердых объектов в космических условиях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (24-12-00037)

ПОСТРОЕНИЕ ГАУССОВОГО ЛОКАЛИЗОВАННОГО ВОЛНОВОГО ПАКЕТА В ДВУХМЕРНЫХ БИЛЬЯРДАХ ИЗ ГРУППЫ КОКСЕТЕРА

Бурков И. Д.¹³, Сеидов С. С.²¹

¹НИТУ МИСИС, Москва, Россия

²НИУ ВШЭ, Москва, Россия

³ИНМЭ РАН, Москва, Россия

masterofphysic@mail.ru

Гауссовы локализованные волновые пакеты являются наиболее приближёнными к классическим состояниям, что делает их крайне полезными в исследованиях, связанных с квантово-классическим соответствием. Однако, проблемой остаётся построение подобных состояний в ограниченных пространствах.

Гауссовое локализованное состояние, удовлетворяющее граничным условиям одномерной бесконечно глубокой квантовой ямы, можно удобно описать через метод изображений [1] в терминах тета функции Якоби. Аналогичный результат для пропагатора частицы в квантовой яме был получен в работе [2].

Группа Коксетера определяет фигуры, способные замостить плоскость через отражения относительно граней. Её фундаментальными элементами на евклидовой плоскости являются прямоугольник, равнобедренный прямоугольный треугольник, равносторонний треугольник, а также треугольник с углами 30-60-90 градусов.

Благодаря своему свойству бильярды в форме элементов группы Коксетера удовлетворяют методу изображений, поэтому к ним применим тот же подход описания через тета функцию Якоби, что и в случае одномерной бесконечно глубокой квантовой ямы. Это позволяет аналитически получить динамику гауссового локализованного волнового пакета с учётом граничных условий в форме фундаментальных элементов группы Коксетера.

Литература

1. M. Andrews, Wave packets bouncing off walls, American Journal of Physics 66, 252 (1998).
2. Fulling, S. A. and K. S. Güntürk, Exploring the propagator of a particle in a box, American Journal of Physics 71, 1 (2003)

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ МОДЕЛИ ШЕРРИНГТОНА-КИРКПАТРИКА ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ

М.Г. Васин

*Федеральное государственное унитарное предприятие
"Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики
им. Н. Л. Духова" (ФГУП "ВНИИА"), 127030 Москва, Россия*

Квантовые алгоритмы дают надежду на решение задач, которые остаются неразрешимыми для классических компьютеров. Однако экспоненциального ускорения, наблюдавшегося, например, в задаче факторизации чисел, пока не удалось достичь для более сложных задач. Альтернативным подходом к их решению является алгоритм квантового адиабатического отжига (АО). Предполагается, что любую NP-трудную (недетерминированное полиномиальное время решения) задачу можно переформулировать как задачу квадратичной бинарной оптимизации. АО решает её с помощью реализации квантового гамильтониана, записываемого с использованием матриц Паули.

Ожидается, что увеличение размера моделируемых систем может привести к значительному ускорению вычислений с использованием метода АО. Однако существующая аппаратная реализация АО на больших системах не даёт ожидаемого увеличения производительности. Остаётся неясным, можно ли это объяснить конечной температурой, при которой работает устройство, или его собственными квантовыми шумами. Из статистической физики известно, что замедление происходит из-за малых энергетических щелей, которые в точке квантового фазового перехода становятся экспоненциально малыми. Таким образом, если критическое поведение является основной причиной замедления, то ответ на возникающий вопрос надо искать в исследовании динамики системы вблизи её критической точки.

В представленном докладе приведены результаты исследования критической динамики модели спинового стекла Шеррингтона-Киркпатрика [1] в процессе АО. Гамильтониан модели имеет вид:

$$H_N(\sigma) = - \sum_{1 \leq i < j \leq N} J_{ij} \sigma_i^x \sigma_j^x - (\Delta - \alpha t) \sum_{i=1}^N \sigma_i^z,$$

где σ_i — спин 1/2 на i -том узле, N — количество узлов, $J_{ij} = \pm 1$ — случайная величина связи, Δ — начальное значение частоты тунелирования, а α — скорость отжига ($\alpha \ll \Delta$).

Для теоретического анализа модели был применён метод фермионизации 1/2-спинов, предложенный Китаевым [2], который позволил свести задачу к анализу динамики спиновых цепей. В докладе будет показано, что предложенный метод позволяет описать известные свойства модели спинового стекла Шеррингтона-Киркпатрика, включая критическую точку, а также исследовать динамику системы вблизи этой точки. Рассматривая механизм замерзания Киббла—Зурека [3], показано, что энергетическая щель в точке замерзания спиновой системы в процессе АО уменьшается с ростом количества узлов модели пропорционально $\sqrt[3]{1/N}$, а вероятность ошибки при этом можно оценить как

$$P \sim \exp \left[-\frac{2\Delta}{\sqrt[3]{2NJ\alpha}} \right],$$

что согласуется с результатами, полученными ранее другими методами [4].

Список литературы

- [1] D. Sherrington and S. Kirkpatrick, Phys. Rev. Lett. 35, 1792 (1975)
- [2] A. Kitaev, Annals of Physics, 321(1), 2–111, (2006)
- [3] W. H. Zurek, Phys. Rep. 276, 177 (1996)
- [4] S. Knysh, Nat Commun 7, 12370 (2016)

МАГНИТНОЕ СОСТОЯНИЕ АТОМОВ Fe и Co В ГЕЛИМАГНЕТИКЕ $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Ge}$ ПО ДАННЫМ ЯМР СПЕКТРОСКОПИИ НА ЯДРАХ ^{57}Fe , ^{59}Co

З.Н. Волкова^{12*}, В.В. Оглобличев¹, А.В. Боков², А.В. Цвященко²

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

²*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Вережагина,
Троицк, Москва, Россия*

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

Система $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Ge}$, как и другие соединения из семейства моносилицидов и моногерманидов переходных 3d металлов, а также их твердых растворов, относится к классу соединений с нецентросимметричной кубической структурой B20, отличительной особенностью которой является наличие структурной хиральности. Данная особенность обуславливает антисимметричное спин-спиновое взаимодействие Дзялошинского-Мория [1], приводящее к формированию хиральных геликоидальных магнитных структур [2], вызывающих огромный интерес к данным системам.

Настоящая работа посвящена изучению природы подавления магнитного момента в системе $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Ge}$ при замещении атомов железа кобальтом. Данное явление было ранее обнаружено методом SQUID-магнитометрии [3], однако намагниченность является интегральной характеристикой вещества и не дает ответа на вопрос, как влияет замещение на магнитное состояние каждого из 3d атомов. В данном контексте локальный метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР) имеет особое значение, т.к. позволяет селективно возбудить определенный тип ядер, ^{57}Fe или ^{59}Co , и получить информацию о распределении сверхтонких полей на ядрах ^{57}Fe и ^{59}Co , то есть определить магнитное состояние каждого из атомов, а также влияние на него химического замещения.

В работе выполнены измерения спектров ЯМР на ядрах ^{57}Fe и ^{59}Co для твердых растворов $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Ge}$ ($0 \leq x \leq 0.3$) в магнитоупорядоченной фазе в нулевом внешнем поле при температуре жидкого гелия. Определена константа сверхтонкого взаимодействия для ядер железа, $^{57}A = -129 \text{ кЭ}/\mu_B$, а также показано, что с увеличением концентрации кобальта распределение сверхтонких полей на железе существенно возрастает. Спектры ЯМР ^{59}Co демонстрируют, что количество кобальта в различных координациях ближайшего магнитного

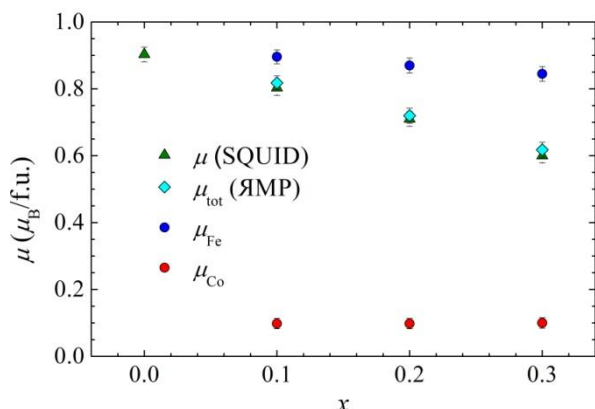


Рис. 1. Средние значения моментов μ_{Fe} , μ_{Co} и μ_{tot} , полученные из ЯМР, в сравнении с результатами SQUID измерений [3].

полный момент на формульную единицу, $\mu_{\text{tot}} = (1 - x) \cdot \mu_{\text{Fe}} + x \cdot \mu_{\text{Co}}$ (см. рис. 1). Значения μ_{tot} хорошо согласуются с моментом μ , определенным SQUID измерениями. Из рис. 1 видно, что магнитный момент Fe уменьшается при добавлении кобальта от $0.9 \mu_{\text{B}}$ (для $x = 0.1$) до $0.85 \mu_{\text{B}}$ (для $x = 0.3$), тогда как Co остается почти немагнитным в данных соединениях. Большие сверхтонкие поля на позициях кобальта ($\sim 4 \div 7$ Тл) индуцируются атомами железа ближайшего окружения вследствие сильной гибридизации $3d$ орбиталей Fe и Co.

Таким образом, для составов $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Ge}$ уменьшение полного магнитного момента с ростом концентрации кобальта обусловлено не только замещением магнитных атомов железа почти немагнитным кобальтом, но также уменьшением собственного магнитного момента железа.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 22-12-00008 П.

Литература

1. I. E. Dzyaloshinskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **46**, 1420, 1964.
2. Y. Ishikawa et al., Solid State Commun. **19**, 525, 1976.
3. S.V. Grigoriev et al., Phys. Rev. B **90**, 174414, 2014.

окружения Fe и Co описывается классическим биномиальным распределением, другими словами, распределение кобальта в кристаллической структуре твердых растворов $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Ge}$ носит случайный характер.

Анализ сверхтонких полей на ядрах ^{57}Fe и ^{59}Co позволил определить средние значения магнитных моментов атомов железа и кобальта, μ_{Fe} и μ_{Co} соответственно, а также

ТЕПЛООТДАЧА ОТ МИКРОНАГРЕВАТЕЛЯ В ПЕРЕГРЕТУЮ ВОДУ В УСЛОВИЯХ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Волосников Д. В.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт теплофизики Уральского отделения

Российской академии наук

dima_volosnikov@mail.ru.

С использованием микронагревателя диаметром 20 мкм и метода управляемого импульсного воздействия (1 с) проведены опыты с перегретой водой [1-4] при атмосферном давлении. Определены температурные значения четырех режимов теплообмена с сильно различающимися значениями плотности теплового потока (ТП) [3]: в диапазоне значений температур $125 \pm 25^\circ\text{C}$ наблюдались кондуктивный (К) и кондуктивно-конвективный (КК) режимы, в диапазоне $163 \pm 12^\circ\text{C}$ – режим спонтанного вскипания (СВ) и при $180 \pm 4^\circ\text{C}$ режим сверхинтенсивного теплообмена (СИТ). Выделенным режимам теплоотдачи к перегретой воде соответствовали различные интервалы изменения тепловых потоков: для режимов К и КК от 0,2 до 0,5 кВт/см²; для режима СВ – до 1 кВт/см² и для режима СИТ – 2,4 кВт/см², соответственно.

Полученные значения температур СВ находятся в согласии с данными работ [4, 5], а сведения о значениях температур и ТП актуальны при разработке технологий распыления компонентов биотоплив [6] и систем охлаждения микроэлектроники.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-69-10006, <https://rscf.ru/project/23-69-10006>.

Литература

1. D. V. Volosnikov, I. I. Povolotskiy, P. V. Skripov // Applied Thermal Engineering, **236**, art. 121532, **2024**
2. Д. В. Волосников, И. И. Поволоцкий, А. А. Старостин, П. В. Скрипов // ТВТ, **51**, 3, **2021**
3. Губин А.А., Марчукова А.А., Поволоцкий И.И., Волосников Д.В. Изв. РАН. Сер. физ., **88**, 9, **2024**
4. П. А. Павлов, Е. Д. Никитин // ТВТ, **18**, 2, **1980**
5. Решетников А.В., Мажейко Н.А., и др. // ТВТ, **45**, 6, **2007**
6. S. S. Sazhin, T. Bar-Kohany, Z. Nissar, etc // Int. J. Heat Mass Transf. **161**. 120238. **2020**

СУЩЕСТВОВАНИЕ ВНЕШНЕ-ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ДОПИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ

Вотяков С. А.

Институт общей физики имени А. М. Прохорова

Российской академии наук

savotyakov99@yandex.ru

Объёмно локализованные электронные состояния или же superatom molecular orbitals (SAMO) представляют особый класс состояний полых углеродных наноструктур, электронная плотность которых может быть сосредоточена не на атомах стенки, а в областях с малой атомной плотностью. Для отдельной одностенной углеродной нанотрубки естественным центром такой локализации является внутренняя полость. В плотном пучке нанотрубок возникает дополнительная область - межтрубная пустота, ограниченная несколькими соседними стенками, поэтому принципиальный интерес представляет возможность формирования потенциальной ямы и собственного электронного состояния непосредственно вне отдельных нанотрубок.

Для проверки существования физически реализуемой внешней локализации была рассмотрена электрически нейтральная атомистическая система из взаимодействующих полупроводниковых одностенных нанотрубок типа (10,0), легированных акцепторным атомом фтора. Расчёты электронной структуры выполнены в рамках теории функционала электронной плотности с использованием Quantum ESPRESSO. Для анализа локализации сопоставлялись пространственные распределения $|\psi(r)|^2$ и полный локальный эффективный потенциал.

При малом межтрубном расстоянии порядка 3 Å в полном DFT-потенциале формируется самостоятельная область пониженной энергии в пустоте между соседними F-легированными нанотрубками. С этим минимумом связано электронное состояние, максимум которого расположен вне стенок отдельных трубок, оно имеет водородоподобную s-подобную SAMO-структуру относительно центра межтрубной полости. В данном случае внешняя плотность является доминирующей частью собственного состояния и пространственно совпадает с отдельной межтрубной квантовой ямой.

При раздвижении нанотрубок внешняя яма последовательно

ослабевает и исчезает, а рельеф эффективного потенциала переходит к режиму отдельных внутритрубных минимумов. Следовательно, обнаруженное состояние не принадлежит отдельной легированной нанотрубке, а формируется совместным потенциалом взаимодействующего пучка.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 26-12-00323).

ВЛИЯНИЕ ПОДЛОЖКИ И ГЕОМЕТРИИ НАКОНЕЧНИКА НА РЕЗУЛЬТАТЫ МИКРОСФЕРИЧЕСКОГО ИНДЕНТИРОВАНИЯ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ

С.А. Вотяков¹, С.И. Вотякова¹, Г.Х. Султанова^{2,3}, А.С. Усеинов¹

¹Институт физики высоких давлений имени Л.Ф. Верещагина РАН, г. Троицк, Москва

²Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов, г. Троицк, Москва

³Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская обл.
sivotyakova@yandex.ru

Механические свойства тонких металлических пленок, используемых в качестве износостойких и защитных покрытий, существенно влияют на эксплуатационные характеристики деталей и элементов конструкций, на которые они нанесены. В связи с этим достоверное определение механических свойств таких пленок методом инструментального индентирования является актуальной задачей [1]. Использование микросферического алмазного индентора радиусом 2,5 мкм позволяет определить твердость, модуль упругости и диаграмму «напряжение–деформация». Однако интерпретация данных осложняется влиянием подложки на отклик пленки и отклонением реальной формы наконечника от идеальной сферы.

Цель работы – анализ факторов, ограничивающих точность определения механических свойств тонких металлических пленок при индентировании микросферическим наконечником, на основе экспериментального индентирования и моделирования методом конечных элементов.

В данной работе исследованы никелевые пленки толщиной 3,7 и 9,2 мкм на стали марки 9ХС и серебряная пленка толщиной 3,4 мкм на кремниевой подложке. Индентирование проводилось сферическим алмазным наконечником радиусом 2,5 мкм на нанотвердомере TESTURION T2 (РФ). Моделирование выполнялось в COMSOL Multiphysics в двумерной осесимметричной постановке с упруго-пластической моделью и изотропным упрочнением по закону Войса. Для серебряной пленки реальный профиль наконечника, полученный методом АСМ, учитывался поправочной функцией площади контакта $\Phi(h)$ на основе двух насыщающихся экспонент, а пересчет P - h кривой

в координаты «напряжение–деформация» проводился по формулам Тейбора.

Показано, что параметр η , определяемый как отношение глубины проникновения индентора к толщине пленки, при котором влияние подложки начинает проявляться в результатах индентирования, для микросферического индентора снижается с уменьшением толщины никелевой пленки, тогда как для самоподобных наконечников η остается на уровне около 10% толщины покрытия. Для пленок 3,7 и 9,2 мкм расхождение нагрузочных кривых с соответствующими кривыми для пленки без влияния подложки обнаружено уже при η около 3,5%, что подтверждено моделированием в диапазоне толщин пленки 0,1–9,2 мкм. Для серебряной пленки диаграмма без учета реальной формы наконечника заметно отклоняется от результатов моделирования. Введение поправочной функции по площади контакта существенно улучшает согласование экспериментальной и модельной кривых, а обратное преобразование модельной кривой через ту же функцию воспроизводит форму исходной экспериментальной зависимости.

Полученные результаты позволяют сформулировать рекомендации по выбору толщины покрытий и допустимой глубины проникновения сферического индентора с учетом начала влияния подложки. Также они помогают учесть его реальную форму при исследовании тонких металлических пленок. Это необходимо для точной оценки свойств износостойких и защитных промышленных покрытий.

Работа выполнена в рамках программы Министерства науки и высшего образования РФ FFUW-2021-0003.

Литература

1. Е.И. Орешко, Д.А. Уткин, В.С. Ерасов, А.А. Ляхов, Труды ВИАМ, 85, 1, 2020

УПРОЧНЕНИЕ КРУПНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ И СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕДИ МЕТОДОМ ГИДРОЭКСТРУЗИИ

Гангало А. Н.^{1,2}, Яшарова Е. В.¹, Суровицкий В. Д.¹

¹ФГБНУ «Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина»

²ФГБНУ «Институт физики горных процессов»

al-gangalo@yandex.ru

Гидроэкструзия (ГЭ) является одним из эффективных методов интенсивной пластической деформации (ИПД), позволяющим формировать прутковые изделия заданного сечения и повышать их физико-механические характеристики [1]. Важная особенность метода заключается в использовании жидкости в качестве рабочей среды для передачи давления, благодаря чему снижаются потери на трение заготовок об инструмент, а также удастся реализовать схему всестороннего сжатия. В основном данный метод используют для обработки крупнокристаллических (КК) материалов, однако, с развитием методов ИПД успешно стали применять и для обработки субмикрокристаллических материалов [2–3].

Целью данной работы является исследование влияния обработки методом ГЭ на механические свойства меди в КК и СМК состояниях.

В качестве материала для исследования выступила бескислородная медь марки М0б в КК состоянии с размером зерен порядка 20 мкм и в СМК состоянии с размером зерен 0,2 мкм. ГЭ проводили с различной величиной разовой логарифмической деформации от $\epsilon = 0,3$ до $\epsilon = 1,2$ с шагом в 0,3. Механические свойства меди определялись с помощью испытаний на растяжение, проведенных по ГОСТ 1497–84.

Деформационная обработка приводит к разогреву материала. Адиабатическое повышение температуры при обработке ГЭ оценивали по уровню давления в стабильной стадии процесса. В зависимости от величины деформации давление ГЭ КК меди изменялась в пределах 280–670 МПа, СМК 410–810 МПа. При данных давлениях адиабатический нагрев заготовок определили на уровне 369–475 К для КК меди и 409–514 К для СМК. Температура начала динамической рекристаллизации для СМК составляет около 400 К, поэтому процессы разупрочнения запускаются уже при минимальной степени деформации ГЭ.

Исследование влияния ГЭ на изменение механических свойств

меди показало, что обработка ГЭ приводит к росту прочности КК меди с 242 МПа в исходном состоянии до 431 МПа при $\epsilon = 1,2$ и СМК меди с 434 МПа в исходном состоянии до 476 МПа при $\epsilon = 0,9$ (рис. 1а). Увеличение степени деформации ГЭ до $\epsilon = 1,2$ приводит к падению прочности СМК меди, что объясняется запуском релаксационных процессов вследствие деформационного разогрева и снижения плотности дислокаций [4]. Пластичность СМК меди находится на более высоком уровне, чем у КК меди на интервале деформаций $\epsilon = 0,6\text{--}1,2$ (рис. 1б).

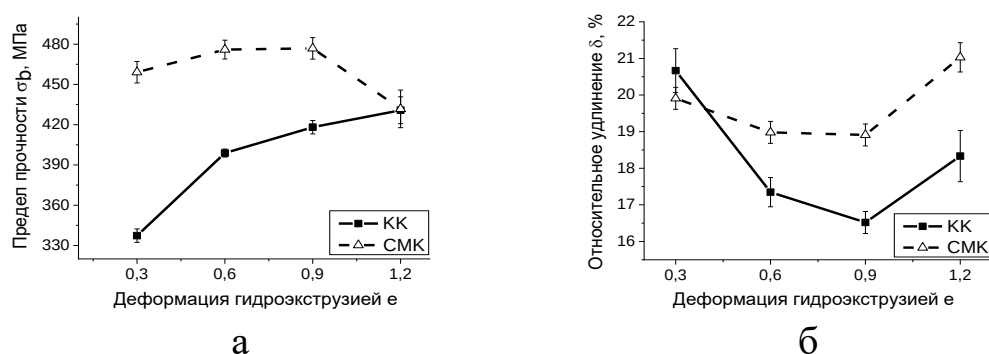


Рисунок 1. Влияние степени деформации ГЭ на механические свойства КК и СМК меди: а – предел прочности, б – относительное удлинение.

Исследование влияния обработки методом ГЭ на механические свойства КК и СМК меди показало, что данный метод позволяет повысить прочность меди в обоих структурных состояниях на 78% и 10% соответственно. Показано, что для СМК меди максимально допустимая степень деформации ГЭ составляет $\epsilon = 0,9$; превышение данной величины приводит к понижению прочности.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, бюджетная тема FREZ-2024-0001.

Литература

1. H. Garbacz, K. Topolski, M. Motyka, Nanospd5, ed. A. G. Werner, W. Skrotzki, L. S. Toth, Elsevier, **2019**, p. 57.
2. A. N. Gangalo, E. V. Yasharova, L. F. Sennikova et al., Russ. Metall., **2026**, **1**, **2026**.
3. Л. Ф. Сенникова, А. Н. Гангало, Е. А. Свиридова и др., Прогресс. технол. сист. машиностр., **4**, **2024**.
4. Л. Ф. Сенникова, А. Н. Гангало, В. М. Ткаченко и др., Вопр. материаловед., **3**, **2025**.

ЯМР СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСШИХ БОРИДОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ RB_6 и RB_{12}

Гиппиус А. А.^{1,2}, Вяселев О. М.³, Случанко Н. Е.²

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова

² ИОФ РАН им. А.М. Прохорова

³ ИФТТ РАН им. Ю.А. Осипьяна

e-mail: gippius@mail.ru

Доклад представляет собой обзорную лекцию о применении метода ЯМР спектроскопии в исследовании гекса- и додекаборидов редкоземельных металлов.

В первой части лекции рассматриваются литературные данные, полученные для соединений LaB_6 , YbB_6 , а также YB_6 и гексаборидов некоторых щелочноземельных элементов AEB_6 с помощью ЯМР на ядрах ^{11}B . Приводится сводная таблица значений константы квадрупольной связи C_q ядер ^{11}B , а также зависимость изотропного химического сдвига $^{11}K_{iso}$ от параметра решетки для различных гексаборидов. На примере NdB_6 анализируются наведенные магнитные поля на атомах бора в антиферромагнитной фазе. Магнитные свойства и спиновая динамика EuB_6 исследованы с помощью ЯМР на ядрах ^{153}Eu . Особенности изучения электронной спиновой динамики посредством измерения спин-решеточной релаксации ядер ^{11}B рассматриваются на примере в NdB_6 , PrB_6 и SmB_6 .

Во второй части лекции более подробно рассматриваются экспериментальные результаты, полученные авторами в Лаборатории ЯМР твердого тела ФИАН и Лаборатории сверхпроводимости ИФТТ РАН при исследовании соединений YB_6 [1] и LuB_{12} [2,3].

Исследование выполнено при поддержке Гранта РНФ № 26-12-00258.

1. O.M. Vyaselev, N.E. Sluchanko, A.V. Bogach, N.Y. Shitsevalova, V.B. Filipov, A.A. Gippius, J. Alloys Compd., **921**, 165627, **2022**
2. О.М. Вяселев, А.А. Гиппиус, Н.Е. Случанко, Н. Ю. Шицевалова, Письма в ЖЭТФ, **119**, 524, **2024**.
3. О.М. Вяселев, А.А. Гиппиус, Н.Е. Случанко, Письма в ЖЭТФ, **121**, 828, **2025**.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ С ВНЕШНЕЙ СРЕДОЙ В СТОХАСТИЧЕСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Глазкова Е.В.^{1,2}, Сеидов С.С.²

¹ИИМЭ РАН, Москва, Россия

²НИТУ МИСИС, Москва, Россия

elzvtg@gmail.com

Квантово-стохастическое соответствие [1] позволяет свести квантовую динамику к унистохастическому процессу. Используя оператор эволюции, представляется возможным составить унистохастическую матрицу переходов немарковских процессов

$$\Gamma_{ij} = U_{ij}^2 \equiv p(i, t|j, 0), \quad (1)$$

каждый элемент которой описывает вероятность перехода из одного состояния в другое. Здесь $U = e^{-iHt}$ – оператор эволюции; $p(i, t|j, 0)$ – вероятность нахождения системы в i -й конфигурации в момент времени t , учитывая, что система находится в начальный момент времени 0 в j -й конфигурации. Такая интерпретация позволяет потенциально решить проблему квантовых измерений, избегая традиционных парадоксов: коллапс волновой функции, проблема наблюдателя и т. д.

Целью работы является построение стохастической динамики, в которой делимость контролируется в заданные моменты времени, но при этом возможно установление равномерного равновесного распределения. В качестве исходной конструкции используется перестановочная матрица $\gamma(t)$, действующая на компоненты вероятностного вектора. Однако чисто перестановочная динамика не приводит к релаксации, поскольку она лишь циклически переставляет компоненты вектора.

Для преодоления этого ограничения вводится регуляризация перестановочной матрицы малым параметром ε . Регуляризованная матрица строится таким образом, чтобы сохранялась бистохастичность, при этом добавляется малая вероятность перехода в другие состояния, что делает матрицу положительной и эргодической. В результате, согласно теореме Перрона–Фробениуса, положительная бистохастическая матрица имеет единственное стационарное распределение $p^* = \left(\frac{1}{N} \dots \frac{1}{N}\right)$, где N – размер вектора.

Для перехода от дискретной перестановочной динамики к непрерывному времени используется интерполяционная конструкция:

$$\Gamma(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\left(1 - \frac{t - n\tau}{\tau} \right) \gamma_n + \frac{t - n\tau}{\tau} \gamma_{n+1} \right] \Pi \left(\frac{t - n\tau}{\tau} \right), \quad (2)$$

где $\Pi(x) = \begin{cases} 1, & x \in [0,1] \\ 0, & x \notin [0,1] \end{cases}$, τ – дискретные моменты времени, t – любой момент времени.

Моделирование показало, что при наличии ε -регуляризации различные начальные вероятностные векторы сходятся к одному и тому же равновесному состоянию. Дополнительно была рассчитана энтропия Шеннона $H = -\sum_i p_i \ln p_i$, для различных начальных состояний наблюдается рост энтропии с выходом на общий предельный уровень, что соответствует потере информации о начальном распределении и установлению равновесия.

Таким образом, в работе сформулирована интерполяционная конструкция для непрерывной стохастической динамики, получено условие дискретной делимости, предложена ε -регуляризация перестановочной матрицы с сохранением бистохастичности и показана релаксация начальных состояний к равномерному распределению.

Работа выполнена в рамках проекта No. 125020501540-9 Министерства образования и науки РФ. Изготовление и характеристика образцов были выполнены с использованием УНУ «КУТГИ» - «Комплекса оборудования для исследования технологий гетерогенной интеграции и кремний-углеродных нанотехнологий»»

Литература

1. J.A. Barandes The Stochastic-Quantum Correspondence, [arXiv: 2302.10778](#), 2023

АНАЛИЗ МЕЖСЛОЙНОЙ ГРАНИЦЫ УЛЬТРАТОНКИХ ПЛЕНОК NbN/ScN С ПОМОЩЬЮ SVM И QSVM

Глазкова Е.В.¹², З.С. Енбаев¹, Л.А. Волкова¹, Н.В. Порохов¹,
М.А. Тархов¹²

¹ИИМЭ РАН, Москва, Россия

²НИТУ МИСИС, Москва, Россия

elzvtg@gmail.com

Ультратонкие пленки нитрида ниобия (NbN) являются одним из основных материалов для сверхпроводящих нанопроволочных однофотонных детекторов (SNSPD) [1] и болометров на горячих электронах (НЭВ) в качестве смесителей для применений в терагерцовом диапазоне [2]. Граница раздела ScN/NbN играет ключевую роль в механизме роста пленки NbN, но описание границы раздела на основе микрофотографий просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) остается нетривиальной задачей, особенно когда граница между материалами неровная, обладает низкой контрастностью и морфологически сложна.

В этом исследовании представлен сравнительный анализ классического алгоритма опорных векторов (SVM) [3] и его квантового аналога (QSVM) [4] для автоматизированной сегментации границ раздела материалов на изображениях ПЭМ (рис.1).

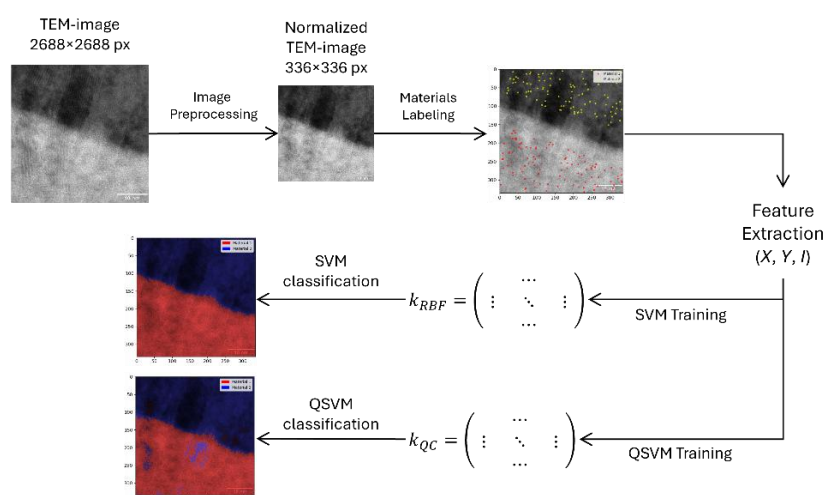


Рис.1. Схема сегментации SVM и QSVM для изображений ПЭМ

Сравнение проводилось на основе трех критериев: точности сегментации, устойчивости к статистическому шуму и времени классификации. Результаты показывают, что SVM превосходит QSVM

по точности не более чем на 4%, в то время как время вычислений, требуемое QSVM, превышает время вычислений SVM в 25000 раз при выполнении на классическом оборудовании. Эти результаты помогают определить границы применимости методов квантового машинного обучения для задач обработки изображений, полученных в результате реальных физических экспериментов.

Работа выполнена в рамках проекта No. 125020501540-9 Министерства образования и науки РФ. Изготовление и характеристика образцов были выполнены с использованием УНУ «КУТГИ» - «Комплекса оборудования для исследования технологий гетерогенной интеграции и кремний-углеродных нанотехнологий»»

Литература

1. N. Manova, N. Simonov, Y. Korneeva, A. Korneev, 2020. Journal of Physics: Conference Series 1695, 012116, **2020**
2. J.C. Villegier, N. Hadacek, C. Jorel et. al, Journal de Physique IV 12(3), **2002**
3. A. Patle, D. Chouhan, Advances in Technology and Engineering 1–9, **2013**
4. G. Gentinetta, A. Thomsen, D. Sutter, S. Woerner, Quantum 8, 1225, **2024**

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО ТЕПЛОВОГО ИСТОЧНИКА ДЛЯ УЧЕТА ГИДРОДИНАМИКИ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ АДДИТИВНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Гордеев Г. А.¹²

¹ФГБОУ ВО «Удмуртский государственный университет»

²ФГАОУ ВО «Пермский национальный исследовательский
политехнический университет»
gordeevgeorgii@gmail.com

Аддитивные технологии позволяют послойно изготавливать изделия сложных форм из полимеров, металлов и керамики. Только в узком диапазоне режимов будет происходить качественная печать. Более того, существуют задачи направленного формирования слоев с требуемой технологом микроструктурой. Задача прогнозирования микроструктуры во многом определяется температурной историей вблизи фронта кристаллизации и формой зоны проплавления. Адекватную тепловую историю на мезоскопическом масштабе можно получить с помощью численного моделирования уравнения теплопроводности с корректным учетом воздействия лазера и гидродинамики в зоне расплава. Однако прямой расчет уравнений Навье-Стокса крайне ресурсоемок и может занимать продолжительное время. Для учета влияния гидродинамических течений в быстрых моделях в уравнении теплопроводности предлагается использовать эффективный объемный тепловой источник Q_{melt} :

$$C_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla(k(T)\nabla T) + Q_{laser} + Q_{melt},$$

где тепловой источник Q_{melt} имеет вид:

$$Q_{melt} = Q_{heat} + Q_{cool},$$

где Q_{heat} отвечает за нагрев локальной области, а Q_{cool} – за охлаждение локальной области потоками в зоне расплава. Для аддитивных технологий существуют два основных эффекта, генерирующих течения в зоне расплава: эффект Марангони и давление насыщенных паров на поверхности, нагретой до температур вблизи температуры кипения. В первом приближении рассмотрим режимы аддитивной печати, в которых температура кипения не достигается. Такие температуры характерны для технологий ПЛВ и для бескейхольных режимов СЛП. Эффект Марангони формирует два характерных режима течения в зоне расплава в зависимости от знака коэффициента Марангони γ . Для отрицательного γ формируется течение от нагретого

центра к периферии зоны расплава, а для положительного γ формируется течение от периферии к центру и вглубь зоны расплава. Распределение источника/стока Q_{heat} , Q_{cool} имеет качественно устойчивый вид и может быть аппроксимировано:

$$Q = J_0 \Lambda_z \Lambda_{xy},$$

где J_0 – нормирующий коэффициент, функции Λ_z , Λ_{xy} отвечают за аппроксимацию распределения тепловых источников/стоков вдоль оси z и плоскости xOy соответственно. Функции Λ_z , Λ_{xy} могут принадлежать классам: экспоненциальных функций, двумерной функции Гаусса, кольцевой функции Гаусса и/или функции Бесселя. При численной реализации необходимо проверять и нормировать функции Q_{heat} , Q_{cool} для выполнения нулевого интегрального баланса эффективного источника:

$$\int_{\Omega} Q_{heat} d\Omega \Big|_{heat} + \int_{\Omega} Q_{cool} d\Omega \Big|_{cool} = 0.$$

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ (№ 25-79-10169).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ МЕТОДОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ

Грачков А.А., Косов М.В.

ВНИИА им. Духова, 127030, г. Москва, ул. Суцеская, д. 22

Излагается метод, позволяющий моделировать потерю энергии электронами с энергиями ниже 100 эВ. Используя метод эквивалентных фотонов и оптические таблицы фотонного поглощения, сечения процесса фотоэффекта рассчитывается до десятых долей эВ.

Пример функции потерь (OELF – Optical energy loss function) для золота представлен на Рис. 1. Видно, что сечение фотоэффекта, умноженное на энергетическое распределение эквивалентных фотонов в электроде (оранжевая кривая), начинается с 10 эВ. С другой стороны, мнимая часть диэлектрической функции оптических таблиц (синяя кривая), начинается с долей эВ и заканчивается на 100 кэВ. Кривые с хорошей точностью совпадают от 100 эВ до 100 кэВ.

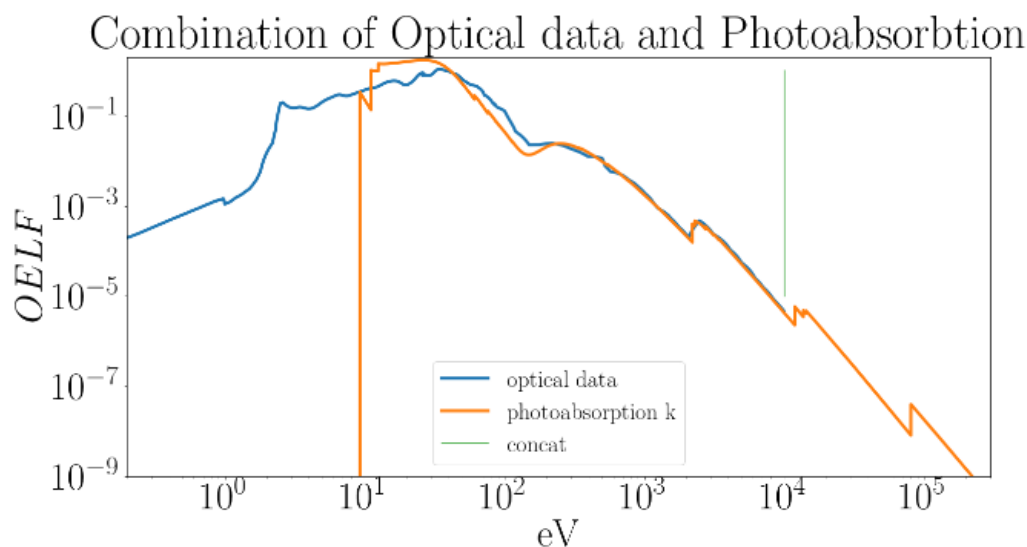


Рис. 1. Оптическая функция потерь энергии (OELF) для золота, вычисленная из сечения фотоэффекта (оранжевая) и оптических данных (синяя).

Из полученной функции энергетических потерь (Рис. 2) с помощью подхода Ричи-Хови [1], Пена [2], и Мермина [3], которые позволяют обобщить диэлектрическую функцию на импульсное пространство, находят необходимое для Монте-Карло моделирования сечение фотоэффекта на шаге моделирования. [4]

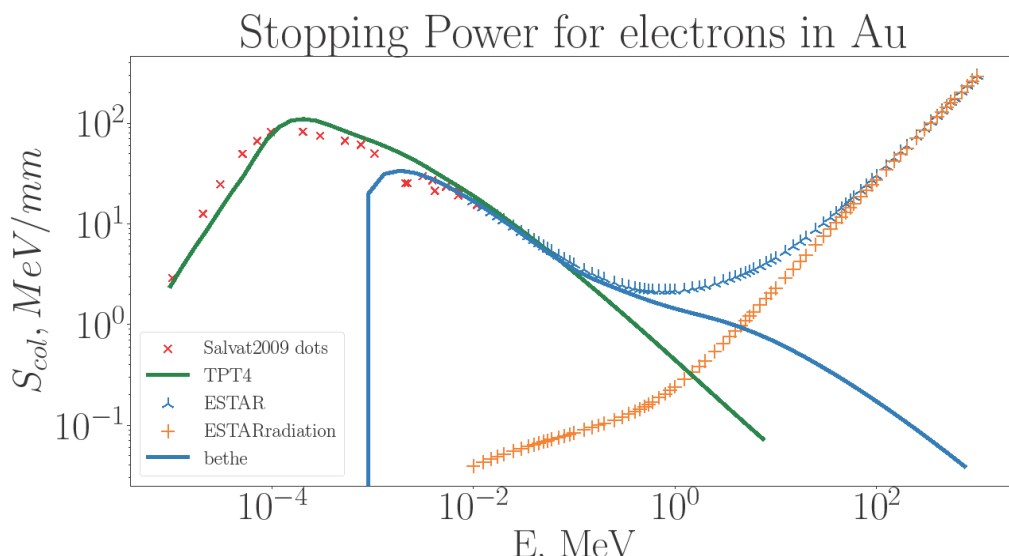


Рис. 2. Функция энергетических потерь энергии (зелёная) для золота, в сравнении с экспериментальными данными (кресты), функцией бете (синяя), базой ESTAR (синие кресты), базой ESTARradiation (жёлтые кресты).

Параллельная гетерогенная программа TPT4 рассчитывает ионизационные потери электронов до предельно малых энергий и таким образом моделирует электронное облако, возникающее в области остановки электрона. Возникающие таким образом электронные облака играют большую роль при моделировании воздействия электромагнитного излучения на полупроводниковую электронику и живую клетку, в которой электронное облако может привести к двойному разрыву ДНК.

Список Литературы:

- [1] R. H. Ritchie, A. Howie, Philos. Mag., 36, 463, 1977
- [2] D. R. Penn, Phys. Rev. B, 35, 482, 1987
- [3] I. Abril, R. Garcia-Molina, C. D. Denton, F. J. Pérez-Pérez et al., Phys. Rev. A, 58, 357, 1998
- [4] S. Tanuma, C.J. Powell, D.R. Penn, Surface and Interface Analysis, 43, 689, 2011

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ И КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА МОТТА В ОРГАНИЧЕСКИХ ПРОВОДНИКАХ

Григорьев П.Д.¹

¹Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН,
Черноголовка 142432, Россия

Гигантское магнитосопротивление с огромным гистерезисом (рис. 1) наблюдается [1] в органическом металле κ -(BEDT-TTF)₂Hg(SCN)₂Br при низкой температуре в интервале давлений около 3 кбар шириной ~ 1 кбар, соответствующему переходу Мотта, которое в этом соединении также сопровождается структурным переходом при $T=90\text{K}$ [2]. Это магнитосопротивление изотропно относительно направления магнитного поля, что исключает орбитальный эффект как его причину. Возможная причина - сдвиг перехода Мотта во внешнем магнитном поле [3,4]. Однако наблюдаемая температурная и магнитополевая зависимость гистерезиса и времени его релаксации указывает на стекольное поведение [1], которое также проявляется в других наблюдаемых величинах [5]. Хотя количественная теория этого эффекта, обусловленного сильными электронными корреляциями, требует сложных численных расчетов, мы предлагаем его объяснение и простую модель, основанную на резистивной сетке, управляемой спиновым состоянием в модели Изинга. Эта модель качественно описывает наблюдаемое магнитосопротивление и демонстрирует сильную спин-зарядовую связь. Предложенный эффект предлагает новый механизм экстремального магнитосопротивления.

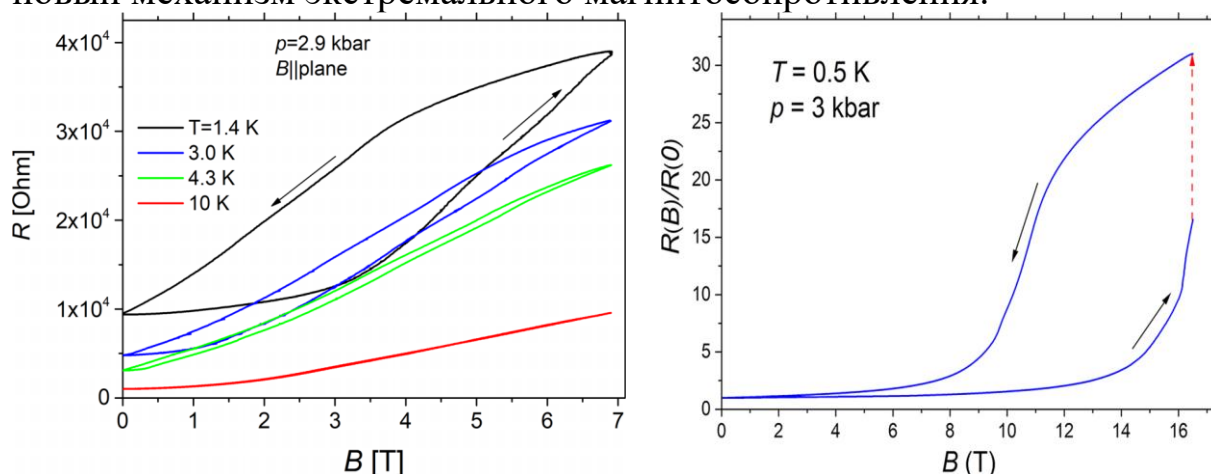


Рис. 1. Наблюдаемое в κ -(BEDT-TTF)₂Hg(SCN)₂Br магнитосопротивление с сильным гистерезисом при давлениях $P=2.9$ kbar (a) и $P=3$ kbar (b).

Похожее магнитосопротивление наблюдается [4] в родственном органическом металле κ -(BEDT-TTF)₂Hg(SCN)₂Cl, который при атмосферном давлении при охлаждении ниже $T = 30\text{K}$ переходит в состояние моттовского изолятора. Внешнее гидростатическое давление $P > 0.7\text{кбар}$ восстанавливает металлическое состояние и дает возможность исследовать осцилляции Шубникова-де Гааза при гелиевых температурах в интервале внешних давлений $P = 1\text{-}8\text{кбар}$.

Эволюция магнитных квантовых осцилляций в этих соединениях при изменении давления интересна по следующим причинам. (1) Квантовые осцилляции наблюдаются даже в той области давлений, где сопротивление намного выше, чем в металлическом состоянии при высоком давлении. Это указывает на возможное пространственное разделение фаз моттовского изолятора и металла с размерами металлических доменов больше или сравнимых с ларморовским радиусом. (2) Частота осцилляций слабо зависит от давления, но их амплитуда сильно уменьшается с понижением давления, что указывает на уменьшение доли металлической фазы. (3) Широкая область сильного магнитосопротивления и сильной зависимости амплитуды квантовых осцилляций от давления указывает на большую ширину перехода Мотта по давлению.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 26-12-00345.

Литература

1. P.D. Grigoriev, S.I. Pesotskii, R.B. Lyubovskii, S.A. Torunova, D.S. Lyubshin, V.N. Zverev, Phys. Rev. B 113, 125139 (2026).
2. S.I. Pesotskii et al., Magnetochemistry 8, 152 (2022).
3. L. Laloux, A. Georges, and W. Krauth, Phys. Rev. B 50, 3092 (1994).
4. F. Kagawa, T. Itou, K. Miyagawa, and K. Kanoda, Phys. Rev. Lett. 93, 127001 (2004).
5. M. Hemmida, H.-A. Krug von Nidda, B. Miksch, L.L. Samoilenko, A. Pustogow, S. Widmann, A. Henderson, T. Siegrist, J.A. Schlueter, A. Loidl, and M. Dressel, Phys. Rev. B 98, 241202(R) (2018).
6. С.И. Песоцкий, Р.Б. Любовский, В.Н. Зверев, П.Д. Григорьев, Т.И. Могилюк, С.А. Торунова, Е.И. Жилыева, ЖЭТФ, 165, 710 (2024).

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЛАВОВ Al-Ni МЕТОДАМИ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОТЕНЦИАЛА ГЛУБОКОГО ОБУЧЕНИЯ

О. Р. Григорьева¹², В. Э. Валиулин¹²³, А. В. Михеенков²³, П. Л. Пех²

¹*Национальный исследовательский технологический
университет «МИСИС»*

²*Институт физики высоких давлений им. Вережагина РАН*

³*Московский физико-технический институт (национальный
исследовательский университет).*

Сплавы системы Al–Ni благодаря уникальному сочетанию легкости, прочности и коррозионной стойкости находят широкое применение в различных областях науки и техники. Особый интерес представляют их расплавы вблизи эвтектической точки, где наблюдаются аномалии структурных, кинетических и транспортных свойств. Для исследования таких систем эффективным инструментом является молекулярная динамика с потенциалами, полученными на основе данных первопринципных расчетов.

В данной работе выполнен расчет свойств расплавов Al–Ni с использованием нейросетевого потенциала DeePMD, обученного на *ab initio* данных. Рассчитаны сдвиговая вязкость – равновесным методом Грина–Кубо, и коэффициенты самодиффузии – по асимптотическому наклону среднеквадратичного смещения. Обнаружены немонотонные концентрационные зависимости: максимум вязкости и минимум диффузии атомов наблюдаются в области 0,7 ат. доли Ni, что указывает на экспериментальное положение эвтектики и согласуется с литературными данными. Дополнительно выполнена оценка температуры плавления сплавов Al–Ni в зависимости от состава. Показано, что DeePMD дает значения, существенно более близкие к экспериментальным, чем классический межатомный потенциал.

Полученные результаты подтверждают эффективность применения методов машинного обучения для исследования кинетических и транспортных свойств многокомпонентных сплавов и открывают перспективы для изучения более сложных систем.

Литература

1. Wang Y., Cacciamani G. Thermodynamic modeling of the Al-Cr-Ni system over the entire composition and temperature range // Journal of Alloys and Compounds. 2016. Vol. 688. Pp. 422-435.
2. Kubo R. Statistical-Mechanical Theory of Irreversible Processes. I. General Theory and Simple Applications to Magnetic and Conduction Problems // Journal of the Physical Society of Japan. 1957. Vol. 12, no. 6. Pp. 570-586.
3. Kondratyuk N.D., Pisarev V.V. Theoretical and computational approaches to predicting the viscosity of liquids // Phys. Usp. 2023. V. 66. No. 4. P. 417–440.
4. Khusnutdinoff R. M. [et al.] Viscous properties of nickel-containing binary metal melts // Journal of Physics: Condensed Matter. 2020. Vol. 33, no. 10. Pp. 104006.

МЕТОД РАЗДЕЛЕНИЯ ВКЛАДОВ В МАГНИТНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ В МНОГОФАЗНЫХ ХРОМОНИКЕЛЕВЫХ СТАЛЯХ

Гудин С.А.^{1*}, Сташков А.Н.¹, Корх М.К.¹

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

^{*} *e-mail: gudin@imp.uran.ru*

Наличие в одном материале двух ферромагнитных фаз — термостабильного феррита и метастабильного мартенсита — создает сложности для их отдельной идентификации. Исследование продолжает работу [1], в которой было показано, что 94,8 % от общего объема исследуемых образцов составляет парамагнитная аустенитная фаза (γ -фаза), а оставшиеся 5,2 % включают в себя две ферромагнитные фазы — феррит (обозначенная как фаза «1») и мартенсит деформации (фаза «2»). Из-за малого содержания ферромагнитных фаз оценить их содержание методами микроскопии или рентгена практически невозможно. Поэтому возникла идея выяснить величину вкладов при помощи магнитных измерений. Проведенные исследования магнитных свойств показали, что после стабилизирующего отжига процентное содержание ферромагнитных фаз в образцах снижается с 5.2 % до 3.6 %. Во время отжига ферромагнитная мартенситная фаза (фаза «2»), претерпевает необратимый высокотемпературный фазовый переход в парамагнитное аустенитное состояние, что проявляется на температурной зависимости магнитной восприимчивости в цикле охлаждения - отсутствие ступеньки на кривой «2» наблюдаемой у кривой «1» при температуре 556 °С рис. 1.

Накопленный у авторов опыт по разделению магнитных вкладов в механизмы рассеяния [2] — [4] был применен для решения поставленной в работе задачи: разработать метод и произвести разделение вкладов в температурную зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T)$ в многофазных хромоникелевых сталях, содержащих при комнатной температуре три фазы: парамагнитную аустенитную, ферромагнитную ферритную, и ферромагнитную мартенситную.

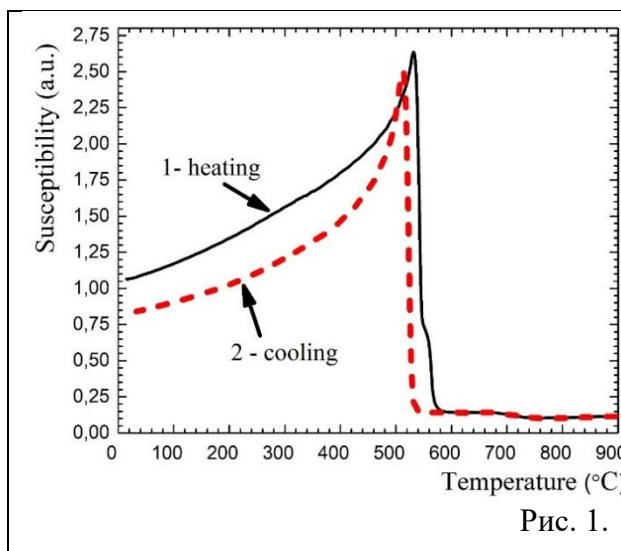


Рис. 1.

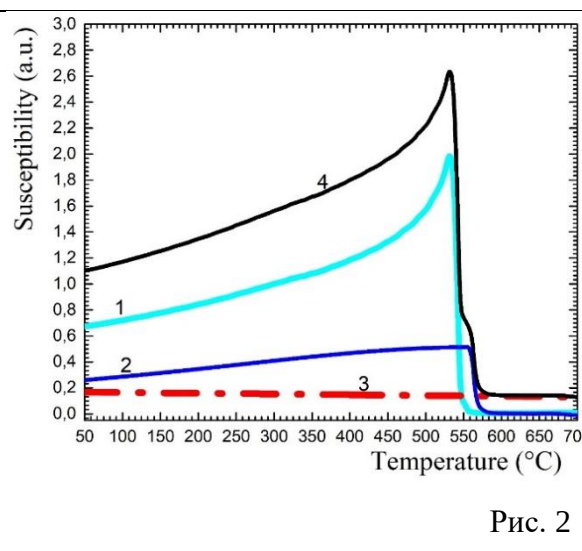


Рис. 2

Метод основан на анализе особенностей температурных зависимостей магнитных восприимчивостей, получаемых во время циклов нагрева и охлаждения образцов рис.1. Нагрев осуществляется до температур, при которых происходит необратимый фазовый переход мартенсита в аустенит, количество ферритной фазы при этом остается неизменным. Метод апробирован на стали марки 08X20H10Г2Б. В результате получены из общей измеренной температурной зависимости магнитной восприимчивости (кривая 4 на рис.2) выделены вклады от ферритной «1», мартенситной «2» и аустенитной «3» фаз рис. 2. Показано, что существующая в цикле нагрева ступенька на графике магнитной восприимчивости связана с необратимым фазовым переходом ферромагнитной мартенситной фазы в парамагнитную аустенитную. При этом фазового перехода феррит-аустенит не происходит, и при охлаждении феррит восстанавливает свои магнитные свойства.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

Литература

1. М.К. Корх, С.А. Гудин, и др., ФММ **126**, 9, 1059, **2025**.
2. А.Г. Гамзатов, С.А. Гудин, и др., Письма в ЖЭТФ. **115**, 3, 218, **2022**.
3. С.А. Гудин, Н.И. Солин. ФТТ, **62**, 5, 669, **2020**.
4. С.А. Гудин, Н.И. Солин. ЖЭТФ, **157**, 4, 648, **2020**.

ДИЛАТАЦИОННЫЙ ЦИЛИНДР В УПРУГОМ КЛИНЕ

Гудкина Ж. В.^{1 2}, Гуткин М.Ю.^{1 3}

¹Университет ИТМО

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

³Институт проблем машиноведения РАН

gudkinazhanna@mail.ru

Исследование включений имеет большое значение для разработки современных материалов для аэрокосмической, морской, автомобильной и многих других областей применения [1]. Актуальность работы заключается в необходимости разработки теоретических основ для управления качеством полупроводниковых наноструктур путем преодоления ограничений, связанных с дефектностью гетероструктур. Исследование деформаций и напряжений несоответствия, связанных с полупроводниковыми наногетероструктурами сложной архитектуры, является важной проблемой материаловедения и наномеханики. Снижение напряжений несоответствия за счет образования различных дефектов часто сопровождается ухудшением функциональных свойств гетероструктур и их последующим разрушением. Поэтому тщательный анализ напряжений несоответствия в гетероструктурах с учетом их реальной формы огранки имеет большое значение для создания бездефектных полупроводниковых устройств с повышенными характеристиками [2]. С этой целью мы нашли аналитическое решение краевой задачи в классической теории упругости для клиновидного тела, содержащего включение в виде бесконечного цилиндра, подверженное трехмерному растяжению собственной деформации.

Для определения поля напряжений этого дефекта введем функцию напряжений Эри в виде суммы:

$$\psi = \psi_{\infty} + \psi_{*},$$

где ψ_{∞} – решение уравнения Пуассона для дилатационного цилиндра в упругой среде, а ψ_{*} – аналитическое решение бигармонического уравнения упругой задачи включения в упругом клине.

Интегральное преобразование Меллина используется для вывода системы уравнений для функции напряжения Эри. В результате желаемые компоненты напряжения находятся в интегральной форме с помощью обратного преобразования Лапласа-Меллина. Анализ полученного решения проводился численно с использованием графиков и карт полей напряжений.

Литература

1. Zhou K., Hoh H.J., Wang X., Keer L.M., Pang J.H., Song B. and Wang Q.J., Mech. Mater, **60**, **2013**.
2. Gudkina Zh.V., Krasnitckii S. A., Gutkin M. Yu., RAMT (Reviews on Advanced Materials and Technologies), **3**, **4**, **2022**

МЕТОД КОРНЕВОГО ВЕКТОРА ДЛЯ АНАЛИЗА ДИНАМИКИ ТРЕХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМ В ЗАДАЧАХ КВАНТОВОЙ ОПТИКИ

Елистратов А. А.

*Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики
им. Н.Л. Духова, Росатом, Москва
andrei.a.elistratov@mail.ru*

Трехуровневые и многоуровневые квантовые системы интенсивно изучаются в связи с их использованием в квантовых технологиях. Так, сверхпроводящие кубиты являются многоуровневыми системами с неэквидистантным спектром. Приходится применять специальные схемотехнические меры, чтобы задействовать только два нижних энергетических уровня, необходимых для работы кубита. Строящиеся квантовые компьютеры на ионной платформе используют в качестве кубитов многоуровневые атомы. Интересна и мало изучена физика цепочек и массивов трехуровневых систем, возможные типы коллективных возбуждений, возможные фазовые переходы в таких системах. В плане приложений обсуждается применение многоуровневых систем к созданию таких новых устройств, как квантовая память, квантовые двигатели и холодильники.

С точки зрения теории наиболее популярным аппаратом для описания динамики многоуровневых систем является управляющее уравнение для матрицы плотности. Этот метод позволяет рассчитать многие важные аспекты процессов в многоуровневых системах, но имеет ряд серьезных ограничений. Например, требует применения регрессионной теоремы при вычислении неодновременных корреляторов величин, что приводит к сложному, громоздкому расчету. Препятствием к построению альтернативного метода функций Грина является неэквидистантность спектра, т. е. неодинаковость энергий переходов между парами соседних уровней. Это обстоятельство препятствует применению стандартной алгебры спина $S=1$, и, например, стандартной спиновой диаграммной техники. Одним из возможных решений является использование метода корневого вектора, заключающегося в разложении трехуровневой системы по каноническому базису Картана-Вейля. Метод корневого вектора является разновидностью техники хаббардовских операторов, активно используемой в задачах магнетизма.

Мы в докладе обсудим данный метод в приложении к анализу трехуровневых систем в задачах квантовой оптики. В качестве простого поясняющего примера рассчитаем коэффициент прохождения одномерного микроволнового фотона через трехуровневую систему с лямбда-схемой уровней. Полученное выражение используем для краткого обсуждения эффекта электромагнитно-индуцируемой прозрачности и устройств квантовой памяти, работающих на основе этого эффекта. Далее, обсудим физические принципы работы квантового холодильника, построенного на основе трехуровневой системы, и рассмотрим применение метода корневого вектора к выводу уравнений, описывающих его динамику.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ УГЛЕРОД-ВОДОРОД ПРИ ДАВЛЕНИИ 7.5 ГПа

Ефимченко В.С.¹, Короткова М.А.¹

¹*Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна РАН*
efimchen@issp.ac.ru

Ранее, для синтеза твердого углеводорода СН при давлении водорода 7.4 ГПа использовался графит, метастабильный при этом давлении [1, 2]. Однако, согласно правилу Оствальда, полученное соединение также может оказаться термодинамически неравновесным при этом давлении. В таком случае, необходимо использование алмазной модификации углерода для нахождения его истинного термодинамического равновесия с водородом при давлении $P=7.5$ ГПа. Исследование прямой реакции монокристалльного алмаза с водородом затруднено из-за плохой диффузии водорода в структуре алмаза [3] и, соответственно, низкой скорости реакции между ними. Мы предположили, что использование углерода в форме детонационных наноалмазов (ДНА) позволит уменьшить вероятность образования метастабильных соединений в системе С-Н, при проведении экспериментов в области стабильности алмаза, и улучшит диффузию водорода из-за малых размеров алмазных частиц (2-3 нм).

Исходные частицы ДНА были предварительно обработаны с использованием метода окислительного карбоксилирования для создания поверхностного заряда Z^- , препятствующего образованию агломератов. Спектр комбинационного рассеяния света (КРС) исходного образца, помимо сильного люминесцентного фона, содержал только линии на частотах ~ 1323 и 1615 см^{-1} , соответствующих вибронным колебаниям sp^2 и sp^3 -углерода. Общий профиль линий соответствовал размерам наноалмазов 6-8 нм.

Гидрирование исходных детонационных наноалмазов было проведено в камерах типа «Тороид» при давлении 7.5 ГПа и температурах 600 и 700 °С в течение 1 часа. Для возможного роста частиц ДНА в процессе гидрирования при 700 °С, в исходный образец добавлялся пентаэритрит.

Показанные на рисунке 1 типичные спектры КРС гидрированных образцов содержали линии ДНА на частотах ~ 1323 и 1615 см^{-1} , а также не наблюдавшуюся в спектре исходного образца широкую линию на частоте $\sim 2900\text{ см}^{-1}$. Наличие этой линии указывает на реакцию поверхностных атомов ДНА с водородом с образованием связи С-Н

после гидрирования при давлении 7.5 ГПа и возможную смену поверхностного заряда частицы с исходного Z^- на Z^+ . Увеличение интенсивности этой линии в некоторых точках образца гидрированного при 700 °С сопровождалось уменьшением интенсивности линии при 1615 cm^{-1} и общего люминесцентного фона, что может указывать на увеличение количества связей между поверхностным углеродом и водородом при этой температуре.

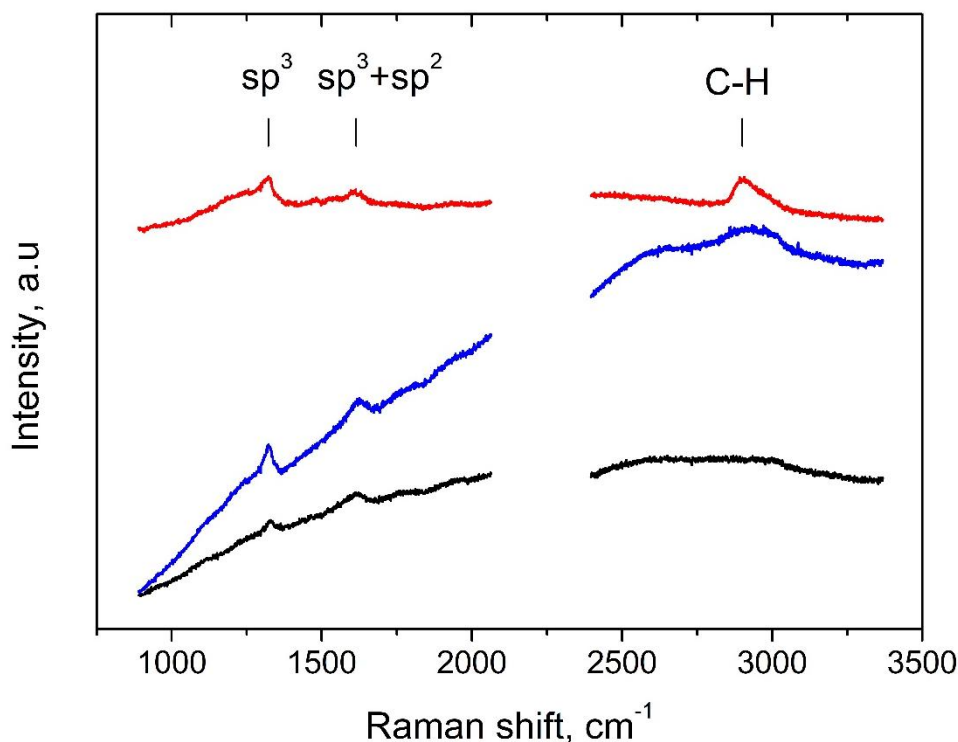


Рисунок 1. Спектры КРС исходных ДНА (нижняя черная линия), ДНА гидрированных при давлении $P=7.5$ ГПа и температурах: $T=600$ °С (средняя синяя линия) и $T=700$ °С (верхняя красная линия). Все спектры получены при нормальных условиях, $\lambda=532$ нм.

Согласно данным рентгеновской дифракции, оба гидрированных образца не содержали каких-либо углеродных фаз кроме ДНА, что указывает на устойчивость алмазной структуры при давлении водорода $P=7.5$ ГПа и температурах $T \leq 700$ °С.

Литература

1. V.E. Antonov, et al., Carbon, **100**, 465, **2016**
2. V.A. Yartys, et al., Mater. Chem. Phys., **332**, 130232, **2025**
3. A. Stacey, et al., Appl. Phys. Lett., **100**, 071902, **2012**

ДИНАМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ ТАНТАЛА ВОЛНОЙ РАСТЯЖЕНИЯ

Жаховский В. В.

*Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики
им. Н.Л. Духова Росатом, 127030 Москва
basi1z@ya.ru*

Понимание явлений разрушения материала при чрезвычайно высоких растягивающих напряжениях и скоростях деформации является ключевым вопросом для широкого спектра научных исследований, начиная от прикладных наук и технологических разработок и заканчивая фундаментальными науками, такими как лазерное взаимодействие с веществом и геология.

Но такое исследование требует подробного многомасштабного описания как процессов на межатомных расстояниях, так и макроскопических процессов, что пока достижимо только с помощью крупномасштабного атомного моделирования. Недавно прямой сверхбыстрый мониторинг динамического разрушения (откола) почти в масштабе атомной решетки в режиме реального времени с пикосекундным временным разрешением стал доступен экспериментальным методам [1]. Мы показали, что фемтосекундный зондирующий рентгеновский импульс, создаваемым рентгеновским лазером на свободных электронах, позволяет регистрировать динамику кристаллической решетки в танталовой фольге при сверхвысоком темпе деформации $2\text{--}3.5 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$, вызванным воздействием мощного импульса оптического лазера.

Было проведено крупномасштабное атомистическое моделирование распространения ударной волны, отражения её от свободной границы с формированием сильной волны растяжения, которая при достижении напряжения $\sim 17 \text{ ГПа}$ и вызывает откол и разрушение образца. Результаты моделирования оказались в хорошем согласии с непосредственно измеренным с помощью рентгеновской дифракции падением плотности на 8-10% плотности, которое связано с началом откола в процессе разрушения.

Литература

1. B. Albertazzi, N. Ozaki, V. Zhakhovsky, et al, “Dynamic fracture of tantalum under extreme tensile stress”, *Science Advances*, **3**, e1602705, **2017**

УПРАВЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫМ ЗАРЯДОВЫМ ТРАНСПОРТОМ В SmB_6

В.С. Журкин, А.Д. Божко, М.А. Анисимов, В.М. Шевлюга,
Б.В. Андриюшечкин, В.В. Глушков

¹ *Институт общей физики*

им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, Россия

Сильные электронные корреляции в гексабориде самария, которые открывают узкую 4f-5d гибридационную щель ($E_g \approx 19$ мэВ) при переходе металл-изолятор ниже 40 К [1,2] вызывают значительный интерес к исследованию топологического изолятора SmB_6 , в котором параметры поверхностной проводимости существенно зависят от выбранного метода предварительной обработки поверхности [3,4].

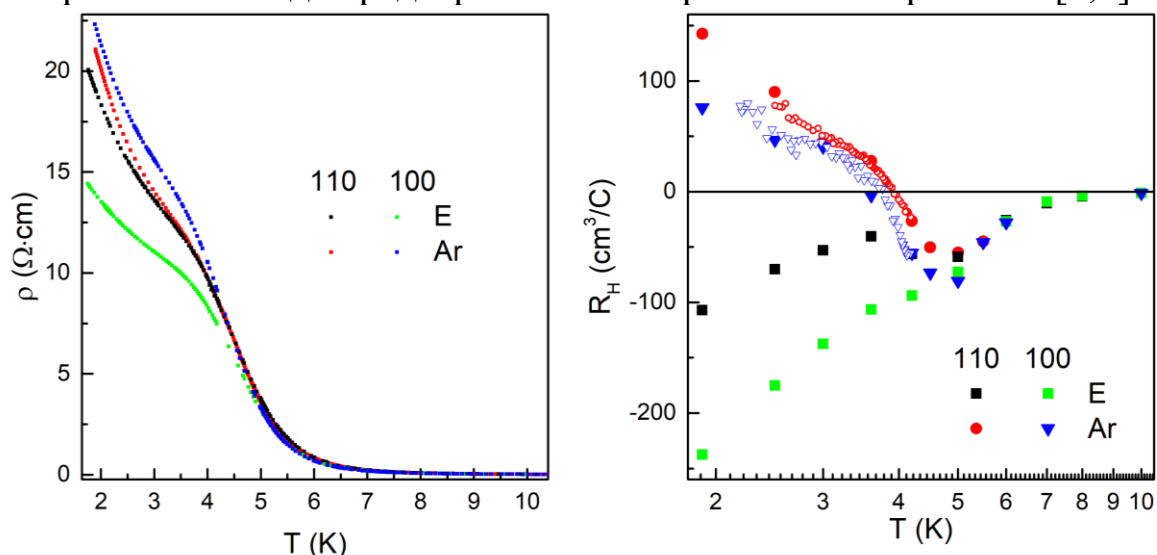


Рисунок 1 Температурные зависимости коэффициента Холла (правая панель) и удельного сопротивления (левая панель) образцов SmB_6 после химического травления (E) и бомбардировки ионами Ar^+ (Ar) с различной ориентацией граней (110 и 100).

В рамках данной работы выполнено исследование транспортных и гальваномагнитных свойств монокристаллических образцов SmB_6 с различной ориентацией граней (110 и 100) в диапазоне температур 1.9-300 К в магнитных полях до 8 Тл. Измерения проводились в несколько этапов, на каждом из которых поверхности гексаборида самария обрабатывались различными способами. Изначально все грани образцов SmB_6 полировались алмазным абразивом с последующим травлением в водном растворе HNO_3 [3]. Затем проводился цикл измерений параметров зарядового транспорта. На заключительном этапе грани образцов подвергались бомбардировке ионами аргона со средней энергией ионов 500 эВ и плотностью тока $1,2 \text{ мкА/см}^2$ [5], с

последующим отжигом до 800⁰С в условиях сверхвысокого вакуума (до 2×10^{-10} Торр). После чего полный цикл измерений повторялся.

В рамках данной работы было обнаружено, что удельное сопротивление после бомбардировки ионами аргона растет для обоих образцов, причем для образца с ориентацией граней (100) наблюдается рост практически в два раза от 13,9 до 21,1 Ом·см, в то время как для образца (110) это изменение составляет порядка 15% от 19 до 22 Ом·см (рис. 1) при $T=1,9$ К. Температурные зависимости коэффициента Холла демонстрируют более сложное изменение. После обработки поверхностей ионами аргона, коэффициент Холла меняет знак при $T \approx 3,7$ К и $T \approx 3,9$ К для образцов с ориентацией граней (100) и (110) соответственно. Абсолютные значения для образца (110) растут от значений $|R_H| \approx 107$ см³/Кл до $|R_H| \approx 142,4$ см³/Кл, а для образца (100) уменьшаются от $|R_H| \approx 237,5$ см³/Кл до $|R_H| \approx 75,8$ см³/Кл при $T=1,9$ К.

Из данных оже-спектроскопии было обнаружено, что бомбардировка поверхностей гексаборида самария ионным пучком Ar приводит к практически полному удалению углерода с поверхности образца. При этом наблюдается усиление линии кислорода (до 30%), которое совместно с генерацией дефектов в приповерхностном слое, по-видимому, и приводит к появлению носителей заряда p -типа в поверхностном слое SmB₆.

Результаты, полученные в рамках данной работы, открывают возможность направленного управления параметрами поверхностного зарядового транспорта в гексабориде самария.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №25-72-20032, <https://rscf.ru/project/25-72-20032/>

Литература

1. N. Sluchanko et al, Phys. Rev. B. 2000. 61. 9906.
2. L. Li, K. Sun et al, Nat. Rev. Phys. 2020. 2. 463-479.
3. V. V. Glushkov et al, JETP Lett. 2022. 116. 791-797.
4. S. V. Demishev et al, Sci. Rep. 2018. 8, 7125–8.
5. Глушков В.В., и др., Докл. РАН. Физ., техн. науки. 2025. 525, 1, 11-20.

ФАЗА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ Au_4Si

Бражкин В.В.¹, Дюжева Т.И.¹, Зибров И. П.¹, Щелкачев Н.М.²

¹Институт физики высоких давлений РАН, Москва, г. Троицк

²Объединённый институт ядерных исследований, г. Дубна, МО

zibrov@hppi.troitsk.ru

Рентгенофазовый анализ образца, полученного в результате взаимодействия между порошками золота и кремния ($\text{Au}:\text{Si}=4:1-2:1$) при $P=7.5$ ГПа, $T=1150$ С, $\tau=5$ мин. показал, что в нем содержится 4 фазы: по несколько процентов исходных Au и Si, основная псевдокубическая фаза с объемно-центрированной ячейкой с $a \sim 5.56$ Å и 15-20 пиков, которые не удалось идентифицировать с известными в этой системе соединениями. Несколько пиков кубической фазы имеют небольшое расщепление, что свидетельствует о тетрагональном или гексагональном искажении кубической ячейки. На первом этапе рассматривалось тетрагональное искажение. Всего в тетрагональной сингонии существует 19 пространственных групп для объемно-центрированных ячеек. Для расшифровки структуры использовали пакет программ EXPO 2001 [1]. Были протестированы все 19 групп, и в трех - $I-4$ с 2 (№120), $I-4$ 2 m (№121) и $I-4$ 2 d (№122) были получены приемлемые модели структуры, которые незначительно отличались друг от друга. Следует отметить, что в работе [2] была предложена модель структуры Au_4Si в группе $I-4$ 2 m (№121), которая отличалась от модели, полученной нами. На следующем этапе проводилось уточнение структуры этих моделей с использованием пакета программ GSAS [3]. В результате этой работы было показано, что R факторы для структуры наших моделей близки, а для модели из работы [3] значительно меньше, например, для нашей модели в группе $I-4$ 2 m (№121) $R_F=0.0426$, а из работы [2] $R_F=0.0259$. Поэтому данная модель структуры была выбрана в качестве рабочей: $a=5.56110(7)$ Å, $c=5.54351(12)$ Å, $V=171.438(3)$ Å³, $Z=2$, $d\text{-calc.}=15.807$ g/cm³. В ней атомы золота занимают позицию (8i) (0.29779(9) 0.29779 (9) 0.3562(2)), а атомы кремния – (2b) (0 0 0.5). На Рис.3 показана структура изучаемого соединения, которое построено из бисдисфеноидов $[\text{SiAu}_8]$, в которых атом кремния окружен восемью атомами золота, при этом 4 атома кремния имеют расстояние Au-Si 2.4740(9) Å, а другие 4 - 2.5353(12) Å.

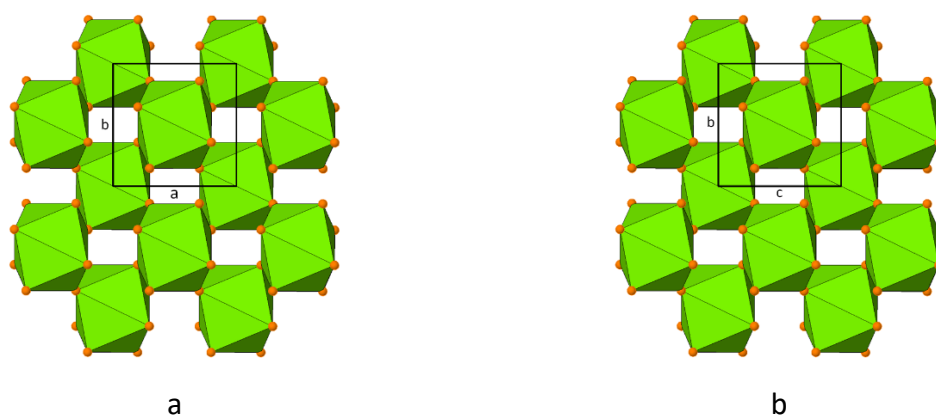


Рис.1. Структура Au_4Si : а – вдоль оси c ; б - вдоль оси a . Бисдифеноиды показаны зеленым цветом, атомы Au – коричневым.

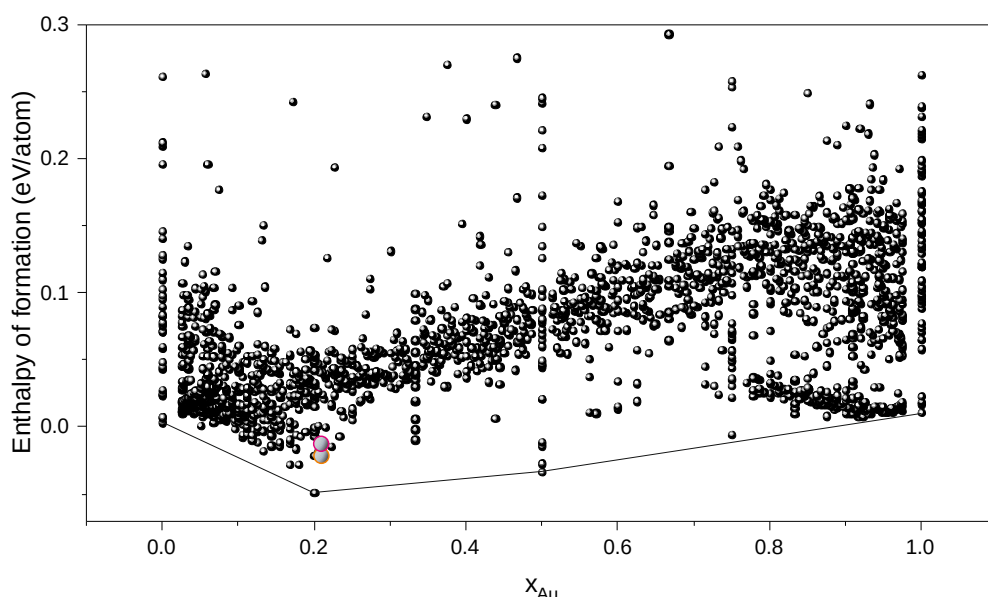


Рис.2. Энтальпия образования Au–Si при 10 ГПа, $T=0$ (алгоритм УСПЕХ + МЛ потенциалы [4]). Большие точки — Au_4Si ($x = 0.2$).

Литература

1. Altomare A., Burla M.C., Camalli M., Carrozzini B., Cascarano G.L., Giacovazzo C., Guagliardi A., Moliterni A.G.G., Polidori G. & Rizzi R., J. Appl. Cryst., **32**, 339-340, **1999**
2. Yue-Hang Dong, Wen-Cai Lu, Xin Xu, Xin Zhao, K.M. Ho, C.Z. Wang Phys. Rev., **B95**, 134109, **2017**
3. Larson A.C. and Von Dreele R.B., Los Alamos National Laboratory., Report LA-UR-86-748, **1987**
4. Chtchelkatchev et al, arXiv:2606.30870 [cond-mat.mtrl-sci]

ФОКУСИРОВКА ИНТЕНСИВНОГО МЯГКОГО И ЖЕСТКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛАЗЕРОВ И СОЗДАНИЕ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

Григорьев С. Ю.¹², Жаховский В. В.¹², Иногамов Н. А.¹³, Макаров С. С.², Петров Ю. В.³⁴, Хохлов В. А.³²

¹*Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Москва*

²*Объединенный институт высоких температур, РАН, Москва*

³*Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау, РАН, Москва*

⁴*Московский физико-технический институт, Долгопрудный
nailinogamov@gmail.com*

В докладе анализируются особенности применения рентгеновских лазеров на мягком [1] и жестком [2-4] рентгене. Важной проблемой является фокусировка излучения в малые пятна микронного и субмикронного размеров. Это позволяет добиваться высокой концентрации флюенса и соответственно генерировать высокие давления в конденсированных образцах.

В случае жесткого рентгена применяется концентрация излучения, основанная на цепочке линз из бериллия [3]. С одной стороны, радиус пятна на мишени R должен быть не слишком мал, чтобы увеличить релеевскую длину $\sim R^2/\lambda$, определяющую дифракционную расходимость; $\lambda=0.138$ нм для 9 кэВ. С другой стороны, лимит по энергии импульса не позволяет применять большие пятна. С помощью найденного оптимума между этими двумя условиями удалось получить рентгеновский пучок большой длины с малой расходимостью.

В результате в цилиндре излучения пучка были достигнуты высокие плотности энергии на единицу объема [2,3]. Плотность энергии в конденсированной фазе до 100 эВ/атом, давления порядка 1 ТПа. Пучок пробивает миллиметровый канал субмикронного радиуса с отношением длины к диаметру порядка нескольких тысяч. Эти значения намного превосходят те значения, который получаются при применении оптических лазеров и фокусировки через аксикон. Причем не требуется прозрачность облучаемой среды.

В случае лазеров с мягким рентгеном [1] удастся добиться удара, формирующего экстремально глубокий кратер. При этом отношение глубины кратера к длине затухания составляет необычайно большую величину до нескольких десятков. В докладе анализируются

физические модели и численное моделирование, которые объясняют указанные наблюдения.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ (№ 26-19-00292).

Литература

1. Hasegawa et al., Springer Proceedings in Physics, **202**, 273-277, **2018**
2. Makarov et al., Optics Express, **31**(16), 26383, **2023**
3. Makarov et al., Nature Comm., **16**, 11504, **2025**
4. Хохлов, Иногамов, Вестник ОИВТ РАН, **8**(2), 38-44, **2022**

СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ В СИСТЕМАХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ ЗА ПРЕДЕЛАМИ ДВУХУРОВНЕВОЙ АППРОКСИМАЦИИ

Казак А. И., Сеидов С. С.
НИТУ МИСИС
archiem328@gmail.com

Рассмотрим гамильтониан ансамбля N джозефсоновских контактов взаимодействующих с электромагнитной волной в резонаторе. Связь реализуется через калибровочно-инвариантный фазовый сдвиг:

$$H = \frac{p^2}{2} + \frac{\omega^2 q^2}{2} + \sum_{i=1}^N \left\{ 4 E_C n_i^2 - E_J \cos \left(\varphi_i - \frac{gq}{\sqrt{N}} \right) \right\}$$

Воспользуемся каноническим преобразованием [1] и приближением среднего поля:

$$n_i = \langle n \rangle + \delta n_i,$$

здесь $\langle n \rangle$ – средняя разность числа куперовских пар на берегах контактов в цепи, δn_i – флуктуации. Тогда получим гамильтониан:

$$H_{MF} = \frac{p^2}{2} + \frac{\omega^2 q^2}{2} + 4 E_C \sum_i^N n_i^2 + \left(\frac{gp}{\sqrt{N}} + g^2 \langle n \rangle \right) \sum_i^N n_i - E_J \cos \varphi_i - \frac{g^2 \langle n \rangle^2 N}{2}.$$

Гамильтониан одиночного джозефсоновского контакта выражается в базисе Матье функций [2]. В результате эффективный потенциал будет зависеть от осцилляторной части, Матье вклада и квадратичного члена, возникающего в результате зависимости n_g^{eff} от p и $\langle n \rangle$:

$$U_{eff}(p, \langle n \rangle) = \frac{p^2}{2} - \frac{g^2}{16E_C} (p + g \langle n \rangle \sqrt{N})^2 + NE_C a_v \left(-\frac{E_J}{2E_C} \right) - \frac{g^2 \langle n \rangle^2 N}{2}$$

$$v = -2 \left(n_g^{eff} + k(m, n_g^{eff}) \right) = -2 \left(\frac{g(p + g \langle n \rangle \sqrt{N})}{8E_C \sqrt{N}} + k(m, n_g^{eff}) \right).$$

Значение среднего поля $\langle n \rangle$ определяется минимизацией эффективного потенциала:

$$\frac{\partial U_{eff}}{\partial \langle n \rangle} = \frac{\partial U_{eff}}{\partial p} = 0 \Rightarrow \langle n_0 \rangle = -\frac{p}{g} \frac{1}{\sqrt{N}}.$$

Анализ найденного решения и учёт полного зарядового спектра приводят к выводу о существовании перехода в сверхизлучательное состояние.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках Программы стратегического академического лидерства "Приоритет-2030" в НИТУ МИСИС (Стратегический технологический проект "Квантовый интернет").

Литература

1. Mukhin, S. I., Gnezdilov, N. V. (2018). *Physical Review A*, 97(5), 053809.
2. Koch, Jens, et al. *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics* 76.4 (2007): 042319.

СПЕКТРОСКОПИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ИССЛЕДОВАНИЯХ МАТЕРИАЛОВ ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ ХАЛЬКОГЕНИДОВ

Колобов А.В.

*Институт физики, Российский государственный педагогический
университет им. А.И. Герцена, 191186, Санкт-Петербург
akolobov@herzen.spb.ru*

Развитие технологий больших данных, Интернета вещей и искусственного интеллекта требует создания новых классов устройств памяти, и одним из перспективных кандидатов на эту роль являются аморфные халькогениды. Эти материалы демонстрируют быстрое и обратимое фазовое превращение между кристаллической и аморфной фазами под действием лазерных импульсов или импульсов электрического тока. Примерами практического применения материалов с фазовым переходом служат перезаписываемые оптические диски и энергонезависимая электронная память, такая как 3D X-Point (коммерческое название — Optane). В последнее время все большее внимание привлекает новый класс памяти — селекторно интегрированная память (selector-only memory), где функции селектора и ячейки памяти совмещены в одном слое аморфного халькогенида.

Хотя существует множество методов исследования структуры кристаллов, возможности прямого изучения структуры разупорядоченных материалов весьма ограничены. Одним из наиболее мощных методов является спектроскопия рентгеновского поглощения (XAS). В данном докладе, после краткого изложения основных принципов метода, методик проведения измерений и анализа данных XAS, будут продемонстрированы примеры успешного применения этого метода для исследования аморфных халькогенидов, используемых в устройствах памяти.

Сначала рассматривается механизм фотоструктурных изменений в халькогенидных стеклах [1], а затем — исследования халькогенидов с фазовым переходом. В частности, демонстрируется радикальное изменение локальной структуры при переходе между кристаллической и аморфной фазами в классическом фазопеременном сплаве $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ [2, 3]; далее обсуждаются сегнетоэлектрический фазовый переход в GeTe [4] и неизбежное образование вакансий в узлах атомов Ge в этом материале [5]. Особое внимание уделяется измерениям фазового перехода с временным разрешением, которые

демонстрируют важную роль электронного возбуждения в процессе аморфизации [6].

В завершение доклада представлены последние результаты исследований методом XAS сплавов с фазовым переходом и аморфных халькогенидов, применяемых при разработке нейроморфных сетей и памяти на основе селекторов.

Работа выполнена при поддержке совместного гранта РФФИ и NSFC (грант № 25-49-00103).

Литература

1. A.V. Kolobov, H. Oyanagi, Ka. Tanaka, Ke. Tanaka. Phys. Rev. B 55 726, 1997
2. A.V. Kolobov, P. Fons, J. Tominaga, and T. Uruga. Nature Materials 3, 703, 2004
3. A.V. Kolobov, M. Krbal, P. Fons, J. Tominaga, and T. Uruga. Nature Chemistry 3, 311, 2011
4. P. Fons, A.V. Kolobov, M. Krbal, J. Tominaga, K.S. Andrikopoulos, S.N. Yannopoulos, G.A. Voyiatzis, and T. Uruga. Phys. Rev. B, 82 155209, 2010.
5. A.V. Kolobov, J. Tominaga, P. Fons, and T. Uruga. Appl. Phys. Lett. 82, 382, 2003
6. P. Fons, H. Osawa, A.V. Kolobov, T. Fukaya, M. Suzuki, T. Uruga, N. Kawamura, H. Tanida, J. Tominaga. Phys. Rev. B 82, 041203, 2010

«И ВСЁ-ТАКИ ОНИ ВЕРТЯТСЯ!»: ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ФОНОННЫЕ МОДЫ

Комлева Е. В.

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

г. Екатеринбург

komleva.evg95@gmail.com

Циркулярно поляризованные колебания кристаллической решетки, обнаруженные экспериментально менее 10 лет назад, представляют собой круговое движение атомов вокруг их равновесных положений в кристалле, вследствие чего данный фонон приобретает собственный механический (угловой) и эффективный магнитный моменты.

На сегодняшний день обнаружены материалы, в которых как экспериментально наблюдаются эффекты, связанные с данным явлением, так и проявляются альтермагнитные свойства. Примером таких систем являются соединения переходных металлов Ni_3TeO_6 [1] и $\text{Fe}_2\text{Mo}_3\text{O}_8$ [2]. Моделирование электронной структуры и динамики решетки соединений первопринципными методами позволяет исследовать взаимосвязь их электронной и фононной подсистем.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ №26-72-00118.

Литература

1. J. Okamoto et al., arXiv:2512.00388.
2. W. Fangliang et al., Nature Physics, **19**, 1868–1875, **2023**.

ВЛИЯНИЕ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ АЛМАЗА НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛАЗЕРНО-ГРАФИТИЗИРОВАННЫХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ И В ОБЪЕМЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО АЛМАЗА

Комленок М. С.¹, Заведеев Е. В.¹, Ашиккалиева К. Х.¹,
Дорджиев К. М.¹, Командин Г. А.¹, Борисов Ю. И.¹, Большаков А. П.¹
¹*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*
komlenok@nsc.gpi.ru

На поверхности монокристаллических алмазных пластин с ориентациями (100), (110) и (111) созданы графитизированные структуры с помощью эксимерного лазера KrF ($\lambda=248$ нм, $\tau=20$ нс, ООО «Оптосистемы»). Измерена их электрическая проводимость в различных направлениях и оптическое пропускание в терагерцовом диапазоне длин волн. Обнаружена и исследована анизотропия электрических и оптических свойств.

Объемная лазерная графитизация исследована при перемещении фокуса остро сфокусированного фемтосекундного лазерного пучка (титан:сапфировый лазер, ООО «Авеста», $\lambda=800$ нм, $\tau=35$ фс, частота повторения 1 кГц) перпендикулярно оптической оси в алмазе вдоль плоскости спайности кристалла (111). Показано, что нежелательное движение волны графитизации навстречу лазерному лучу в этих условиях может быть полностью подавлено. При поперечном относительно лазерного луча сканировании в алмазе на глубине ~ 70 мкм были получены сплошные структуры (графитизированные ленты) при энергиях импульса от ~ 70 нДж (близко к порогу графитизации поверхности) до 3 мкДж.

Механизм подавления волны графитизации заключается в формировании доминирующей микротрещины, окружающей графитизированную структуру и расположенную вдоль плоскости (111). Во-первых, такая трещина провоцирует графитизацию на своих стенках за счет низкого порога по сравнению с объемным. Во-вторых, будучи доминирующей, такая трещина в значительной степени снимает микронапряжения, вызванные появлением графита в кристалле, и предотвращает развитие микротрещин по другим плоскостям семейства $\{111\}$, обеспечивая более медленное развитие зародышей для движения фронта графитизации навстречу лазерному лучу.

Показано, что модифицированная фаза представляет собой

типичный для лазерного воздействия разупорядоченный (аморфный) углерод. При этом, в отличие от других конфигураций лазерного рисования, полученные микроструктуры обладают существенно более высокой проводимостью, связанной, очевидно, с отсутствием микросегментации обработанного алмаза и разрывов графитизированной фазы.

Полученные результаты открывают новые возможности использования лазерных методов для модификации алмазных материалов, как на их поверхности, так и в объеме. Разработанные подходы могут быть использованы для создания новых планарных и объемных элементов фотоники и электроники на основе синтетических алмазов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №25-19-00796, <https://rscf.ru/project/25-19-00796/>

НЕАФФИННЫЕ ДЕФОРМАЦИИ И УПРУГИЕ МОДУЛИ АМОРФНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ

Конюх Д. А.¹, Бабин Д. В.¹, Райков И. О.¹, Бельтюков Я. М.¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе

conyuh.dmitrij@yandex.ru

Одним из актуальных направлений в современной теории конденсированных сред является изучение аморфных и полимерных нанокомпозитных материалов. Как показывают экспериментальные исследования, такие вещества обладают улучшенными механическими, электрическими и тепловыми свойствами. Нанокомпозиты находят широкое применение в различных отраслях промышленности, включая аэрокосмическую, автомобильную, строительную, спортивную и медицинскую, ввиду их превосходной ударопрочности и коррозионной стойкости [1].

Исследование упругих свойств аморфных нанокомпозитов является недостаточно решенным вопросом, в первую очередь с теоретической стороны. Современные исследования показывают, что в неупорядоченных веществах вне зависимости от их химического состава проявляются так называемые неаффинные деформации - неоднородные локальные атомные смещения, которые не могут быть описаны комбинацией локальных растяжений или сдвигов. Такие неоднородные деформации делают однородную теорию упругости неприменимой на масштабе неаффинности ξ , который оценивается десятками межатомных расстояний и может быть сопоставим с характерными размерами структурных элементов композита [2, 3].

Проведенные нами исследования показали, что неаффинные деформации способны оказывать существенное влияние на макроскопические упругие свойства нанокомпозитных материалов. Это влияние исследовалось нами как с помощью численных методов молекулярной динамики [4, 5], так и в рамках современной теории случайных положительно определенных матриц [6, 7].

Теория случайных матриц позволила нам изучить фундаментальные свойства неаффинности и аналитически проявить масштаб неаффинности ξ . Наши теоретические исследования впервые предсказали, что пространственные корреляции неаффинных смещений $K_{\alpha\beta}(\mathbf{r})$ содержат как степенной, так и экспоненциальный спад на масштабе ξ . Предыдущие теоретические исследования учитывали пространственные флуктуации жесткости в рамках континуальной

теории упругости и введения поля деформации, что позволяло найти лишь степенной убывающий вклад от тензора Грина на макроскопических масштабах и не определяло масштаб ξ .

Локально-упругий контраст вблизи границы аморфного тела описывается полученными нами аналитическими выражениями, согласно которым имеется экспоненциальный спад упругих модулей на масштабе неаффинности ξ в глубь аморфного материала. При этом влияние наночастиц на упругость композита может увеличиваться в разы, если их характерный размер сопоставим с масштабом ξ .

Результаты теории были подтверждены численными расчетами, включающие молекулярно-динамическое моделирование стекла Леннарда-Джонса и полистирола в аморфном состоянии, а также системы вблизи порога перколяции жесткости. Полученные результаты демонстрируют образование жесткой межфазной области, микроскопическая природа которой связана с подавлением неаффинных деформаций вблизи переходных границ на масштабе ξ .

Механизм образования межфазной области около структурных элементов композита на масштабе ξ дает правдоподобное объяснение существенному увеличению макроскопических упругих модулей, наблюдаемых в нанокомпозитах по сравнению с композитами, содержащими включения микрометрового размера при эквивалентных объемных долях [8]. Более того, предсказанный экспоненциальный на масштабе ξ спад индуцированных упругих модулей вблизи наночастиц может быть измерен доступными экспериментальными методами исследований с использованием атомно-силовой микроскопии.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-72-10083-П.

Литература

1. S. T. Peters, Ed., Handbook of Composites, 2nd ed. Springer US.
2. F. Léonforte et al. Phys. Rev. B **72**, 224206, **2005**
3. C. E. Maloney, Phys. Rev. Lett. **97**, 035503, **2006**
4. Y. M. Beltukov, D. A. Conyuh, I. A. Solov'yov, Phys. Rev. E **105**, L012501, **2022**
5. I. O. Raikov, D. A. Conyuh, Y. M. Beltukov, 2025 IEEE 3M-NANO, pp. 553-558, **2025**
6. D. A. Conyuh, A. A. Semenov, Y. M. Beltukov, Phys. Rev. E **108**, 045004, **2023**
7. D. A. Conyuh, D. V. Babin, I. O. Raikov, Y. M. Beltukov, Phys. Rev. B **113**, 174207, **2026**
8. A. Blivi et al. Polymer Testing **56**, 337, **2016**

НИЗКОЧАСТОТНАЯ РЕЛАКСАЦИОННАЯ ДИНАМИКА МАГНОНИОБАТА-СКАНДОНИОБАТА СВИНЦА

Королева Е. Ю.¹, Молоков А.Ю., Савин Д.А., Дейнека А.В.

¹ ФТИ им.А.Ф.Иоффе
e.yu.koroleva@mail.ioffe.ru

Одним из ключевых моментов в физике релаксоров является их реакция на приложенное внешнее электрическое поле. Обычно измерения проводятся при фиксированной напряженности поля при изменении температуры и на нескольких измерительных частотах.

Мы исследовали трансформацию диэлектрических спектров монокристалла твердого раствора магнониобата-скандониобата свинца $0.9\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3-0.1\text{Pb}(\text{Sc}_{1/2}\text{Nb}_{1/2})\text{O}_3$ (0.9PMN-0.1PSN) при изменении внешнего поля при нескольких температурах выше и ниже трикритической точки. Получены величины критических полей перехода в индуцированное сегнетоэлектрическое состояние при температурах 255, 260 и 265 К. Показано, что наблюдаемый положительный вольт-фарадный эффект обусловлен ужесточением спектра диэлектрических потерь.

Из анализа частотных зависимостей выявлены три релаксационных процесса, два из которых связаны с переориентацией полярных нанообластей и динамикой их границ, а третий возникает после перехода образца в сегнетоэлектрическое состояние, что позволяет предположить о его связи с динамикой сегнетоэлектрических доменов. Из анализа полевых зависимостей $\epsilon(E)$ при 255К обнаружено увеличение характерной частоты низкочастотного релаксационного процесса на восемь порядков при изменении внешнего поля от 2 до 9 кВ/см. Данное ужесточение спектра может быть объяснено снижением активационного барьера при увеличении внешнего поля.

Проведен детальный анализ температурной эволюции петель гистерезиса монокристалла 0.9PMN-0.1PSN и выдвинуто предположение, что наблюдаемые двойные петли гистерезиса связаны с индуцированными внешним полем переходами между параэлектрической и сегнетоэлектрической фазами или между релаксорной и сегнетоэлектрической фазами.

СИНТЕЗ, СТРУКТУРА И ЭЛЕКТРОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА НИКЕЛАТОВ СЕРИИ РАДДЛЕСДЕНА-ПОППЕРА

Коряков А. Д.¹, Леонидов И.А.¹, Чарикова Т.Б.¹, Леонов И.В.¹

¹ *Институт физики металлов им. М.Н. Михеева, ИФМ УрО РАН,
г. Екатеринбург
korykov.ihim@yandex.ru*

В настоящее время большой интерес привлекают слоистые никелаты с кристаллической структурой Раддлесдена-Поппера $\text{La}_{n+1}\text{Ni}_n\text{O}_{3n+1}$ (RP), обладающие широким разнообразием свойств в зависимости от $n=1, 2$. Особый интерес представляют исследования двуслойных фаз $\text{La}_3\text{Ni}_2\text{O}_{7\pm\delta}$ в которых под давлением ~ 15 ГПа была обнаружена нетрадиционная сверхпроводимость с высокой критической температурой $\sim 80\text{--}90$ °К. Большая часть работ сосредоточена на исследовании сверхпроводящих свойств монокристаллов и тонких пленок данных систем, при этом влияние кислородной нестехиометрии на магнитные, структурные и транспортные свойства остается слабо исследованным.

Целью данной работы является направленный синтез, определение кристаллической структуры, транспортных свойств и кислородной нестехиометрии серии легированных двуслойных фаз $\text{La}_3\text{Ni}_2\text{O}_{7\pm\delta}$. Поликристаллические образцы серии $\text{La}_{3-x}\text{Pr}_x\text{Ni}_2\text{O}_{7\pm\delta}$ с $x=0, 0.15, 0.3$ и 1.0 были получены цитратным методом синтеза из нитратных растворов. Аттестация соединений производилась с помощью рентгенофазового анализа и просвечивающей электронной микроскопии. Были уточнены параметры элементарной ячейки. Параметр отклонения от кислородной стехиометрии δ был определен методом термогравиметрии в 5% смеси H_2 в Ar. Проведено исследование зависимости транспортных свойств керамических образцов от температуры на воздухе в диапазоне температур $4\text{--}298$ °К.

Установлено, что полученные твердые растворы серии $\text{La}_{3-x}\text{Pr}_x\text{Ni}_2\text{O}_{7\pm\delta}$ с $x=0\text{--}1.0$ кристаллизуются в орторомбической сингонии с пространственной группой C_{2v} . Кислородная нестехиометрия δ возрастает с 0.035 до 0.106 при увеличении содержания Pr. Наименьшим сопротивлением обладает состав $\text{La}_2\text{PrNi}_2\text{O}_{7\pm\delta}$, что, по всей видимости, связано с более совершенными структурными свойствами керамики данного состава.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 25-12-00416).

ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ (МИНИОБЗОР)

Ларионов И. А.*

Институт Физики, Казанский Федеральный Университет, Россия

** Larionov.MRSLab@mail.ru*

Волны зарядовой плотности (ВЗП) – периодическая модуляция плотности заряда в (квази-)одномерных и двумерных кристаллах. В 1954 году Фрёлих [1] предложил микроскопическую теорию сверхпроводимости на основе волны зарядовой плотности, однако в реальности появление волны зарядовой плотности ниже температуры перехода Пайерлса может приводить к фазовому переходу металл→диэлектрик или полупроводник из-за пиннинга волн зарядовой плотности примесями и дефектами решетки, которые всегда присутствуют в металлах. Более того, волны зарядовой плотности конкурируют со сверхпроводимостью [2], поскольку и волны зарядовой плотности и сверхпроводимость создают щель в плотности состояний на уровне Ферми. Эти и другие необычные свойства систем с волнами зарядовой плотности продолжают оставаться в центре внимания исследователей.

Литература

1. H. Fröhlich, Proceedings of the Royal Society A **223**, 1154, **1954**
2. C. Berthier, P. Molinie, D. Jerome, Solid State Comm. **18**, 1393, **1976**

ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НОРМАЛЬНОЙ ФАЗЫ СВЕРХПРОВОДНИКА $\text{La}_3\text{Ni}_2\text{O}_7$

Макарова П.О.^{1,2}, Леонов И.В.²

¹*Институт естественных наук и математики, УрФУ,
г.Екатеринбург*

²*Институт физики металлов им. М.Н. Михеева, ИФМ УрО РАН,
г.Екатеринбург*

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости с существенно высокой критической температурой $\sim 80\text{--}90\text{ K}$ в образцах двухслойных фаз Раддлсдена-Поппера $\text{La}_3\text{Ni}_2\text{O}_{7-\delta}$ под давлением свыше $\sim 14\text{ ГПа}$ [1,2] вызвало большой интерес к слоистым никелатам как представителю нового класса ВТСП. Несмотря на интенсивные исследования, микроскопическое объяснение аномальных физических свойств данных материалов остается открытым. Одной из ключевых проблем является высокая чувствительность свойств к структурной однородности, стехиометрии и уровню легирования образцов, синтез которых остается крайне сложной задачей. В данных условиях первоочередное значение приобретает моделирование электронной структуры, магнитных и решеточных свойств, а также описание механизмов их эволюции при изменении внешних параметров в рамках микроскопических подходов.

В данной работе было исследовано влияние эффекта кулоновских корреляций на электронное строение, орбитально-селективное поведение $\text{Ni } e_g$ состояний и магнитные свойства нормальной фазы двухслойного сверхпроводника $\text{La}_3\text{Ni}_2\text{O}_7$ под давлением. На основе зонных расчетов для частично заполненных $\text{Ni } e_g$ состояний в приближении подхода сильной связи была построена эффективная двухорбитальная модель Хаббарда на двухслойной квадратной решетке [3]. Решение модели найдено в локальном приближении в рамках теории динамического среднего поля (DMFT) для различных значений параметров одноузельного кулоновского взаимодействия U и обмена Хунда J_H . Были рассчитаны и проанализированы $\mathbf{k}$ -зависимые спектральные функции, проведена количественная оценка орбитально-селективных квазичастичных

перенормировок $Ni\ e_g$ состояний. Была построена и проведен анализ вложенности (эффекта нестинга) для поверхности Ферми. Была вычислена неоднородная спиновая восприимчивость $\chi(\mathbf{q})$ (в однопетлевом приближении без учета влияния вершинных поправок), проведен анализ магнитных корреляций. Построена фазовая диаграмма нормального состояния $La_3Ni_2O_7$ в координатах параметров $U-J_H$. Был сделан вывод о близости двухслойного никелата $La_3Ni_2O_7$ к фазе орбитально-селективного диэлектрика Мотта.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 25-12-00416.

- [1] H. Sun et al., Nature **621**, 493 (2023).
- [2] Y. Zhu et al., Nature **631**, 531 (2024).
- [3] Z. Liao et al., Phys. Rev. B **108**, 214522 (2023).

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭКСИТОНОВ И ТРИОНОВ В ГИБРИДНЫХ ВАН ДЕР ВААЛЬСОВЫХ СИСТЕМАХ

Манцевич В. Н.
МГУ имени М.В. Ломоносова
vmantsev@gmail.com

Задача создания спиновой поляризации носителей заряда, как локализованных, так и свободных традиционно вызывает значительный интерес с фундаментальной и прикладной точек зрения [1]. Современные эксперименты продемонстрировали возможность создания не только статической, но и динамической спиновой поляризации. Динамическая спиновая поляризация возможна в отсутствие внешнего магнитного поля, что и вызывает значительный интерес с прикладной точки зрения [2], обусловленный попытками создания устройств, в которых носителем информации является спин.

Гибридные структуры, сформированные монослоями полупроводника и ферромагнетика за счет ван-дер-ваальсова взаимодействия открывают уникальные возможности для изучения эффектов близости, зависящих от множества явлений, включая наличие долин и сильное кулоновское взаимодействие [3]. Ранее экспериментально было показано, что фотолюминесценция в структурах, сформированных монослоями MoSe_2 и CrBr_3 , обусловлена особенностями спин-зависимого туннелирования электронов между монослоями и соотношением между временами туннелирования и временами жизни экситонов и трионов [3].

В докладе будет детально обсуждена разработанная нами модель возникновения фотолюминесценции от экситонов и трионов, формируемых в монослое MoSe_2 при возбуждении электронов из валентной зоны в зону проводимости лазерным излучением. Важной особенностью модели является учет спин-зависимого туннелирования электронов между зоной проводимости MoSe_2 и расщепленными по спину подзонами CrBr_3 . В рамках разработанной модели детально описаны временные зависимости поляризации экситонов, а также положительных и отрицательных трионов. Показано, что варьируя времена туннелирования между монослоями относительно времен жизни экситонов и трионов можно эффективно управлять поляризацией квазичастиц в гибридных структурах полупроводник-ферромагнетик. Обнаружено, что в зависимости от условий

возбуждения носителей в полупроводнике (линейная или циркулярная поляризация) возможно полное подавление циркулярной фотолюминесценции, обусловленной рекомбинацией экситонов, при наличии циркулярной поляризации фотолюминесценции, вызванной рекомбинацией трионов. Также показана возможность переключения знака циркулярной поляризации фотолюминесценции при возбуждении циркулярно-поляризованным лазерным излучением [4].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 24-12-00020.

Литература

1. I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004)
2. V. Korenev, I. Akimov, S. Zaitsev, et. al., Nat. Commun. **3**, 959 (2012)
3. T.P. Lyons, D. Gillard, A. Molina-Sanchez, et. al., Nat. Commun. **11**, 6021 (2020)
4. V.N. Mantsevich, D.A. Frolov, N.S. Maslova, et. al., J. Lumin. **295**, 121904 (2026)

КВАНТОВЫЕ МОДЕЛИ КОГЕРЕНТНОГО ТРАНСПОРТА И ИХ КЛАССИЧЕСКИЕ АНАЛОГИ

Маслова Н.С.

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет
Электронный адрес: nsmaslova@gmail.com*

Исследовано распространение локально возбужденных квазичастиц в нескольких точно решаемых квантовых моделях: простой модели сильной связи, неоднородном ансамбле цепочек с гауссовым распределением амплитуд перескока, модели со случайными зависящими от времени амплитудами перескока и модели, в которой межузельные переходы происходят с участием фононов. Фононный резервуар считается общим для всех узлов.

Показано, что в простой модели сильной связи пространственная функция распределения возбужденных квазичастиц имеет U-образную форму, характерную для классических блужданий Леви, а распространение квазичастиц носит баллистический характер вследствие ограничения максимальной скорости их движения. Для неоднородного ансамбля цепочек установлено, что изменение параметров распределения амплитуд перескока приводит к изменению пространственной функции распределения квазичастиц от бимодальной к мономодальной форме через промежуточную тримодальную, при этом режим распространения остается баллистическим.

В модели со случайными зависящими от времени амплитудами перескока обнаружены универсальные асимптотические свойства пространственной функции распределения с логарифмическими поправками, соответствующие модели диффундирующей диффузивности. В отличие от предыдущих случаев, распространение квазичастиц имеет диффузионный характер.

Показано, что при межузельных переходах с участием фононов за счёт взаимодействия с общим двумерным фононным резервуаром, пространственная функция распределения квазичастиц также приобретает U-образную форму благодаря возникновению выраженной баллистической компоненты. Установлено, что данный эффект обусловлен квантовой когерентностью, индуцированной взаимодействием с общим резервуаром, в сочетании с ограничением максимальной скорости квазичастиц. В отличие от простой модели

сильной связи, рассматриваемый механизм представляет собой физически реализуемый квантовый аналог классических блужданий Леви, поскольку включает реальные процессы рассеяния.

Показано, что взаимодействие с общим двумерным фононным резервуаром может служить микроскопическим механизмом формирования степенных распределений времен.

В совокупности результаты показывают, что квантовые системы воспроизводят статистику классических блужданий Леви. U-образная форма распределения и баллистический режим возникают из ограничения на скорость квазичастицы сверху; случайная зависимость перескока от времени, напротив, даёт диффузионный режим с универсальной негауссовой асимптотикой. Наиболее полноценный квантовый аналог блужданий Леви — квантовая модель межузельных переходов с участием фононов: она опирается на реальные процессы рассеяния и на когерентность, наведённую общим резервуаром.

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ № 24-12-00020.

Литература

1. V. Zaburdaev, S. Denisov, and J. Klafter, Rev. Mod. Phys. **87**, 483, **2015**
2. A.V. Chechkin, F. Seno, R. Metzler, and I.M. Sokolov, Phys. Rev. X **7**, 021002, **2017**
3. N. S. Maslova, V. N. Mantsevich, and P. I. Arseyev, Phys. Rev. E **112**, 014102, **2025**
4. N. S. Maslova, P. I. Arseyev, I. M. Sokolov, and V. N. Mantsevich, J. Phys. Chem. Solid **183**, 111638, **2023**

ВЫСОКОДОБРОТНЫЕ РЕЗОНАНСЫ ТОРОИДНОГО МЕТА-АТОМА ДЛЯ СЧИТЫВАНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СОСТОЯНИЯ

Матвеев Г.А.¹², Шибалов М.В.¹, Гильмулин С.В.¹, Рыков А.С.¹,
Глазкова Е.В.¹², Шевченко А.Р.¹, Порохов Н.В.¹, Мумляков А.М.¹,
Шитов С.В.²³, Тархов М.А.¹²

¹ *Институт нанотехнологий микроэлектроники (ИНМЭ РАН),
Москва, Россия*

² *Национальный исследовательский технологический университет
МИСИС (НИТУ МИСИС), Москва, Россия*

³ *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
(ИРЭ РАН), Москва, Россия
gmatveev00@gmail.com*

Целью работы является создание микроволновых резонаторов увеличенной добротности за счет использования тороидной электромагнитной моды.

Повышение добротности резонаторов является ключевой задачей для повышения чувствительности болометрических сенсоров и считывающей электроники кубитов. Измерение состояния чувствительного элемента может производиться по определению резонансной частоты или по глубине резонанса. Поэтому повышение добротности увеличивает нелинейность изменения спектра и отдельного резонанса.

Специальное пространственное распределение токов в метаматериалах позволяет значительно увеличивать добротность резонансов за счет интерференционных свойств мультипольного разложения[1]. Для минимизации размеров резонатора необходимо учитывать мультиполи первого порядка, которым является электрический дипольный момент, который в общем случае может интерферировать только с тороидным моментом. На основании данной теории был разработан мета-атом, с использованием микрополосковой линии в качестве метода возбуждения. Изображение мета-атома и системы возбуждения тороидной моды представлено на рисунке 1а). Также показано распределение токов, определяющее тороидную моду.

Образцы были изготовлены на пластине из высокоомного кремния, толщиной 500 мкм. Материалом мета-атома, микрополосковых линий и экрана использовался алюминий. Сверхпроводящий поглотитель был изготовлен из нитрида ниобия

толщиной 10 нм методом атомно-слоевого осаждения. Размеры поглотителя составляют 100x2 мкм, сопротивление при комнатной температуре $R_{295K} = 12$ кОм.

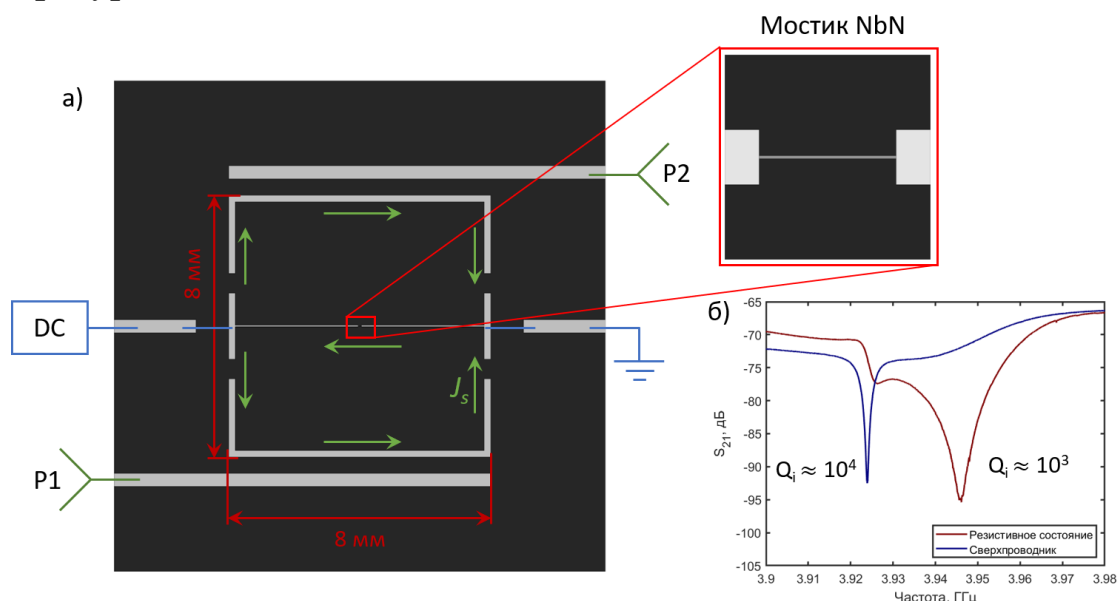


Рис.1. Мета-атом. а) Схематическое изображение мета-атома, зелеными стрелками показано направление поверхностных токов торoidalной моды. б) Измеренный спектр.

Измерение образцов производилось векторным анализатором при температуре перехода нитрида ниобия, около 11 К. При этом металл мета-атома находился в нормальном состоянии. В спектре, представленном на рисунке 1б). При сверхпроводящем состоянии нитрида ниобия наблюдался резонанс с внутренней добротностью порядка 10^4 и глубиной 20 дБ. При переходе пленки нитрида ниобия в сверхпроводящее состояние возникал другой резонанс, добротностью порядка 10^3 .

Работа выполнена в рамках проекта No. 125020501540-9 Министерства образования и науки РФ. Изготовление и характеристика образцов были выполнены с использованием УНУ «КУТГИ» - «Комплекса оборудования для исследования технологий гетерогенной интеграции и кремний-углеродных нанотехнологий» и проекта НИТУ МИСИС «Квантовый интернет» №K2-2022-029 в рамках программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

Литература

1. E.A. Gurvitz et.al, Laser & Photonics Reviews, 13(5), 2019

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ УГЛЕРОДНЫХ ПРЕКУРСОРОВ В ИДЕНТИЧНЫХ УСЛОВИЯХ НРНТ-СИНТЕЗА

Менлембетов А.Р., Литасов К.Д., Баграмов Р.Х., И.П.Зибров
*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской
академии наук, Москва, Троицк*
e-mail: menlembetov@mail.ru

Введение

Традиционные методы синтеза алмаза, основанные на использовании металлических катализаторов, имеют один существенный недостаток: в процессе роста кристалла происходит неизбежное включение частиц металла в алмазную матрицу [1]. В связи с этим актуальны альтернативные пути получения высокочистых алмазов, и одним из наиболее перспективных направлений выступает использование безметаллических источников углерода в качестве прекурсоров для синтеза алмаза [2].

В доступной научной литературе отсутствуют работы, в которых был бы выполнен сопоставительный анализ эффективности различных прекурсоров (нафталин, адамантан, пек, сажа) в идентичных условиях НРНТ-синтеза, что не позволяет корректно сравнить поведение этих материалов. Настоящая работа восполняет этот пробел, представляя результаты экспериментов, выполненных в одинаковых условиях ($P = 8$ ГПа, $T = 1600^\circ\text{C}$).

Методика экспериментов

Методика проведения экспериментов включала несколько последовательных этапов: подготовку исходных материалов, загрузку образцов в ячейку высокого давления, проведение синтеза при заданных параметрах и последующий анализ полученных образцов. Образец или порошковая смесь в виде прессованного диска размещается в центре ячейки и изолируется от графитовых частей ячейки с помощью танталовых вставок (рис.1).

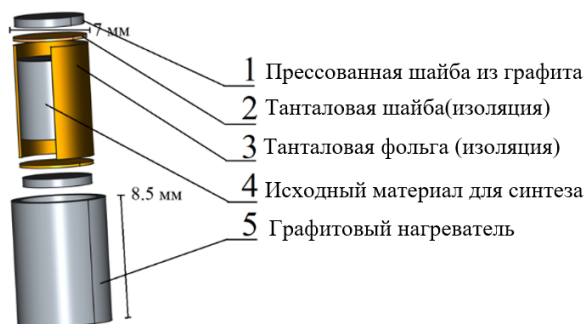


Рис. 1. Схема ячейки.

Результаты

1. При фиксированных условиях параметров давления 8 ГПа и температуры 1600°C ни один из исследованных прекурсоров в чистом виде не привел к образованию алмазной фазы:

- Нафталин (АМ-1) — синтеза нет (согласуется с литературой, давление ниже оптимального);
- Пек (АМ-2) — синтеза нет (давление ниже литературного диапазона);
- Адамантан (АМ-3) — синтеза нет (расхождение с литературой).

2. Графит способствует синтезу алмазов – увеличение его доли (90%) в смеси с адамантаном позволило достичь успешного синтеза.

3. Использование наноалмазов как затравки улучшает кристаллизацию – это подтверждается экспериментом АМ-7, где наблюдаются четкие алмазные структуры.

4. В образце АМ-11, где использовалась смесь сажи и адамантана в пропорции 90/10, зафиксировано образование алмазной фазы. Полученный результат свидетельствует о том, что адамантан выступает в роли инициатора кристаллизации, обеспечивая фазовый переход в условиях, недостаточных для прямого превращения сажи в алмаз.

Результаты работы открывают перспективы использования малых добавок адамантана к углеродным материалам (графит, сажа) для получения алмазной фазы в условиях, где традиционные прекурсоры не работают.

Литература

1. Смирнов Д. А., Кузнецов В. В., Михайлова Е. С. Влияние добавок бора на кристаллизацию алмаза из каменноугольного пека при высоких давлениях // Физика твердого тела. – **2024**.
2. Chen X., Wang Y. Recent advances in diamond synthesis from non-traditional carbon precursors: A decade in review // Progress in Materials Science. – **2025**.

ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В НАНОСТРУКТУРАХ И НОВЫХ ИОННЫХ ПРОВОДНИКАХ

Михалев К.Н.

*ФГБУН Институт физики металлов им М.Н.Михеева УрО РАН,
Екатеринбург, Россия
e-mail: mikhalev@imp.uran.ru*

Ядерный магнитный резонанс (ЯМР) эффективно используются в последнее время для изучения магнитного состояния наноструктур на основе переходных металлов и трансляционной диффузии легких ионов в ионных проводниках [1-3]. ЯМР позволяет анализировать на наноскопическом уровне, с одной стороны - спиновое и зарядовое распределение в ближайшем окружении различных ионов, формирующих кристаллическую решетку наноструктур [2], а с другой – низкочастотную спиновую динамику избирательно на позиции каждого атома в структуре исследуемого соединения [3]. В последнее время было показано, что методы резонансной спектроскопии являются более эффективными при анализе фазового состава наночастиц и нанокompозитов, чем дифракция рентгеновских лучей.

Нанокompозитные материалы привлекают все возрастающий интерес, так как с ними связывают разработку новых приборов и устройств, благодаря разнообразию различных свойств нанокompозитов, которыми можно управлять с помощью подбора морфологии, состава и дизайна исходных наноблоков. Наиболее привлекательными и вместе с тем мало изученными объектами являются нанокompозиты на основе структуры «ядро-оболочка», такие как магнитный металл (Fe, Co, Ni), покрытый углеродом. Не менее интересны и новые ионные проводники, где ионная проводимость осуществляется за счет ионов магния или натрия.

В предлагаемом докладе дается обзор работ по ЯМР в наноструктурах и новых ионных проводниках, включая оригинальные результаты, полученные в ИФМ УрО РАН. В докладе будут затронуты следующие темы:

- краткая история открытия ЯМР;
- особенности метода ЯМР при изучении соединений с сильными электронными корреляциями и дальним магнитным порядком.
- Могут ли наночастицы Al_2O_3 быть ферромагнитными [4]?
- ЯМР в магнитных наночастицах и нанокompозитах: фазовый анализ и новые размерные эффекты [1,5].

Изучение трансляционной диффузии в новых ионных проводниках методом ЯМР [3].

Экспериментальные результаты, обсуждаемые в этом обзоре, получены в рамках Государственной программы (тема «Функция»).

Литература

1. A. Yu. Germov, D. A. Prokopyev, K. N. Mikhalev, B. Yu. Goloborodskiy, M. A. Uimin, A. E. Yermakov, A. S. Konev, A. S. Minin, S. I. Novikov, V. S. Gaviko, A. M. Murzakaev, Mat. Today Com., **27**, 102382, **2021**.
2. А. П. Геращенко, З. Н. Волкова, А. Ф. Садыков, А. Г. Смольников, Ю. В. Пискунов, К. Н. Михалев, ЖЭТФ, **167**, 1, **2025**.
3. O.N. Leonidova, K.N. Mikhalev, D.A. Prokopyev, O.A. Babanova, A.P. Tyutyunnik, E.I. Konstantinova, I.A. Leonidov, Acta Materialia., **281**, 120393, **2024**.
4. K. N. Mikhalev, A.Yu. Germov, A. E. Yermakov, M. A. Uimin, A. L. Buzlukov, O. M. Samatov, Physics of the Solid State, **59**, 500, **2017**.
5. K. Mikhalev, A. Germov, D. Prokopyev, M. Uimin, A.Yermakov, S. Novikov, A. Konev, V. Gaviko, A. Minin, J. of Mag. and Mag. Mat., **563**, 169837, **2022**.

НЕКОТОРЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ОПЕРАТОРОВ

Орлов В.А.¹³, Маркович Л. А.¹, Михеенков А.В.^{236*}, Манько В. И.¹³⁴

¹Российский квантовый центр, 121205, Москва

²Институт физики высоких давлений РАН, 108840, Москва

³Московский физико-технический институт, 141701, Долгопрудный

⁴Физический институт РАН, 119991, Москва

*mikheen@bk.ru

Доклад состоит из двух частей.

В первой сделана попытка простой перечислительной классификации наиболее часто используемых преобразований между основными типами операторов, используемых в физике конденсированного состояния. Это операторы фермиевские, бозевские, спиновые и хаббардовские (пара-статистика не рассматривается).

Общее представление об этой части доклада дает Рис.1.

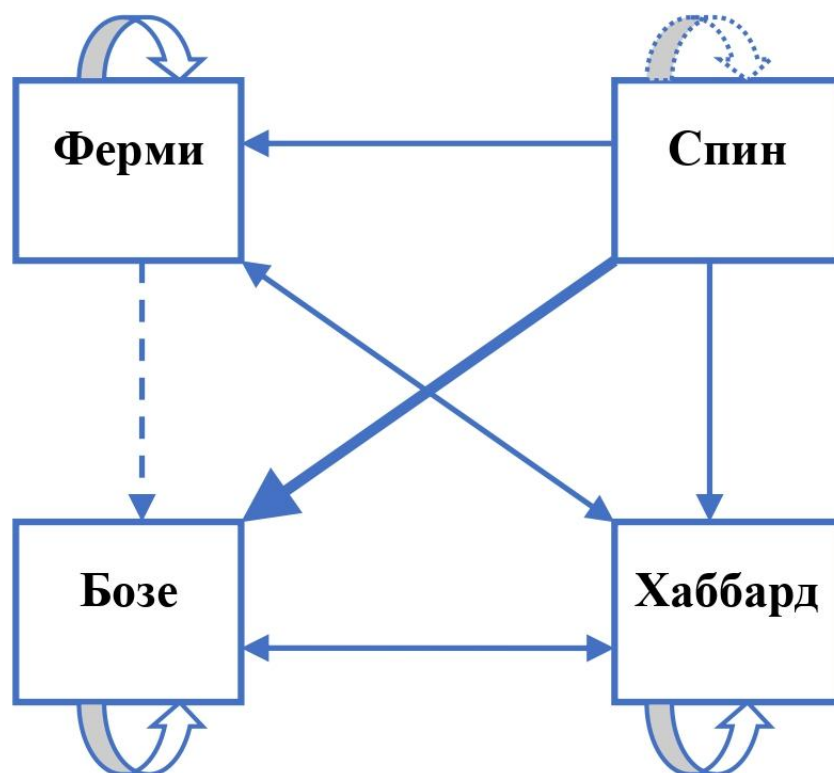


Рис.1. Схематически представлены некоторые виды преобразований операторов. Толстая линия – спин-бозонные преобразования, они подробно рассматриваются во второй части доклада.

Во второй части более детально рассматриваются спин-бозонные преобразования. Здесь хорошо известно хрестоматийное преобразование Хольштейна-Примакова, реже используется, но тоже хрестоматийное преобразование Дайсона-Малеева, в литературе почти не упоминается промежуточное семейство Дембинского. Известно также двухмодовое преобразование вспомогательных (швингеровских) бозонов.

А работе предложен единый подход к спин-бозонным преобразованиям на основе формализма f -деформированных осцилляторов. Показано, что в одномодовом случае преобразования Хольштейна-Примакова, Дайсона-Малеева и Дембинского возникают как различные факторизации одного и того же алгебраически фиксированного объекта. То есть стандартные спин-бозонные отображения интерпретируются как реализации общей структуры, что позволяет явно отделить точную алгебраическую часть на физическом секторе от эффектов, связанных с неэрмитовостью, метрикой и внеблочными продолжениями. В двумодовом случае тот же подход приводит как к деформированным вариантам преобразования Йордана--Швингера, так и к новым точным двумодовым реализациям. Полученные результаты дают единое описание известных спин-бозонных преобразований, а также приводят к новым бозонным представлениям.

Литература

1. В. А. Орлов, Л. А. Маркович, А. В. Михеенков, В. И. Манько, ТМФ, 2026.

МЕДЛЕННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ИЗ-ЗА МЕЖЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КВАЗИДВУМЕРНЫХ МЕТАЛЛАХ

Могилюк Т. И.^{1,2}, Григорьев П. Д.²

¹НИИЦ Курчатовский институт

²Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской
академии наук, Россия

В слоистых металлах магнетосопротивление, помимо известных шубниковских осцилляций, имеет медленные осцилляции [1-5]. Медленные осцилляции отсутствуют в почти изотропных трехмерных металлах. Такие осцилляции возникают из-за волнообразной формы поверхности Ферми слоистых металлах. Частота медленных осцилляций определяется интегралом межслоевого перескока электронов. Они не чувствительны к размытию уровня Ферми из-за длинноволновых флуктуаций, более стойки к повышению температуры по сравнению с шубниковскими осцилляциями и потому могут быть гораздо заметнее при повышении температуры. Медленные осцилляции внутрислоевого магнетосопротивления наблюдались в трителлуридах редкоземельных металлов [3,4].

Наша работа посвящена медленным осцилляциям термодинамических свойств слоистых металлов. Ранее [1] было показано, что в одноэлектронном приближении медленные осцилляции намагниченности в слоистом металле не возникают, в отличие от медленных осцилляций проводимости. Мы вычисляем поправки к термодинамическому потенциалу Ω , возникающие из-за межэлектронного взаимодействия с помощью выражений из [6], а затем находим выражение для медленных осцилляций намагниченности. Показано, что межэлектронное взаимодействие приводит к возникновению медленных магнитных осцилляций также в намагниченности и других термодинамических характеристиках. Полученный результат актуален для объяснения наблюдаемых магнитных медленных осцилляций в купратных высокотемпературных сверхпроводниках.

Григорьевым П. Д. исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 26-12-00345. Могилюком Т. И. работа выполнена в рамках

государственного задания НИЦ <<Курчатовский институт>>.

Литература

1. P. D. Grigoriev, Phys. Rev. B, **67**, 144401, **2003**
2. M. V. Kartsovnik, P. D. Grigoriev, W. Biberacher, N. D. Kuschch., P. Wyder, Phys. Rev. B, **89**, 126802, **2002**
3. P. D. Grigoriev, A. A. Sinchenko, P. Lejay et al., Eur. Phys. J. B. **89**, 151, **2016**
4. С. В. Зайцев-Зотов, П. Д. Григорьев, Д. Воропаева, А. А. Морочо, И. А. Кон, Е. Пашу, А. Хадж-Аззем, П. Монсо, Письма в ЖЭТФ, **121**, 153, **2025**
5. T. I. Mogilyuk, P. D. Grigoriev, Phys. Rev. B, **98**, 045118, **2018**
6. G. D. Mahan, Many-Particle Physics (Springer, Boston, MA, 2000)

ТЕРМОДИНАМИКА ПЛАВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Обручкова Л. Р., Боярских К. А., Середкин Н. Н., Хищенко К. В.
Объединенный институт высоких температур РАН
o_liliya@ihed.ras.ru

При ударном нагружении твердого тела происходит необратимое повышение температуры (вместе с энтропией). С ростом давления в ударной волне температура сжатого вещества может превзойти точку плавления. В настоящей работе рассматривается модель уравнения состояния для металлов при высоких давлениях и температурах с учетом плавления. Модель строится на основе термодинамического потенциала свободной энергии как функции объема и температуры. Свободная энергия твердой и жидкой фаз формулируется в рамках квазигармонического приближения [1] и модели вырожденного газа электронов проводимости. Результаты расчетов параметров ударного сжатия сплошных и пористых образцов алюминия, свинца и никеля приведены в сравнении с имеющимися данными ударно-волновых экспериментов при высоких плотностях энергии.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 25-19-00944, <https://rscf.ru/project/25-19-00944/>).

Литература

1. В. Д. Урлин, ЖЭТФ, **49**, 485, 1965

ОСОБЕННОСТИ ЯМР-ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНЕТИКОВ НА ПРИМЕРЕ ЧЕТВЕРНОГО ПЕРОВСКИТА $\text{CaCu}_3\text{Fe}_2\text{Re}_2\text{O}_{12}$

Волкова З. Н.¹, Садыков А. Ф.¹, Пискунов Ю. В.^{1*}, Стрельцов С. В.¹

¹ *Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН*

piskunov@imp.uran.ru

Ядерный магнитный резонанс (ЯМР), наряду с нейтронографией, является весьма информативным методом изучения природы магнитоупорядоченного состояния вещества. Он позволяет получать информацию о локальном пространственном распределении электронной и спиновой плотностей в твердом теле. Однако явление ЯМР в магнетиках имеет ряд особенностей по сравнению с немагнитными кристаллами [1, 2].

1. Ось квантования ядерных моментов задается не внешним магнитным полем, а огромным внутренним локальным магнитным полем, создаваемым на ядре упорядоченными электронными магнитными моментами.
2. Ядра в доменах и доменных стенках в магнетике имеют различные ЯМР-параметры. А потому возникает необходимость разделения ЯМР-сигналов от этих ядер, когда мы хотим получить информацию отдельно о доменах и доменных стенках. Это не всегда просто сделать.
3. Резонансные переходы ядерных спинов в магнетиках индуцируются главным образом не внешним переменным магнитным полем, а переменной составляющей внутреннего локального поля, которое на несколько порядков может быть больше первого. Это приводит к значительному усилению сигнала ЯМР в магнитных веществах.

В докладе на примере четверного перовскита $\text{CaCu}_3\text{Fe}_2\text{Re}_2\text{O}_{12}$ [3, 4] будет показано, как можно выделить ЯМР-сигнал от доменов из общего сигнала, используя различие ЯМР-параметров ядер, расположенных в доменах и доменных стенках, а также слабое внешнее магнитное поле $B_0 = 0.4$ Т. В следствие разделения сигналов нам удалось определить сверхтонкие магнитные поля на ядрах железа в доменах $\text{CaCu}_3\text{Fe}_2\text{Re}_2\text{O}_{12}$, а также исследовать низкочастотную спиновую динамику в четверном перовските в широком диапазоне температур.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

Литература

1. Е.А. Туров, М.П. Петров, Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках, М., Наука, **1969**.
2. М.И. Куркин, Е.А. Туров, ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применения, М., Наука, **1990**.
3. W. Chen, M. Mizumaki, H. Seki et al., Nat. Commun. 5:3909 doi: 10.1038/ncomms4909 (**2014**).
4. А.И. Потеряев, З.В. Пчелкина, С.В. Стрельцов и др., Письма в ЖЭТФ, **121**, с. 72 (**2025**).

КВАНТОВЫЙ ПОИСК С ФАЗОВЫМ ОРАКУЛОМ НА ОСНОВЕ ГАМИЛЬТониАНОВ ИЗИНГА

Пляшечник А.С., Жуков А.А., Лебедев А.В., Погосов В.В.

Федеральное государственное унитарное предприятие

"Всероссийский научно-исследовательский институт

автоматики им. Н. Л. Духова" (ФГУП "ВНИИА"),

a_plyashechnik@mail.ru

Гамильтонианы Изинга широко используются при описании физических систем. Вместе с тем многие задачи комбинаторной оптимизации естественным образом сводятся к поиску экстремумов таких гамильтонианов. В этом случае сам гамильтониан является физически реализуемым объектом, тогда как стандартный булев оракул алгоритма Гровера для проверки условия на энергию необходимо синтезировать искусственно: обратимо вычислять энергию конфигурации, сравнивать ее с заданным порогом или целевым значением, выполнять условный фазовый сдвиг и затем производить обратное вычисление.

В работе рассматривается альтернативный подход, в котором роль оракула играет оператор физической эволюции e^{iTH} . Показано, что чередование этой эволюции с оператором Гровера преобразует фазовый резонанс при $TE = \pm\pi$ в усиление амплитуд конфигураций с заданной энергией. Ранее данная идея была предложена на феноменологическом уровне и исследована методом численного моделирования [1]. В настоящей работе получены рекуррентные соотношения, описывающие эволюцию распределения амплитуд, а также выведена явная формула для конечного распределения через производящую функцию распределения энергии.

Рассматривается гамильтониан Изинга

$$E_s = \sum_{i=1}^n h_i s_i + 2 \sum_{1 \leq i < j \leq n} J_{ij} s_j s_i$$

где n – число спинов, а коэффициенты h_i , J_{ij} являются независимыми случайными величинами, распределенными по нормальному закону. При усреднении по ансамблю коэффициентов распределение энергии также является гауссовым.

Для гауссова распределения энергии получена аналитическая

формула для конечного распределения амплитуд. Для дискретных распределений, возникающих при фиксированных реализациях коэффициентов, обнаружены два существенных отличия от гауссова случая. Во-первых, максимум распределения оказывается смещенным на величину порядка n^{-3} . Во-вторых, максимальная амплитуда уменьшается и масштабируется как $2^{0.49n}$ вместо идеального значения $2^{n/2}$. Показано, что оба эффекта обусловлены корреляциями в спектре энергии, вследствие чего модель независимых случайных уровней оказывается неприменимой.

Смещение максимума порядка n^{-3} существенно превышает экспоненциально малую ширину резонансного пика $2^{-n/2}$. Поэтому при использовании простого условия $TE = \pm\pi$ происходит усиление не целевой конфигурации, а другого состояния. Для устранения этого эффекта предложены два подхода. Первый основан на симметризации спектра путем введения дополнительного спина. Второй использует итеративную калибровку параметра T : после каждого запуска алгоритма значение T корректируется на основе результатов измерения. Показано, что после $O(n/\log n)$ итераций достигается значение T , обеспечивающее усиление амплитуд состояний в окрестности заданной энергии.

Литература

1. A. A. Zhukov, A. V. Lebedev, W. V. Pogosov, Comput. Phys. Commun. **313**, 2025

ОПИСАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА И МОД МАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ С ПОМОЩЬЮ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ СПИНОВОЙ ДИНАМИКИ С КОМБИНИРОВАННЫМ РЕЛАКСАЦИОННЫМ ЧЛЕНОМ

Попов А.В.¹², Демишев С.В.¹²

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

²*Институт Национальный исследовательский университет “Высшая
школа экономики”, Москва, Россия
arvipopov@edu.hse.ru*

В недавней работе [1] была рассмотрена квазиклассическая модель для описания динамики намагниченности с комбинированным релаксационным членом, включающим вклады релаксаций Ландау-Лифшица и Гильберта, и её применение для расчёта спектра электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Ранее было показано [2], что, несмотря на общепринятое утверждение об эквивалентности уравнений Ландау-Лифшица и Гильберта, они описывают различные физические механизмы релаксации. Поэтому нельзя исключить, что в реальной системе эти релаксационные процессы могут наблюдаться одновременно. В настоящей работе показано, что когда оба вклада имеют сравнимые амплитуды, изменение параметра релаксации α приводит к перестройке спектра ЭПР, имитирующий магнитный переход с резким изменением приведённого резонансного поля $\omega_H / \omega = \gamma H / \omega$ и расщеплением линии поглощения на несколько спектральных составляющих [1]. Здесь ω частота микроволнового излучения, γ гиромагнитное отношение и H постоянное магнитное поле. Данные эффекты возникают в системе, которая описывает одиночный магнитный осциллятор с постоянным гиромагнитным отношением $\gamma = const$ и обусловлены исключительно особенностями магнитной релаксации в системах со значительным затуханием, то есть с широкими линиями поглощения ЭПР. Такие линии характерны для различных сильно коррелированных электронных систем, где магнитные флуктуации вносят дополнительный вклад в уширение линии. Рассмотренная модель характеризуется сложными магнитными колебаниями, что указывает на ограниченный характер классической интерпретации ЭПР как собственной моды с круговой или эллиптической поляризацией динамической намагниченности [3]. Для

ЭПР в геометрии Фарадея, когда постоянное магнитное поле направлено вдоль оси z , поляризация вектора осциллирующей намагниченности $\mathbf{m} = \{m_x, m_y\}$ ведёт себя нетривиальным способом, изменяясь от эллиптической к линейной с увеличением параметра релаксации α . Результаты нашего моделирования показывают, что сложная структура спектр ЭПР в сильно коррелированных электронных системах может быть обусловлена процессами магнитной релаксации, и в общем случае может быть не связана с наличием нескольких типов осциллирующих магнитных диполей

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ (№22-12-00008-П).

Литература

1. A. V. Popov and S. V. Demishev, Applied Magnetic Resonance **57**, 21 (2026)
2. S.V. Demishev, Applied Magnetic Resonance **55**, 1091 (2024)
3. A.G. Gurevich, G.A. Melkov, Magnetization Oscillations and Waves (CRC Press, Boca Raton, 1996)

СОЗДАНИЕ КВАНТОВОЙ ЗАПУТАННОСТИ В СИСТЕМЕ МНОГИХ СПИНОВ

Ремизов С. В.^{1,2}, Елистратов А.А.¹

¹*Федеральное государственное унитарное предприятие
«Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики
им. Н.Л. Духова» (ФГУП «ВНИИА»), 127030 Москва, Россия*

²*Национальный исследовательский университет «Высшая школа
экономики» (Москва, Россия), 109028 Москва, Россия*

Квантовая запутанность между частями большой системы отражает наличие корреляций между возникающими в них квантовыми шумами. В качестве такой системы может выступать ансамбль большого числа малых спинов, состояния которых могут быть скоррелированы. Одновременное использование нескольких подобных систем, в которых флуктуации спинов поддаются контролю, может быть перспективным как для квантовых вычислений, так и для приложений в области квантовой метрологии.

В работе исследуются статистические свойства флуктуаций в системе двух больших спинов, взаимодействующих с нелинейной средой, роль которой играет параметрический усилитель бегущей волны (ПУБВ). Когерентная накачка ПУБВ приводит к генерации двумодово-сжатого состояния сигнальной и холостой мод. Каждая из этих мод связана с одним из двух больших спинов. Можно показать, что в такой системе возникает эффективный двухспиновый гамильтониан двухосевого закручивания (2A2S), являющимся спиновым аналогом двумодового сжатия в бозонных системах.

Анализ динамики системы проводится с использованием стохастических нелинейных дифференциальных уравнений. На основе численного моделирования и аналитических оценок, полученных для линеаризованной системы уравнений, показано существование двух режимов, характеризующихся малой и большой величиной флуктуаций спинов. Переключение между этими режимами имеет характер квантового фазового перехода, управляющим параметром которого выступает частота прецессии спиновой системы. Последняя может контролироваться посредством внешнего эффективного магнитного поля, приложенного к системе спинов. Показано также возникновение корреляций между спиновыми флуктуациями в обоих режимах.

ЭСР-ИССЛЕДОВАНИЕ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ CeV_6

Семенов А.В., Самарин А.Н., Анисимов М.А.

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

sasha@lt.gpi.ru

Обнаружение сигнала электронного спинового резонанса (ЭСР) в антиферроквадрупольной фазе CeV_6 на частоте $\nu=60$ ГГц [1-2] сделало ЭСР эффективным методом исследования этого экзотического состояния [3]. Расширение частотного диапазона измерений может позволить провести более детальное исследование АФК фазы ($T_Q < 3.2$ К), а также изучить резонансное поведение в антиферромагнитной (АФМ) фазе ($T_N < 2.4$ К) CeV_6 . В настоящей работе был исследован электронный спиновый резонанс в монокристалле CeV_6 на частотах 27, 33 и 43 ГГц для направлений магнитного поля $H \parallel [100]$ и $H \parallel [110]$. Обнаружено, что поведение ЭСР в АФК фазе существенно отличается от случая $\nu=60$ ГГц, в частности, величина g-фактора значительно меньше, $g \approx 1.4$, и не зависит от направления поля и температуры. Этот результат демонстрирует возможное изменение состояния ионов Се в магнитном поле, изучение которого требует проведение подробных измерений в более широком диапазоне частот. Характер фазовой диаграммы (рис. 1) позволил для направления $H \parallel [100]$ впервые провести измерение ЭСР в АФМ фазе CeV_6 . Обнаружено, что при переходе в АФМ фазу наблюдается сдвиг резонансной линии в сторону низких полей, а также существенное увеличение ширины линии, так что линия перестает быть наблюдаемой ниже $T < 2$ К. Такое поведение свидетельствует о существенной неоднородности в АФМ фазе локальных магнитных полей (поля обмена H_E и поля анизотропии H_A), которые определяют сдвиг резонансной линии, что обусловлено неоднородным (кластерным) распределением ЭСР-активных магнитных моментов Ce^{3+} в процессе их локализации.

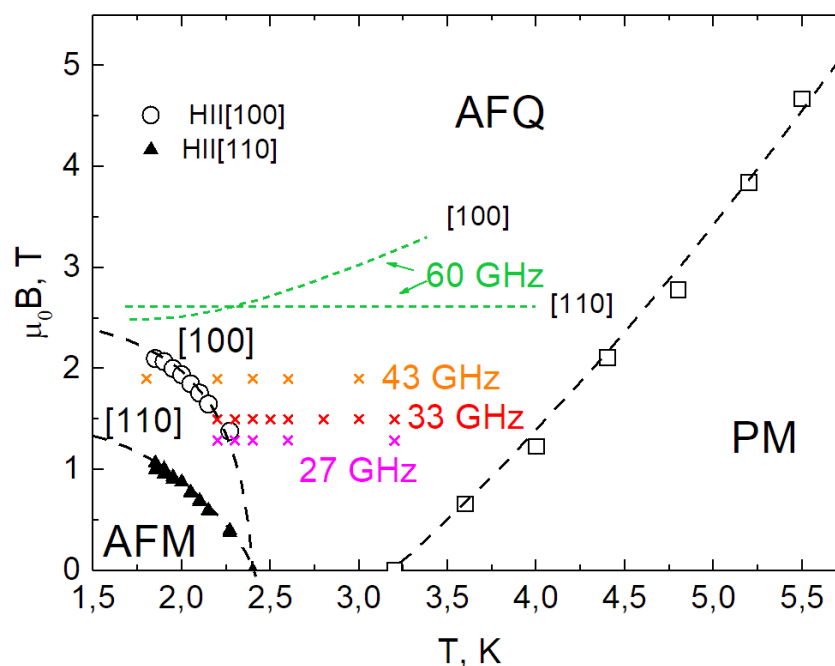


Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма CeB₆ для направлений [100] и [110].

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ № 25-22-00503.

Литература

1. S.V. Demishev, A.V. Semeno, Yu.B. Paderno, N.Yu. Shitsevalova, N.E. Sluchanko, Phys. Status Solidi B **242**, R27, **2005**
2. S.V. Demishev, A.V. Semeno, A.V. Bogach, N.A. Samarin, T.V. Ishchenko, V.B. Filipov, N.Yu. Shitsevalova, N.E. Sluchanko, Phys. Rev. B **80**, 245106, **2009**
3. A.V. Semeno, M.I. Gilmanov, A.V. Bogach, V.N. Krasnorussky, A.N. Samarin, N.A. Samarin, N.E. Sluchanko, N.Yu. Shitsevalova, V.B. Filipov, V.V. Glushkov, S.V. Demishev, Sci. Rep. **6**, 39196, **2016**

ДИОДНЫЙ ЭФФЕКТ В ТРАНСФОРМАТОРЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ЭФФЕКТОМ БЛИЗОСТИ

Самохвалов А. В.

Институт физики микроструктур РАН, г.Нижний Новгород

samokh@ipmras.ru

В докладе рассмотрен невзаимный электронный транспорт в гибридной структуре сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник (СФС) во внешнем магнитном поле, создающем в пленках сверхпроводников решетки вихрей Абрикосова (Рис.1). Магнитная связь между идентичными решетками вихрей в соседних пленках создает взаимный периодический потенциал пиннинга, который обеспечивает в них согласованное движение вихрей. При отсутствии ферромагнитного слоя подобные структуры из электрически изолированных магнитосвязанных сверхпроводников получили название “трансформатор постоянного тока”[1]. Электромагнитный эффект близости сопровождается возникновением экранирующего тока $\mathbf{J}_M = J_M[\mathbf{n} \times \mathbf{M}]$ в сверхпроводнике, который находится в электрическом контакте с ферромагнетиком [2,3]. Здесь $\mathbf{M} = M \mathbf{x}_0$ – это однородная намагниченность ферромагнитного слоя в плоскости структуры, а $\mathbf{n}$ – вектор нормали к ФС границе.

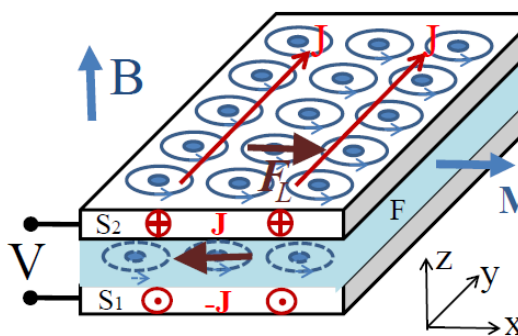


Рис. 1. Схематичное изображение модельной гибридной СФС структуры с магнито-связанными решетками вихрей.

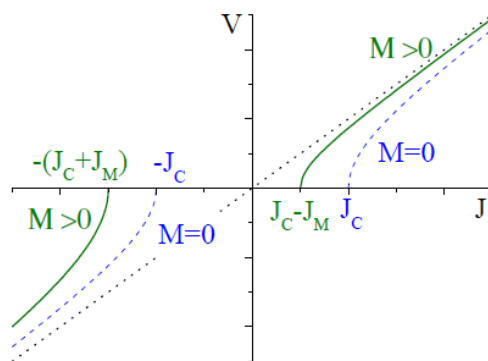


Рис. 2. Качественный вид вольт-амперной зависимости $V(J)$ СФС структуры : $M=0$ – точки; $M \neq 0$ – сплошная линия.

Предполагая, что сила взаимного пиннинга магнитосвязанных решеток вихрей с периодом a описывается простейшей синусоидальной зависимостью $f_{1,2}(x_1, x_2) = \pm f_0 \sin(2\pi(x_2 - x_1)/a)$

уравнения движения решеток в нижнем (S_1) и верхнем (S_2) слоях вдоль оси x можно записать в виде:

$$\begin{aligned} -\eta\dot{x}_1 - \Phi_0 (J + J_M) / c + f_0 \sin (2\pi(x_2 - x_1)/a) &= 0, \\ -\eta\dot{x}_1 + \Phi_0 (J + J_M) / c - f_0 \sin (2\pi(x_2 - x_1)/a) &= 0. \end{aligned}$$

Здесь η – коэффициент вязкости для каждой из пленок, координаты x_1 и x_2 определяют положение вихрей в пленках S_1 и S_2 , соответственно, Φ_0 – квант магнитного потока, а J – внешний ток. Вводя величину $\varphi = 2\pi(x_2 - x_1)/a$, которая определяется относительным смещением решеток вихрей в соседних пленках, получим уравнение резистивной модели джозефсоновского контакта

$$\alpha \dot{\varphi} + J_c \sin \varphi = J + J_M,$$

в котором параметр $\alpha = \eta a c / 4\pi \Phi_0$ описывает диссипацию, а эффективный критический ток $J_c = c f_0 / \Phi_0$ определяется максимальным значением f_0 силы взаимного пиннинга магнитосвязанных решеток вихрей. При поддержании постоянного внешнего тока среднее напряжение V возникает при превышении суммарным током $J + J_M$ критического J_c и зависит от взаимной ориентации внешнего и экранирующего токов:

$$V(J) \sim \alpha^{-1} \sqrt{(\pm |J| + J_M)^2 - J_c^2}.$$

На рис.2 показан качественный вид вольт-амперной зависимости $V(J)$ для стандартного трансформатора постоянного тока ($M=0$) и со слоем ферромагнетика между магнитосвязанными сверхпроводниками ($M \neq 0$). Во втором случае симметрия относительно направления внешнего тока нарушена ($V(-J) \neq -V(J)$), что свидетельствует о невязимном транспорте и возможности диодного эффекта в подобной структуре.

Литература

1. I. Giaever, Phys.Rev.Lett., **15**, 825, **1965**; Phys.Rev.Lett., **16**, 460, **1966**
2. S. Mironov, A. S. Mel'nikov, and A. Buzdin, Appl. Phys. Lett. **113**, 022601, **2018**
3. A. Bespalov, Physica C, **595**, 1354032, **2022**

ОБОБЩЕННЫЕ КОГЕРЕНТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В КВАНТОВЫХ БИЛЬЯРДАХ

Сеидов С. С.
НИТУ МИСИС, Москва, Россия
alikleidov@yandex.ru

Квантовые бильярды представляют собой ограниченные области пространства (обычно двумерного, но не обязательно), внутри которых частица движется свободно, а на границе выполняются граничные условия Дирихле – волновая функция обращается в нуль. В зависимости от формы бильярда, квантовая динамика в нём может быть хаотической либо интегрируемой, благодаря чему квантовые бильярды являются типичной системой для изучения квантового хаоса.

Актуальной является проблема построения локализованных волновых функций в квантовых бильярдах, на примере которых можно изучать переход квантовой динамики в классическую. Основная математическая сложность заключается в том, чтобы построить волновую функцию, которая одновременно и гауссоподобна и удовлетворяет граничным условиям на границе. Типичным подходом является разложение гауссового волнового пакета в базисе собственных функций частицы в бильярде. Его недостаток заключается в необходимости вычисления большого количества высокоэнергетических собственных функций.

В настоящей работе мы предлагаем строить обобщенное когерентное состояние с помощью интегральных методов на границе бильярда, в частности, уравнения Балиана-Блоха [1]. В этом случае обобщенное когерентное состояние представляется как решение интегрального уравнения с ядром, определенным на границе бильярда. Также с формальной точки зрения данное обобщенное когерентное состояние это проекция гауссового волнового пакета на собственные функции частицы в бильярде, гармоническим образом продолженные за границы бильярда на всё пространство R^n .

Работа выполнена в рамках Стратегического технологического проекта НИТУ МИСИС «Квантовый интернет» Программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

Литература

1. R. Balian and C. Bloch, *Annals of Physics* **60**, 401, 1970

МОДЕЛЬ ТЕРМОДИНАМИКИ ТАНТАЛА, КАРБИДА ТАНТАЛА И СМЕСЕЙ НА ИХ ОСНОВЕ ПРИ ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЯХ ЭНЕРГИИ УДАРНОГО СЖАТИЯ

Середкин Н. Н., Хищенко К. В.

*Объединенный институт высоких температур РАН
nikser12@yandex.ru*

При моделировании гидродинамики процессов в твердых телах под воздействием интенсивных потоков энергии [1] требуется знать уравнение состояния этих тел в широком диапазоне параметров. В этой связи актуальной задачей для физики твердого тела является разработка уравнений состояния различных материалов (в частности, на основе тантала, его карбида и смесей с этими компонентами) при высоких давлениях и температурах.

В настоящей работе модель термодинамики вещества строится на основе разных термодинамических потенциалов для компонентов и самой смеси [2]. В случае компонентов (тантала и карбида тантала) уравнения состояния формулируются на основе энергии Гельмгольца (свободной энергии, F), для которой естественными переменными являются объем (V) и температура (T). Аддитивно учитываются вклады движения и взаимодействия частиц (атомов и электронов) при абсолютном нуле температуры, а также тепловые вклады подсистем этих частиц [1]. Из соотношений термодинамики $E = F - T(\partial F/\partial T)V$ и $P = -(\partial F/\partial V)T$ [3] тогда получаются калорическое и термическое уравнения состояния в виде функций внутренней энергии $E = E(V, T)$ и давления $P = P(V, T)$ соответственно. Для смесей (в предположении изобарно-изотермического равновесия в компонентах [2]) уравнения состояния задаются на основе энергии Гиббса (G) с естественными переменными P и T . В этом случае удельная энергия Гиббса смеси складывается из удельных энергий Гиббса каждого компонента, умноженных на массовые доли этих компонентов. Из соотношений термодинамики $E = G - T(\partial G/\partial T)P - P(\partial G/\partial P)T$ и $V = (\partial G/\partial P)T$ [3] тогда получаются калорическое и термическое уравнения состояния в виде функций $E = E(P, T)$ и $V = V(P, T)$ соответственно.

С использованием предложенных калорических и термических уравнений состояния рассчитаны ударные адиабаты для тантала, его карбида и их смесей. Сопоставление результатов этих расчетов с данными, известными из ударно-волновых экспериментов, позволяет сделать вывод об адекватности построенных моделей имеющейся

экспериментальной информации при высоких давлениях ударного сжатия. Полученные уравнения состояния могут быть использованы в расчетах термодинамических параметров рассмотренных материалов в гидродинамических процессах при высоких плотностях энергии.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 25-19-00944, <https://rscf.ru/project/25-19-00944/>).

Литература

1. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008
2. Н. Н. Середкин, К. В. Хищенко, ТВТ, 62, 513, 2024
3. И. П. Базаров, Термодинамика. М.: Высшая школа, 1991

ИНДУЦИРОВАННАЯ СТРАЙПАМИ МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ В КУБИЧЕСКОМ АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ МЕТАЛЛЕ GdB_6 С МАГНИТНЫМИ ИОНАМИ S-ТИПА

Азаревич А.Н.¹, Болотина Н.Б.², Хрыкина О.Н.², Гридчина В.М.²,
Богащ А.В.¹, Цветков А.Ю.³, Гаврилкин С.Ю.³, Воронов В.В.¹,
Габани С.⁴, Флахбарт К.⁴, Случанко Н.Е.^{1*}

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

²НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

³Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

⁴Институт экспериментальной физики САН, Кошице, Словакия

*nes@lt.gpi.ru

В антиферромагнитном (АФ) металле GdB_6 , характеризующемся простой кубической кристаллической структурой, в узлах которой располагаются октаэдры B_6 и магнитные ионы Gd S-типа (электронная конфигурация $4f^7$, $L=0$), детально исследованы особенности зарядового транспорта и анизотропия магнитных свойств. В результате выполненных в работе прецизионных низкотемпературных рентгеновских дифракционных экспериментов найдены малые статические ян-теллеровские искажения кубической решетки, а также методом максимальной энтропии обнаружена электронная неустойчивость наномасштаба (динамические зарядовые страйпы, см. рис. 1).

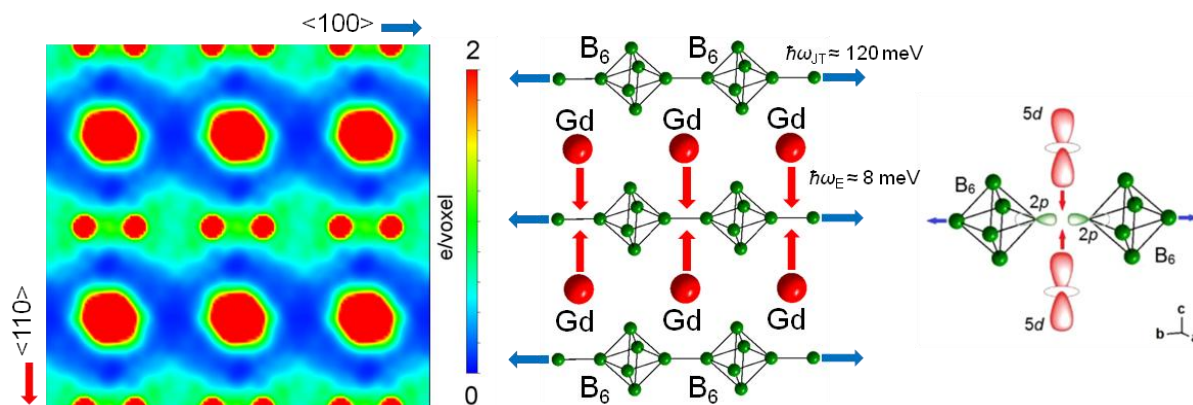


Рис. 1. Динамические зарядовые страйпы, обусловленные связанными колебаниями октаэдров бора и ионов Gd^{3+} и периодическим изменением гибридизации $5d-2p$ состояний.

По результатам магнитных, тепловых и транспортных измерений построены детальные магнитные H - T фазовые диаграммы, содержащие две основные антиферромагнитные фазы, - АФ(I) (температура Нееля $T_N \approx 15,5$ К) и АФ(II) (температура перехода $T_m \approx 8,5$ К). Проведенные низкотемпературные исследования угловых зависимостей магнетосопротивления $\rho(\varphi)$ и намагниченности $M(\varphi)$ позволили построить угловые магнитные H - φ фазовые диаграммы, которые в плоскостях (110) и (111) имеют форму крыльчатки, причем магнитные фазы АФ(I) и АФ(II) оказываются разделенными радиальными и круговыми границами (см. рис. 2).

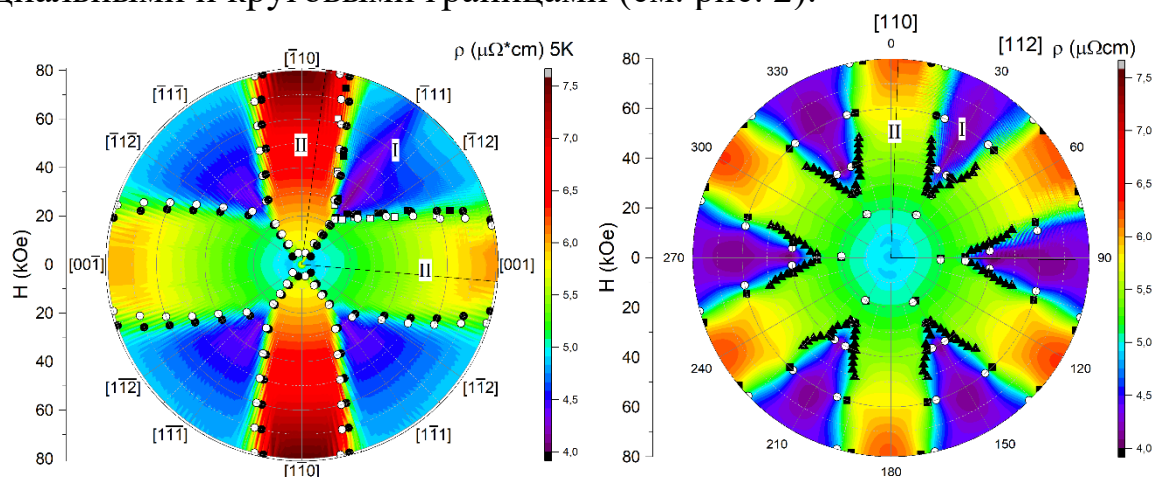


Рис. 2. Удельное сопротивление GdV_6 в полярных координатах (H , φ) в проекции на плоскости (110) и (111), измеренное при $T_0 = 5$ К в магнитном поле $H \leq 80$ кЭ.

Полученные результаты свидетельствуют о значительной роли $5d$ -компоненты волны спиновой плотности в магнитной структуре антиферромагнитного состояния GdV_6 . Предложено объяснение обнаруженной анизотропии магнитных и транспортных свойств, в рамках которого флуктуации заряда в страйпах являются причиной подавления косвенного обменного взаимодействия через электроны проводимости, механизм Рудермана-Киттеля-Касуя-Йосиды (РККИ), между ближайшими и следующими за ближайшими соседними ионами Gd^{3+} , расположенными вдоль тех же направлений $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$, что и динамические зарядовые страйпы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РФФ № 26-12-00258.

ОТ НЕЛИНЕЙНОГО ЭКСИТОННОГО ОТКЛИКА К ДИНАМИЧЕСКИМ ФОТОННЫМ КРИСТАЛЛАМ В КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ

А.М. Смирнов

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

E-mail: alsmir1988@mail.ru

Современная фотоника всё больше ориентируется на создание оптических структур, параметры которых могут изменяться непосредственно в процессе взаимодействия со светом. В отличие от традиционных фотонных кристаллов, геометрия и спектральные свойства которых фиксируются на этапе изготовления, динамические фотонные кристаллы формируются непосредственно лазерным излучением, а их параметры определяются характеристиками возбуждающего поля и динамикой экситонной подсистемы. Такой подход открывает возможность создания полностью оптически управляемых устройств для спектральной фильтрации, коммутации и обработки информации.

В работе исследованы фундаментальные механизмы формирования таких структур в коллоидных растворах квантовых точек при резонансном возбуждении экситонов пикосекундными лазерными импульсами. Благодаря высокой чувствительности экситонных переходов к интенсивности излучения пространственная интерференционная картина преобразуется в периодическую модуляцию комплексной диэлектрической проницаемости среды.

При интерференции двух когерентных лазерных импульсов в коллоидном растворе формируется пространственно-периодическое распределение концентрации возбуждённых экситонов, индуцирующее смешанную амплитудно-фазовую дифракционную решётку, на которой возможна самодифракция взаимодействующих волн. Показано, что этот процесс определяется совокупным изменением коэффициента поглощения и показателя преломления в области экситонного резонанса. Таким образом, изменение интенсивности, длины волны или поляризации лазерного излучения приводит к немедленной перестройке наведённой решётки без каких-либо изменений самой среды. При этом процесс самодифракции выступает не только проявлением нелинейного отклика среды, но и

эффективным методом исследования её неравновесной динамики и нелинейного отклика полупроводниковых нанокристаллов.

Развитием данного подхода стало формирование динамических фотонных кристаллов различной размерности. Использование трёх и четырёх когерентных лазерных импульсов позволило реализовать двумерные и трёхмерные периодические структуры, геометрия которых определяется интерференционным полем. Изменение числа взаимодействующих волн, их взаимной ориентации и поляризации обеспечивает перестройку размерности фотонного кристалла в реальном времени без какого-либо изменения самой нелинейной среды.

Одним из наиболее важных результатов является экспериментальная реализация динамической брэгговской стоп-зоны, спектральное положение и ширина которой определяются величиной фотоиндуцированной модуляции комплексного показателя преломления. Вследствие этого сформированные структуры могут функционировать как перестраиваемые узкополосные интерференционные фильтры, существующие исключительно во время лазерного воздействия и изменяющие свои характеристики одновременно с параметрами возбуждающего излучения.

Достигнутые результаты позволяют перейти от исследования отдельных нелинейно-оптических процессов к созданию нового класса самоорганизующихся фотонных структур. Предложенный метод позволяет формировать одномерные, двумерные и трёхмерные динамические фотонные кристаллы с перестраиваемыми в реальном времени параметрами и представляет интерес для разработки адаптивных элементов нелинейной и интегральной фотоники, полностью оптических переключателей, перестраиваемых спектральных фильтров и систем обработки оптической информации.

Исследования выполнены при финансовой поддержке гранта РФФИ #24-12-00020.

СПЕКТРАЛЬНО-СЕЛЕКТИВНЫЙ РЕЖИМ ГЕНЕРАЦИИ СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ ЭРБИЕВЫХ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ ПРИ КРИОГЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А.М. Смирнов, М.П. Базакуца, А.С. Шикин, О.В. Бутов
ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия
E-mail: alsmir1988@mail.ru

Исследованы спектральные и динамические характеристики лазерной генерации в сильно легированных ионами Er^{3+} кварцевых волоконных световодах, изготовленных методом поверхностного плазмохимического осаждения из газовой фазы (SPCVD). Высокая концентрация активных ионов и особенности их взаимодействия в стеклообразной матрице позволяют исследовать влияние криогенного охлаждения на спектрально-селективные процессы, определяющие режим лазерной генерации в расширенном L-диапазоне. Резонаторы Фабри-Перо сформированы непосредственно в активном волокне с помощью волоконных брэгговских решёток, записанных фемтосекундным излучением поточечным методом. Показано, что характер генерации определяется совместным влиянием длины волны и температуры активной среды. При охлаждении до 77 К на длинах волн 1590-1597 нм импульсная генерация подавляется и устанавливается непрерывный режим. Однако при дальнейшем увеличении длины волны импульсная генерация восстанавливается, а вблизи 1620 нм возникает устойчивый режим гигантских импульсов. Длительность импульсов составляет 35-50 нс, частота повторения – около 0,2-7 кГц, в зависимости от мощности накачки, а их пиковая интенсивность на 3-4 порядка превышает соответствующее значение при комнатной температуре. Эффект имеет выраженную спектральную избирательность: при 1610 и 1615 нм импульсы имеют существенно меньшую и менее стабильную амплитуду. Предполагается, что обнаруженный режим связан с изменением условий межионного переноса энергии, ап-конверсии и поглощения из возбуждённого состояния в сильно легированном Er^{3+} -волокне при уменьшении однородного уширения энергетических уровней при криогенной температуре. Полученные результаты показывают возможность генерации интенсивных наносекундных импульсов в расширенном L-диапазоне в компактном цельноволоконном лазере без введения дополнительного модулятора добротности.

ФАЗОВОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ ЖИДКОСТЬ – ЖИДКОСТЬ ПРИ ПОЛИМЕРИЗАЦИИ

Сон Л.Д.,¹ Балякин И.А.,¹² Рыльцев Р.Е.¹

¹ИМЕТ УрО РАН, Екатеринбург.

²Школа химии и химической инженерии, Харбинский
политехнический институт, Харбин
ldson@yandex.ru

Фазовое расслоение жидкость-жидкость (ФРЖЖ) играет заметную роль в материаловедении и биологии, лежит в основе образования полимер-богатых и полимер-бедных фаз в широком классе систем — от синтетических полимерных смесей до биомолекулярных конденсатов [1, 2]. Оно часто тесно связано с полимеризацией, где мономеры объединяются в цепи или агрегаты. До недавнего времени считалось, что обратимая линейная полимеризация сама по себе недостаточна для индуцирования фазового расслоения в отсутствие дополнительных взаимодействий [3].

Нами в рамках полевого подхода показано, что обратимая направленная линейная полимеризация может выступать в качестве самостоятельного термодинамического механизма ФРЖЖ даже в отсутствие явных аттрактивных взаимодействий. Разработана теория 2-функциональных мономеров, образующих обратимые направленные связи, в которой явно различаются локальные состояния, связанные с образованием связей и концами цепей. В рамках этой модели фазовое расслоение возникает из комбинаторной энтропии конфигураций связей [4]. Полученная модель демонстрирует богатое фазовое поведение, включая реэнтрантные фазовые диаграммы, расслоение в идеальных растворителях и высокотемпературный режим разделения фаз, обусловленный исключительно энтропией связности.

Далее, введение дополнительного векторного поля, ассоциированного с направленными полимерными связями, позволило описать полярное ориентационное упорядочение, возникающее коллективно в процессе обратимой направленной полимеризации. Показано, что ориентационный вклад перенормирует эффективный член связности, приводя к сильной взаимосвязи между полимеризацией и ориентационным упорядочением. Модель предсказывает спонтанное возникновение ориентационного порядка, сосуществование ориентационно упорядоченных и неупорядоченных жидких фаз, критические, эвтектоидные и трикритические особые

точки, а также широкое разнообразие топологий фазовых диаграмм .

Особый интерес представляет эвтектоидная точка на фазовой диаграмме, где смыкаются области жидкостно-жидкостного и жидкостно-жидкокристаллического расслоения. Обсуждается возможный сценарий двухстадийной самоорганизации, в котором начальное концентрирование вещества в плотные конденсаты с последующим накоплением под действием неравновесных процессов приводит к вторичному фазовому расслоению и образованию упорядоченных микрообластей. Такой механизм может иметь отношение к проблеме происхождения протоклеток [5].

Таким образом, обратимая направленная связность устанавливается как независимая движущая сила жидкостно-жидкостного фазового расслоения, а развитый теоретический подход предоставляет гибкую платформу для изучения связанных явлений фазового расслоения, самосборки и упорядочения в супрамолекулярных и самоорганизующихся.

Исследование выполнено при поддержке Национального научного фонда Китая (гранты № W2512010, 22374033) и Открытого проекта Государственной ключевой лаборатории городских и сельских водных ресурсов и окружающей среды Харбинского политехнического института (ZD202520).

Литература

1. H. Sakuta et al., ChemBioChem, 21, 3323 (2020).
2. Z. Lin et al., Small Methods, 7, 2300496 (2023).
3. J. Russo et al., Phys. Rev. Lett., 106, 085703 (2011).
4. I. A. Baliakin et al., Phys. Rev. E, submitted (2026).
5. A. Ianeselli et al., Nat. Chem., 14, 32 (2022).

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ УГЛЕРОДА В НАНОКОМПОЗИТАХ Ni@C ПО ДАННЫМ ЯМР ^{13}C

Суворкова Е., Прокопьев Д. А., Михалев К. Н., Уймин М. А.,
Королёв А. В., Минин А. С., Ермаков А. Е., Гавико В. С.
Институт физики металлов имени М. Н. Михеева УрО РАН
e.v.suvorkova@mail.ru

Наноккомпозиты никеля в углеродной оболочке Ni@C перспективны для катализа, биомедицины и создания гибридных материалов. Предыдущие исследования подобных материалов свидетельствуют о значительном снижении намагниченности по сравнению с макрообразцами [1], что может предполагать проникновение углерода в ядро частиц в процессе синтеза и образование твёрдого раствора углерода. Для проверки этой гипотезы было проведено ЯМР-исследование локализации углерода в Ni@C.

Согласно данным просвечивающей электронной микроскопии, образец представляет собой близкие к сферическим частицы со средним размером около 6 нм. Рентгеноструктурный анализ выявил, помимо основной фазы ГЦК Ni, наличие ~15% Ni₃C.

В спектрах ЯМР ^{13}C обнаружены две отдельные линии (рис. 1), существенно отличающиеся по температурному поведению. Одна из них расположена вблизи нулевого сдвига (125.76 МГц), и её положение не зависит от температуры, что соответствует результатам, полученным ранее для аналогичных наноккомпозитов [2]. Сравнение с образцом полых углеродных оболочек, полученном путём химического удаления металлических ядер, позволяет однозначно связать эту линию с сигналом от углеродных оболочек.

Вторая линия меньшей интенсивности имеет положительный сдвиг ($\nu = 126.84$ МГц при 100 К), который значительно уменьшается с ростом температуры. Это обусловлено присутствием поблизости ферромагнитного никеля, наводящего дополнительное магнитное поле, также убывающее с температурой, что подтверждает локализацию данного углерода внутри ядра наноккомпозитов. В спектрах частиц, отожжённых при 1000 °С, эта смещенная линия не наблюдается, что коррелирует с ростом намагниченности и свидетельствует о распаде твёрдого раствора углерода при отжиге. Отсутствие расщепления линии указывает на то, что углерод в ядре занимает кристаллографически эквивалентные позиции, вероятнее всего, октаэдрические междоузлия ГЦК-решётки никеля.

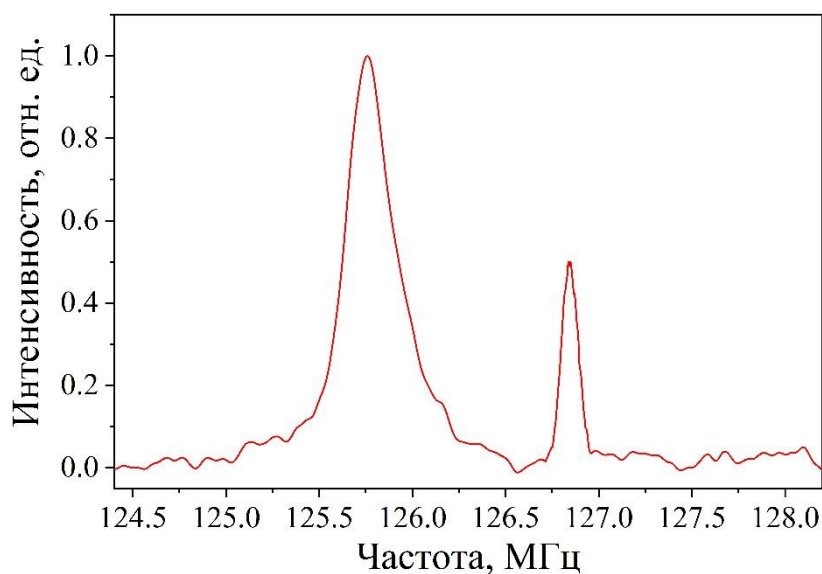


Рисунок 1. Спектр ЯМР ^{13}C нанокомпозитов Ni@C при $T = 100\text{ K}$ во внешнем магнитном поле 11.7467 Тл.

Следовало бы ожидать, что температурное поведение сдвига коррелирует с поведением намагниченности. Однако последняя имеет более сложный характер, предполагая наличие множества фракций с различными температурами Кюри T_C (включая Ni_3C с $T_C \sim 17\text{ K}$ [3]). В спектрах ЯМР наблюдается лишь часть углерода с $T_C \sim 300\text{ K}$. Расхождение, вероятно, связано с тем, что ЯМР отражает локальное окружение атомов углерода, тогда как намагниченность является объёмной характеристикой всего образца.

Таким образом, методом ЯМР ^{13}C было экспериментально доказано, что в нанокомпозитах Ni@C углерод локализуется не только в оболочке, но и внутри металлического ядра, образуя твёрдый раствор внедрения. Сравнение интенсивностей линий позволяет оценить долю углерода в ядре примерно в 30%, что близко к расчётному значению, полученному на основе структурных соображений и результатов термогравиметрического анализа (24%).

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН и молодежного проекта «м 09-25» (Суворкова Е.).

Литература

1. М. А. Уймин и др., ФММ, **120**, 245, **2019**
2. K. N. Mikhalev et al., J. Phys.: Conf. Ser. **1389**, 012137, **2019**
3. Fujieda S. et al., AIP Advances, **6**, 056116, **2016**

ВЛИЯНИЕ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ОСОБЕННОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ДЕФОРМАЦИОННО- ИНДУЦИРОВАННЫХ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЙ «АМОРФНОЕ СОСТОЯНИЕ – КРИСТАЛЛ»

Сундеев Р. В. ¹², Шалимова А. В. ², Рогачев С. О. ³

¹ РТУ МИРЭА, Москва, Россия

² ФГУП «ЦНИИчермет им. И.П.Бардина», Москва, Россия

³ МИСИС, Москва

sundeev55@yandex.ru

В настоящее время одним из перспективных способов получения аморфно-нанокристаллических и нанокристаллических структур являются методы экстремальных воздействий: закалка из расплава и больших пластических деформаций, в частности деформация кручением под высоким квазигидростатическим давлением (КВД). Закалка из жидкого состояния является наиболее распространенным методом для получения аморфного состояния металлических сплавов. Однако, аморфное состояние можно также получить и в процессе различных видов больших пластических деформаций кристаллических материалов. При этом не все сплавы легко переходят в аморфное состояние в ходе больших пластических деформаций. Так нами установлено, что в ходе КВД 5-ти различных кристаллических сплавов: $\text{Ni}_{50}\text{Ti}_{30}\text{Hf}_{20}$, $\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{25}\text{Cu}_{25}$, $\text{Zr}_{50}\text{Ni}_{18}\text{Ti}_{17}\text{Cu}_{15}$ и $\text{Fe}_{78}\text{B}_{8.5}\text{Si}_9\text{P}_{4.5}$ полностью аморфизуются только кристаллические сплавы на основе TiNi , которые, в отличие от других материалов, имеют одинаковый химический состав как в аморфном, так и в кристаллическом состоянии. Обнаружено, что склонность к деформационной аморфизации кристаллических сплавов и соответствующих кристаллических фаз при больших пластических деформаций определяется тремя факторами: механическим, термодинамическим и концентрационным. На основании экспериментальных данных показано, что склонность к деформационной аморфизации кристаллических сплавов определяется аддитивной склонностью к деформационной аморфизации кристаллических фаз, входящих в состав сплавов. Выделение аморфной фазы в процессе КВД начинается на границах деформационных фрагментов в результате реализации процессов зернограницного проскальзывания и генерации высокой плотности избыточных вакансий.

Авторы выражают благодарность РНФ (грант 25-22-00132).

ГИБРИДИЗАЦИЯ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНЫХ СТОЯЧИХ СПИНОВЫХ ВОЛН И ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ГАРМОНИК ВИХРЕВОЙ РЕШЁТКИ В ГИБРИДНОЙ СТРУКТУРЕ СВЕРХПРОВОДНИК/ФЕРРОМАГНИТНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК

Туркин Я. В.¹, Пугач Н. Г.¹

¹*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», г. Москва, Россия, yturkin@hse.ru*

Гибридные наноструктуры на основе ферромагнитных диэлектриков и обычных s-волновых сверхпроводников представляют значительный интерес для сверхпроводниковой спинтроники, гибридной магноники и создания метаматериалов с управляемыми электродинамическими свойствами. В частности, спиновая накачка в сверхпроводник может приводить к возникновению бездиссипативных спиновых токов, переносящих угловой момент в сверхпроводящих спинтронных системах [1,2].

В настоящей работе исследуется двухслойная структура, состоящая из грязного сверхпроводника и ферромагнитного диэлектрика. Показано, что сверхпроводящий эффект близости существенно влияет на спектр перпендикулярных стоячих спиновых волн и приводит к гибридизации обменных волн с пространственными модами вихревой решетки Абрикосова.

Поперечная магнитная восприимчивость гибридной структуры (рис. 1) рассчитывается на основе уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта с модифицированными граничными условиями. Эти условия учитывают неравновесную спиновую плотность, возникающую на границе сверхпроводник/ферромагнитный диэлектрик вследствие поверхностного обменного взаимодействия. Спиновый отклик сверхпроводника определяется из линеаризованного уравнения Узаделя–Келдыша, примененного в грязном пределе. Влияние прецессирующей намагниченности ферромагнитного слоя на динамику сверхпроводящего конденсата описывается динамическими граничными условиями в приближении малого угла спинового смещения [3]. Форма вихревой решетки рассчитана аналитического решения из магнитостатической задачи.

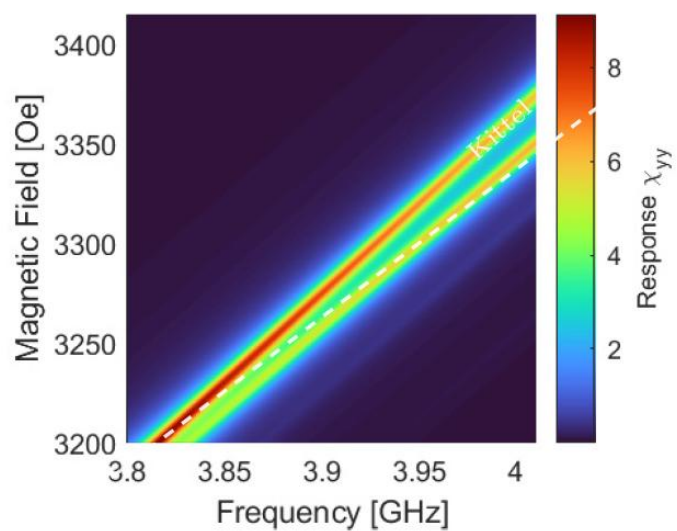


Рис. 1. Рассчитанная поперечная магнитная восприимчивость гибридной структуры СП/ФМД.

Литература

1. Y. V. Turkin, N. G. Pugach, Beilstein J. Nanotechnol., **14**, 233–239, **2023**
2. Y. V. Turkin et al., arXiv:2604.27076, **2026**
3. M. Eschrig et al., New J. Phys., **17**, 083037, **2015**

ДИНАМИКА РЕШЕТКИ ГИДРИДА И ДЕЙТЕРИДА НИКЕЛЯ

Усманов Р.И.^{1,2}, Кулаков В.И.¹

¹*Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка*

²*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва*
mephistomadjim@mail.ru

Гидрид никеля с ГЦК структурой относится к довольно многочисленной группе гидридов *d*-металлов, образующихся при высоких давлениях водорода. Динамика решетки большинства из них ранее была изучена методом неупругого рассеяния нейтронов (НРН). Полученные спектры НРН, дополненные DFT расчетами, были использованы для построения спектров плотности фононных состояний $g(E)$ гидридов и расчета их решеточной теплоемкости $C_V(T)$ до 1000 К [1]. Точность этих расчетов неизвестна, а экспериментальное исследование теплоемкости гидрида высокого давления было ранее проведено лишь для одной системы – CrH [2]. Гидриды *d*-элементов, образованные при высоких давлениях водорода, термически нестабильны в нормальных условиях и могут быть получены лишь в небольших объемах, что затрудняет их экспериментальное исследование. Кроме того, все они, включая никель, – металлы, в результате чего они обладают значительным электронным вкладом в теплоемкость, который трудно оценить с хорошей точностью.

Образцы гидрида и дейтерида никеля, синтезированные при давлении 7.4 ГПа и температуре 873 К, были исследованы методом дифференциальной сканирующей калориметрии при температурах 120-220 К с помощью калориметра DSC-7 фирмы Perkin-Elmer. Имеющиеся литературные данные экспериментально полученного уравнения состояния гидрида никеля при высоких давлениях [3], а также его расчетной зависимости коэффициента теплового расширения до высоких температур [4] позволили учесть разницу между C_P , которая получается из калориметрических исследований, и C_V , которая получается из расчета. Оценка электронного вклада была выполнена на основе проведенных в настоящей работе DFT расчетов плотности состояний на уровне Ферми. Хорошее согласие расчетных значений температурной зависимости теплоемкости с экспериментальными данными позволило использовать эти зависимости для полуколичественной оценки положения линии фазового равновесия между линиями образования и разложения

гидридов, а также для проверки возможности расчета измеренной в нынешней работе изотермы растворимости водорода в никеле при 873 К в модели регулярных твердых растворов.

Литература

1. V. E. Antonov et al. Lattice dynamics of high-pressure hydrides studied by inelastic neutron scattering. *J Alloys Compd.* **2022**, **905**, 164208.
2. M. A. Kuzovnikov et al., Heat capacity and other thermodynamic properties of hcp-CrH and hcp-CrD, *Int. J. Hydrogen Energy* **2025**, **116**, 507–515.
3. V. E. Antonov et al., Neutron spectroscopy of nickel deuteride, *J Alloys Compd* **2013**, **580**, S109–S113.
4. Jean-Marc Joubert et al. Thermodynamic Modeling of the Ni–H System. *J. Phys. Chem. C* **2015**, **119**, 24546–24557.

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕКРЫТИЯ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ НА ОБМЕННЫЙ МЕХАНИЗМ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В СЛОИСТЫХ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУМЕТАЛЛАХ

Фаворов В.О.¹, Григорьев П.Д.¹

¹*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН,
Черноголовка 142432, Россия*

В слоистых антиферромагнитных (АФМ) полуметаллах, таких как EuSn_2As_2 , EuSn_2P_2 , CsCo_2Se_2 , наблюдается эффект отрицательного магнитосопротивления (ОМС), изотропного по отношению к направлению электрического тока и приложенного магнитного поля [1,2] и по относительной величине слабо зависящее от качества образца. Интервал магнитного поля, где наблюдается ОМС, ограничен только областью, где имеется АФМ упорядочение. Было предложено теоретическое объяснение изотропного ОМС в данных соединениях, в котором предполагается, что этот эффект возникает в результате нарушения $\hat{T}_2$ симметрии волновой функции ψ электронов для каждой компоненты спина в АФМ металлах [1,2], из-за чего эти волновые функции сжимаются в координатном пространстве, что увеличивает скорость рассеяния электронов на примесях и дефектах. Величина эффекта оказалась зависящей от одного безразмерного параметра – отношения обменного спинового расщепления E_{ex} энергии электронов проводимости на каждой из АФМ подрешеток к интегралу их перескока t между АФМ подрешетками.

Данная модель была применена [1,2] для расчета относительного увеличения сопротивления и максимального значения ОМС в слоистом антиферромагнитном полуметалле EuSn_2As_2 . По сравнению с экспериментом теория дала завышенный результат – порядка 10% теоретически предсказанного эффекта, когда экспериментальное значение дает $\approx 6\%$.

В работах [1,2] было сделано допущение, что перекрытие волновых функций электронов на соседних АФМ подрешетках мало, и поэтому при расчете волновых функций в АФМ состоянии величиной интеграла перекрытия $\Theta = \langle \psi_1 | \psi_2 \rangle = \int \psi_1^*(z) \psi_2(z) dz$ пренебрегли. В этой работе мы улучшаем теорию для изотропного ОМС, включая перекрытие волновых функций и получая улучшенное выражение для относительного увеличения сопротивления в результате нарушения $\hat{T}_2$ симметрии волновых функций. Мы показываем, что перекрытие

волновых функций уменьшает эффект изотропного ОМС, и новый теоретический расчёт даёт величину порядка 6%, что полностью согласуется с экспериментальными данными [1].

В результате учёт перекрытия волновых функций соседних подрешеток в новом механизме изотропного ОМС дал хорошее количественное согласие с экспериментом, которого не хватало в раннем теоретическом описании.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 26-12-00345.

Литература

1. P. D. Grigoriev, N. S. Pavlov, I. A. Nekrasov, I. R. Shein, A. V. Sadakov, O. A. Sobolevskiy, E. I. Maltsev, V. M. Pudalov. Universal negative magnetoresistance in antiferromagnetic metals from symmetry breaking of electron wave functions. *Communications Materials*. **6**. (2025) 10.1038/s43246-025-00970-5.
2. K. S Pervakov, A. V. Sadakov, O. A. Sobolevskiy, V. A. Vlasenko, V. P. Martovitsky, E. A. Sedov, E. I. Maltsev, P. D. Grigoriev, N. S. Pavlov, I. A. Nekrasov, O. E. Tereshchenko, V. A. Golyashov, V. M. Pudalov. Intrinsic negative magnetoresistance in layered antiferromagnetic semimetals: The case of EuSn_2As_2 . *Physical Review B*. **113**. (2026) 10.1103/ps8p-b28d.

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ЧАСТИЦ АЛМАЗОПОДОБНОГО НИТРИДА БОРА НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Филоненко В.П., Зибров И.П., Баграмов Р.Х.,
Ляпин С.Г., Разгулов А.А.

Институт физики высоких давлений РАН, Москва, г. Троицк
filv@hppi.troitsk.ru

Сочетание в алмазоподобном нитриде бора (сBN) уникальных свойств (высокая прочность, химическая инертность, термическая устойчивость и хорошая теплопроводность) открывает широкие перспективы для его использования. В частности, наноразмерные кристаллы представляют интерес для борнейтронзахватной терапии, а наличие оптических центров позволяет использовать сBN в качестве датчиков температуры внутри живых клеток, однофотонных источников для квантовой обработки информации и других направлениях. Ряд точечных дефектов, которые образуются в сBN во время синтеза или при высокоэнергетическом воздействии представляют собой активные оптические центры [1,2]. Центр окраски с узкой и яркой линией люминесценции на длине волны 683 нм был обнаружен нами в алмазоподобном нитриде бора, полученном в условиях высоких давлений [3]. В настоящей работе исследовалась зависимость люминесценции от размера кристаллов в диапазоне от 10 нм до 10 мкм.

В качестве исходного материала использовался порошок боразана (H_3BNH_3). Синтез проводили при давлениях 7-8 ГПа и температурах 1300-1500 °С в капсулах из циркония или меди. В процессе синтеза формировались кристаллы сBN с узким распределением частиц по размерам, которые анализировались с использованием методов электронной микроскопии, рентгеновской дифракции, комбинационного рассеяния и фотолюминесценции.

Было установлено, что образование сBN при пиролизе боразана сопровождается протеканием химических реакций внутри капсулы, которые связаны с активной адсорбцией боразаном влаги из воздуха. На дифрактограммах продукта синтеза кроме сBN присутствуют пики **пентабората аммония ($\text{NH}_4\text{B}_5\text{O}_8$)**. Также возможно образование флюидных фаз азота (NH_3 или NO_x) и борной кислоты (**H_3BO_3**), что приводит к нарушению стехиометрии в нитриде бора и формированию различных точечных дефектов – вакансий, атомов замещения (кислород, кремний), занятие атомами бора и азота чужих позиций в

решетке (antisite defects). Расчеты, представленные в работах [3,4], показали, что экспериментальному значению энергии люминесцентного центра наиболее близко соответствуют варианты замещения азота кремнием или бором.

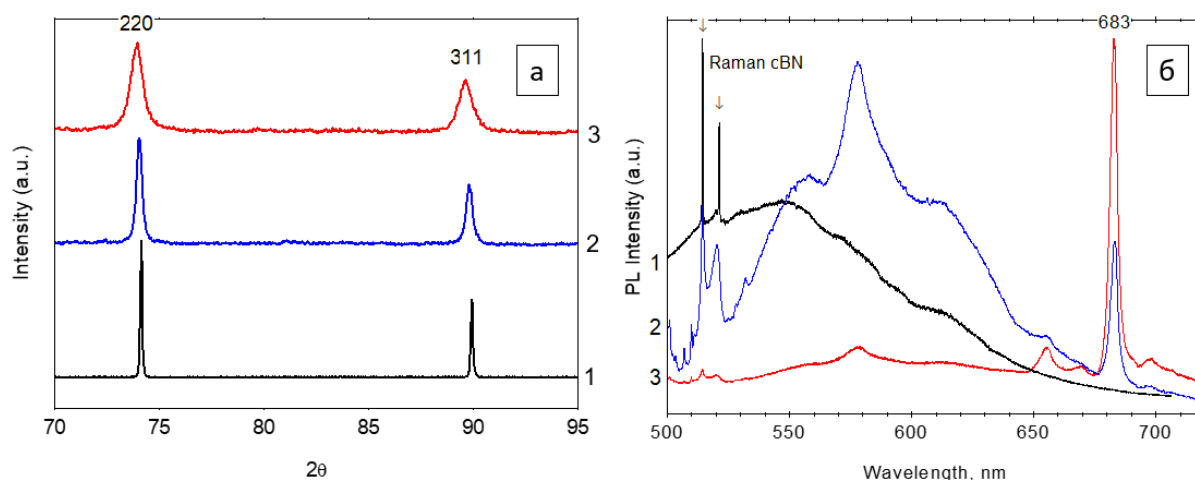


Рис. 1. Результаты анализа кристаллов cBN с различным размером частиц: а – участок дифрактограмм, б – спектры люминесценции (1 – размеры кристаллов 1-5 мкм, 2 – 0.1-0.3 мкм, 3 – 0.01-0.02 мкм)

На рисунке 1 представлен анализ трех образцов cBN, размеры частиц в которых отличались друг от друга на один порядок и точно фиксировались с помощью электронной микроскопии. Из рисунка видно, что с уменьшением размера частиц пики на дифрактограммах не только уширяются, но и смещаются в сторону меньших углов, что свидетельствует об увеличении параметра решетки. Спектры люминесценции показывают, что оптический центр с линией люминесценции ~ 683 нм в микронных кристаллах отсутствует, в субмикронных появляется, а в наноразмерных имеет высокую интенсивность.

Работа выполнена в рамках программы Министерства науки и высшего образования РФ FFUW-2021-0003.

1. E.M. Shishonok. Phys. Solid State. 49, 10, 1884–1890, **2007**.
2. R. Buividas. Optics Lett. 40, 24 5712, **2015**.
3. V.P. Filonenko. Mater. Lett. 383, 138011, **2025**.
4. V.P. Filonenko. Phys. Stat. Sol. (RRL). 20:e202500478, **2026**.

МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

Хищенко К. В.

Объединенный институт высоких температур РАН

konst@ihed.ras.ru

Необходимость описания термодинамических свойств различных материалов возникает при решении задач численного моделирования динамики нестационарных процессов в условиях высоких плотностей энергии. В частности, для замыкания системы уравнений движения сплошной среды в адиабатическом процессе требуется определить взаимосвязь между давлением (P), удельным объемом (V) и удельной внутренней энергией (E). Для моделирования динамики процессов с теплообменом необходимо знать также абсолютную температуру (T). В этой работе рассматриваются варианты описания свойств металлов на основе разных характеристических функций (термодинамических потенциалов) при высоких давлениях и температурах. Традиционный выбор удельной свободной энергии (F) в качестве такой функции с переменными V и T ведет к определению связи между P , V и E с помощью двух уравнений состояния в форме $P = P(V, T)$ и $E = E(V, T)$. Выбор функции удельной энтропии (S) от переменных V и E приводит к калорическому уравнению состояния непосредственно в форме $P = P(V, E)$ и, для расчета температуры, к отдельному термическому уравнению состояния в форме $T = T(V, E)$. Предложено выражение характеристической функции $S = S(V, E)$ для металлов при высоких давлениях и температурах [1, 2]. Приводятся примеры уравнений состояния алюминия, железа, меди и других металлов со сравнением результатов расчетов термодинамических параметров и имеющихся данных экспериментов при высоких давлениях и температурах.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 25-19-00944, <https://rscf.ru/project/25-19-00944/>).

Литература

1. К. В. Хищенко, ТВТ, **64**, 223, **2026**
2. К. V. Khishchenko, Materials, **19**, 3351, **2026**

ОСЦИЛЛЯЦИИ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЗОН, НАДБАРЬЕРНОЕ ОТРАЖЕНИЕ И ДРУГИЕ ИНТЕРЕСНЫЕ ИСТОРИИ О ДВУМЕРНОМ ТОПОЛОГИЧЕСКОМ ИЗОЛЯТОРЕ

Цветкова А. В.^{1*}, Родионов Я. И.¹, Григорьев П. Д.²

¹ *Всероссийский НИИ автоматики им. Н. Л. Духова, Москва, Россия*

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

* *E-mail: al.v.tsvetkova@yandex.ru*

Топологические изоляторы (ТИ) характеризуются наличием изолирующей щели в спектре объемных электронных состояний и бесщелевыми краевыми или поверхностными состояниями, защищенными топологически. ТИ интересны своими уникальными физическими свойствами и потенциалом использования в качестве надежной базы квантовых вычислений [1]. Важным свойством ТИ является их выраженное спин-орбитальное взаимодействие (СОВ): краевые состояния обладают жесткой связью между спином и импульсом, то есть обратное рассеяние всегда влечет за собой переворот спина. Следовательно, в отсутствие магнитных примесей или магнитного поля, нарушающих симметрию по отношению к обращению времени, упругое рассеяние краевых состояний запрещено. В данной работе рассматривается внесенный во внешнее однородное магнитное поле двумерный ТИ, край которого периодически гофрирован (под действием упругих поверхностных сил, как в эксперименте [2]), угол деформации: $\varphi(x+L) = \varphi(x)$. Магнитное поле ортогонально плоскости ТИ. Гамильтониан краевых состояний [3]:

$$\hat{H}^{1D}(x) = v_F \hat{p}_x \sigma_y + \mu \sigma_z + \hat{U}(x), \quad (1)$$

где $\mu = \mu_B g \mathcal{H}$, g — g -фактор для краевых электронов, σ_i — матрицы Паули. Потенциал $U(x) = \frac{\alpha}{2} [\hat{p}_x \varphi(x) + \varphi(x) \hat{p}_x] \sigma_z$ описывает перенормировку СОВ в присутствии краевой деформации. Зеемановский член $\mu \sigma_z$ открывает в спектре электронов щель шириной μ , и условие $\varepsilon > \mu$ выполняется всегда. Так реализуется надбарьерное отражение, когда квазиклассический импульс не имеет нулей на вещественной оси.

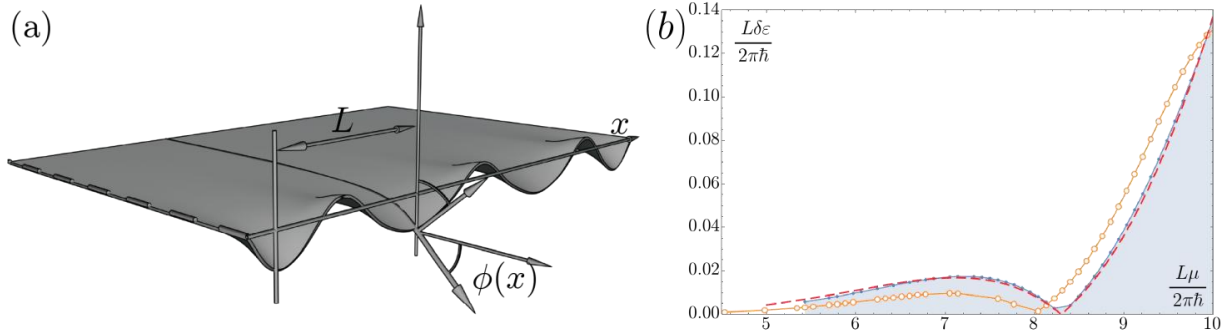


Рис. 1: (a) ТИ с деформированным краем. (b) Ширина запрещенной зоны с $n = 8$ для $\phi(x) = 0.5 + \cos(2\pi x / L)$, из выражения (2) (оранжевая), из интегрирования гамильтониана (1) (голубая), из уточненной ВКБ формулы (красная).

Для решения одномерного уравнения $\hat{H}^{1D}\psi(x) = \varepsilon\psi(x)$ был применен метод Покровского-Халатникова для периодической задачи [4, 5]. В приближении больших магнитных полей $\mu \sim \varepsilon$ были получены выражения для ширины запрещенной зоны Δ :

$$\Delta = \frac{4}{T_0} |\cos \pi a \delta \varepsilon| e^{-2\text{Im}S}, \quad T_0 = \int_0^L \frac{dx}{\phi}, \quad S = \int_{x_0}^{z_0} \pi(z) dz, \quad (2)$$

где $\delta \varepsilon = \varepsilon - \mu$ — кинетическая энергия частицы, T_0 — время прохождения частицей расстояния, равного периоду потенциала L , $a \sim L$, $\pi(z)$ — квазиклассический импульс и S — квазиклассическое действие (z_0 — нуль $\pi(z)$ в комплексной плоскости). Выражение (2) показывает, что ширина зоны Δ осциллирует как функция величины магнитного поля. Осцилляции возникают в силу того, что система (1) представляет из себя интерферометр Ландау-Зенера в комплексной плоскости.

Так же проведено исследование задачи в режиме слабых магнитных полей $\mu L / (v_F \hbar) \lesssim 1$ методом теории возмущений и квазиклассическим приближением. Последнее приводит к удивительному обобщению метода Покровского-Халатникова. Оказывается, для важного класса потенциалов, рассеяние происходит в бесконечно удаленной точке мнимой оси комплексной полуплоскости.

Литература

1. Hasan, M. Zahid, and Charles L. Kane. Rev. mod. phys., **82**, 4, 2010

2. K. Niu et al, Advanced Science **8**, 2101563, **2021**
3. Dotdaev A.S. et al, JETP Letters, **120**, 675, **2024**
4. Pokrovskii V. L., Khalatnikov I. M., Soviet Phys. JETP, **13**, 1207, **1961**
5. A. Dykhne, Sov. Phys. JETP, **13**, 999, **1961**

ЭЛЕКТРОННЫЕ, МАГНИТНЫЕ И РЕШЕТОЧНЫЕ СВОЙСТВА КОРРЕЛИРОВАННОГО ОКСИДА LaNiO_3

Янушкевич Н. А.¹, Леонов И. В.²

¹Уральский Федеральный Университет

им. Первого Президента России Б. Н. Ельцина

²Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН

tavatui118@yandex.ru

Редкоземельные никелаты с перовскитной структурой RNiO_3 (R – редкоземельный элемент группы лантана) обладают рядом необычных электронных, магнитных и решеточных эффектов, таких как переход металл–диэлектрик с изменением температуры и давления. Переход от диэлектрического (парамагнитного или магнитоупорядоченного) состояния в фазу металла сопровождается искажением кристаллической решетки и связан с переходом из зарядово-упорядоченного по «дыхательной моде» (“breathing-mode”) состояния с вектором распространения $\mathbf{Q}=[1/4,1/4,1/4]$ (в псевдокубической ячейке) в гомогенное металлическое состояние. В отличие от RNiO_3 , в LaNiO_3 переход в диэлектрическое состояние не наблюдается, а сам материал является хорошим проводником. Свойства LaNiO_3 до сих пор полностью не изучены, открытым остается вопрос о формировании магнитного упорядочения в данной системе [2].

В данной работе была исследована электронная структура, магнитные и решеточные свойства перовскита LaNiO_3 . Было показано, что в рамках спин-поляризованных DFT или DFT+U расчетов основным состоянием является диэлектрик с антиферромагнитным порядком E'-типа, с зарядово-упорядоченным состоянием ионов никеля. Полученное диэлектрическое решение находится в качественном противоречии с экспериментально наблюдаемым металлическим состоянием LaNiO_3 , что свидетельствует о существенной роли *динамических* корреляционных эффектов (спиновых флуктуаций) для описания его свойств.

В данной работе проведено исследование свойств LaNiO_3 методом теории динамического среднего поля DFT+DMFT, в рамках которой становится возможным учесть одноузельные спиновые флуктуации в Ni 3d оболочке при конечной температуре ($T = 116 \text{ K}$) [3]. Рассмотрены различные варианты решеток: экспериментальная решетка [4], решетка, искаженная по «дыхательной моде», а также структуры, полученные в результате полной структурной релаксации в рамках DFT-расчетов. DFT+DMFT расчеты дают металлическое

решение с эффективной квазичастичной перенормировкой $\text{Ni } e_g$ состояний $m^*/m \approx 2.4$. Дальний магнитный порядок при этом не стабилизируется – решение сходится к парамагнитному. Наиболее стабильной структурой является структура перовскита без «дыхательных» искажений.

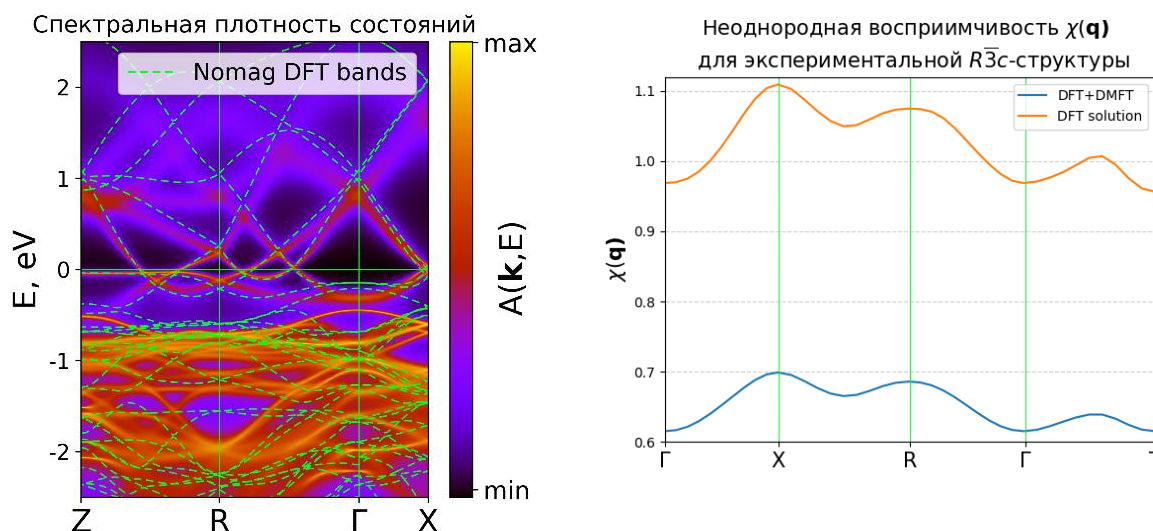


Рисунок 1 – (слева) спектральная плотность состояний, полученная методом DFT+DMFT при $T = 116 \text{ K}$ для удвоенной экспериментальной решетки, (справа) неоднородная магнитная восприимчивость для одинарной ячейки в рамках DFT и парамагнитного DFT+DMFT методов.

Важно отметить, что расчеты неоднородной восприимчивости $\chi(\mathbf{q})$ показывают наличие пика в точке $X=[1/2,0,0]$ в ромбоэдрической элементарной ячейке ($[1/4,1/4,1/4]$ в псевдокубической ячейке). Учет динамических кулоновских корреляций критически важен как для описания перехода металл–диэлектрик в серии соединений $R\text{NiO}_3$, так и для объяснения металлических свойств LaNiO_3 . Сделан вывод, что необычные свойства LaNiO_3 связаны с его близостью к квантовой критической точке на фазовой диаграмме $R\text{NiO}_3$ никелатов.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ (№ 25-12-00416).

Литература:

1. S. Catalano, M. Gibert, J. Fowlie et al., Rep Prog Phys, **81**, 4, **2018**
2. H. Guo, Z. Li, L. Zhao et al., Nature Communications, **9**, 1, **2018**
3. G. Kotliar, Journal of the Physical Society of Japan, **74**, 1, **2005**
4. J. García-Muñoz et al., Phys Rev B, **46**, 8, **1992**

Научное издание

XXV Всероссийская конференция
«Проблемы физики твердого тела и высоких давлений»
18–27 сентября 2026 г.

Тезисы

Главный редактор В. Н. Рыжов д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
Ответственный редактор В. Е. Анкудинов к.ф.-м.н. (ИФВД РАН)

Авторская редакция

Электронное издание

Издательство Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
119991, г. Москва, Ленинский проспект, 53