

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ТЕПЛОФИЗИКЕ
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ
ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ
СОСТОЯНИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА
ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
КАБАРДИНО-БАЛКАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ



ТЕЗИСЫ
XXII МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

*«ВОЗДЕЙСТВИЕ
ИНТЕНСИВНЫХ ПОТОКОВ
ЭНЕРГИИ НА ВЕЩЕСТВО»*

ЭЛЬБРУС — 2007

В сборнике представлены тезисы докладов XXII Международной конференции «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество» (Эльбрус, 1–6 марта 2007). Доклады отражают современное состояние исследований в области физики экстремальных состояний вещества. Рассмотрены следующие вопросы: взаимодействие мощных ионных и электронных пучков, интенсивного лазерного, рентгеновского и СВЧ излучения с веществом; методы генерации интенсивных импульсных потоков энергии; экспериментальные методы диагностики быстрых процессов; физика ударных и детонационных волн; модели и теоретические расчеты уравнений состояния веществ при высоких концентрациях энергии; электрический взрыв проводников под действием мощных импульсов тока; физика низкотемпературной плазмы; различные физико-энергетические проекты и технологии.

Конференция проводится при финансовой поддержке Российской академии наук и Российского фонда фундаментальных исследований.

Под редакцией академика Фортова В. Е., Темрокова А. И., Карамурзова Б. С., Ефремова В. П., Хищенко К. В., Султанова В. Г., Канеля Г. И., Левашова П. Р., Минцева В. Б., Савинцева А. П.

ОГЛАВЛЕНИЕ

СЕКЦИЯ 1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

<u>Андреев Н.Е., Чеготов М.В., Крос Б., Мора П., Мейнар Ж., Виен Г.</u> Генерация и диагностика сверхсильных плазменных полей при каналированном распространении фемтосекундных лазерных импульсов в капиллярах	21
<u>Вейсман М.Е., Агранат М.Б., Андреев Н.Е., Ашитков С.И., Левашов П.Р., Овчинников А.В., Ситников Д.С., Форттов В.Е., Хищенко К.В.</u> Новый экспериментально-теоретический метод диагностики плотной фемтосекундной лазерной плазмы	22
<u>Ашитков С.И., Овчинников А.В., Агранат М.Б.</u> Проводимость металлов при фемтосекундном лазерном нагреве .	22
<u>Ситников Д.С., Ашитков С.И., Овчинников А.В., Агранат М.Б.</u> Динамика оптических свойств неидеальной фемтосекундной лазерной плазмы	23
<u>Петров Ю.В., Агранат М.Б., Анисимов С.И., Ашитков С.И., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Нушихара К., Овчинников А.В., Ситников Д.С., Форттов В.Е., Хохлов В.А.</u> Структура лазерного факела при абляции золота под действием фемтосекундных лазерных импульсов	23
<u>Комаров П.С., Ашитков С.И., Овчинников А.В., Агранат М.Б.</u> Исследование динамики деформации поверхности мишени вблизи порога абляции	24
<u>Фролов А.А.</u> Возбуждение поверхностных волн коротким лазерным импульсом на границе плазмы	25
<u>Поварницын М.Е., Итина Т.Е., Левашов П.Р., Хищенко К.В.</u> Моделирование абляции металлических мишеней фемтосекундными лазерными импульсами	26
<u>Гаранин С.Г., Гатин А.А., Змитренко Н.В., Розанов В.Б., Степанов Р.В., Тишкин В.Ф., Яхин Р.А., Жидков Н.В.</u> Математическое моделирование термоядерных мишеней для энергии лазера ~ 2 кДж	27

<u>Янковский Г.М., Борисенко Н.Г., Бугров А.Э., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В., Гольцов А.Ю., Громов А.И., Димитренко В.В., Жужукало Е.В., Ковальский Н.Г., Меркульев Ю.А., Медовщиков С.Ф., Путилин М.В., Фасахов И.К.</u> Исследование физических процессов, протекающих в облучаемых мощными лазерными импульсами пористых мишенях с различной микроструктурой	28
<u>Костенко О.Ф., Андреев Н.Е.</u> Образование высокоэнергетических ионов при разлете нагретого и ионизованного фемтосекундным лазерным импульсом металлического кластера	29
<u>Лебо И.Г.</u> Исследование спонтанных магнитных полей в плотной лазерной плазме	30
<u>Хоконов М.Х., Бекулова И.З.</u> Особенности нелинейных эффектов взаимодействия релятивистских электронов с полями тераваттных лазеров	30
<u>Гацкевич Е.И., Захарук З.И., Ивлев Г.Д., Раренко А.И., Стребжев В.Н.</u> Воздействие наноимпульсного лазерного излучения на поверхность кристаллов $Cd_{1-x}Mn_xTe$	31
<u>Савинцев А.П., Темроков А.И.</u> О поверхностных состояниях хлорида калия	32
<u>Шеманян В.Г., Воронина Э.И., Чартий П.В.</u> Оптическая прочность полимерных мишеней при лазерной абляции .	34
<u>Баязитов Р.М.</u> Моделирование процессов нагрева и фотогенерации электронно-дырочной плазмы при лазерных обработках полупроводников	35
<u>Бисти В.Е.</u> Магнитоплазмы в двойных электронных слоях с управляемой симметрией	36
<u>Штейнман Э.А., Терещенко А.Н., Rabier J.</u> Релаксация дислокаций в Si, созданных при поддерживающем давлении 5 ГПа	37
<u>Савинцев Ю.П., Савинцева С.А., Шевченко В.С., Уракаев Ф.Х.</u> Исследование стабилизации наноструктур селена и теллура в композитах	38
<u>Кузовников М.А.</u> Гигантский эффект туннелирования водорода в гидриде α -Mn высокого давления	39
<u>Гуренцов Е.В., Еремин А.В., Шульц К.В.</u> Влияние активных примесей на свойства наночастиц, образующихся при конденсации углеродного пара	40

<u>Чартий П.В., Воронина Э.И., Привалов В.Е., Чартий Р.П., Шеманин В.Г.</u> Лазерное зондирование расширяющегося полидисперсного аэрозольного облака в замкнутом воздушном потоке	41
<u>Воронина Э.И., Привалов В.Е., Шеманин В.Г.</u> Лазерное зондирование молекул HF в атмосфере	42
<u>Иванов М.И., Бураков В.Л., Александрин С.Ю.</u> Рентгеновский сцинтилляционный детектор полного поглощения	43
<u>Субботин А.Н., Митрофанова Ю.Л., Гусизина И.А., Гаспарян П.Д., Цой Е.С., Жидков Н.В.</u> Исследование спектра рентгеновского излучения лазерной плазмы из сферических мишеней с помощью изогнутого многослойного зеркала	44
<u>Гасилов С.В., Мажужин В.И., Фаенов А.Я.</u> Удаление паразитных пиков из рентгеновских спектров фемтосекундной лазерной плазмы	45
<u>Баршпольцев Д.В., Гуськов С.Ю., Иванов Е.М., Котегов П.С., Розанов В.Б.</u> Аналитические модели расчёта спектральной яркости излучения плазменных объектов различной конфигурации	46
<u>Бычков С.С., Бычков (мл.) С.С., Майорова Л.М., Пятницкий Л.Н., Солдатенков Е.С., Тальвирский А.Д.</u> Характеристики и параметры плазмы, генерируемой бесселевым пучком на поверхности алюминиевой мишени	46
<u>Черненко А.С., Ананьев С.С., Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Кингсеп А.С., Королев В.Д., Мягков О.В., Устров Г.И.</u> Экспериментальное исследование вакуумных транспортирующих линий с магнитной самоизоляцией с линейной плотностью тока до 7 МА/см	48
<u>Ананьев С.С., Блинов П.И., Данько С.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Шашков А.Ю.</u> Применение диагностического комплекса установки С-300 для исследования горячей плотной плазмы, создаваемой при имплозии многопроволочных лайнеров	49

<u>Королев В.Д., Акунец А.А., Ананьев С.С., Бакшаев Ю.Л., Блинов П.И., Вихрев В.В., Данько С.А., Казаков Е.Д., Коняхин В.С., Мещеров Б.Р., Недосеев С.Л., Пименов В.Г., Смирнова Е.А., Устров Г.И., Черненко А.С.</u> Динамика сжатия плазмы в Z-пинче из малоплотного дейтерированного полиэтилена	50
<u>Дьяченко С.В., Гасилов В.А., Круковский А.Ю., Ольховская О.Г., Ткаченко С.И., Хищенко К.В., Чуватин А.С.</u> Моделирование динамики неоднородных Z-пинчей, образованных проволочными сборками	51
<u>Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Романова В.М., Тер-Оганесьян А.Е., Мингалеев А.Р., Ткаченко С.И.</u> Особенности динамики при электрическом взрыве малопроволочных сборок	52
<u>Ткаченко С.И., Барিশпольцев Д.А., Иваненков Г.В., Мингалеев А.Р., Романова В.М., Тер-Оганесьян А.Е., Пикуз С.А., Шелковенко Т.А.</u> Моделирование процессов сопровождающих электрический взрыв тонких проволочек в воздухе	53
<u>Зубарев Н.М., Болтачев Г.Ш.</u> Эмиссия с острий в режиме ограничения тока объемным электрическим зарядом . . .	53
<u>Волков Н.Б., Лейви А.Я., Майер А.Е., Талала К.А., Яловец А.П.</u> Динамика поверхностных слоев многослойных мишеней, облучаемых мощным электронным пучком	55
<u>Волков Н.Б., Кундикова Н.Д., Лейви А.Я., Яловец А.П.</u> Механизмы возбуждения и релаксации сильно неравновесного состояния облученного ультракороткими импульсами электронного и лазерного излучения металла	56
<u>Мещеряков А.Н., Демидов Б.А., Ефремов В.П., Петров В.А.</u> Разрушение слоистых диэлектрических мишеней при воздействии импульсного электронного пучка	57
<u>Жуляков Л.А., Костановский А.В.</u> Экспериментальное определение концентрации заряженных частиц в пучках, скользящих вдоль диэлектрической поверхности	58
<u>Матвейчев А.В., Tahir N.A., Ким В.В., Ломоносов И.В., Остриж А.В.</u> Численное моделирование взаимодействия пучков тяжелых ионов с веществом с учетом упруго-пластического деформирования материала	59
<u>Григорьев Д.А., Остриж А.В., Султанов В.Г.</u> Исследование влияния перераспределения энергии электронами на нестационарные процессы при облучении пучком тяжелых ионов плоских преград	60

<u>Шутов А.В., Иосилевский И.Л.</u> Численное моделирование гидродинамики тяжелоионного нагрева сплошных и пористых мишеней	62
<u>Баязитов Р.М., Баталов Р.И., Нурутдинов Р.М., Крыжсков Д.И., Ивлев Г.Д., Гайдук П.И.</u> Формирование твердых растворов и силицидов эрбия в кремнии при импульсных воздействиях	63
<u>Николаенко И.В., Штин А.П., Швейкин Г.П.</u> Получение оксидов титана и циркония путем взаимодействия СВЧ излучения с их гидроксидами	64
<u>Грибанов В.М., Острик А.В.</u> Оптимизация структуры сферопластика для защиты от высокоинтенсивных потоков излучения	65
<u>Беспалов Е.В., Вяткин В.С., Дорофеев Г.Л., Ефремов В.П., Краснощёров Е.П., Куроедов Ю.Д., Фортвов В.Е.</u> Быстрое распространение границы раздела равновесного и неустойчивого магнитных состояний в проволочных сверхпроводниках	66
<u>Русин С.П.</u> О методах экспериментального определения теплопереноса в дисперсных тепло- и огнезащитных материалах при воздействии высокоинтенсивных энергетических потоков	67
<u>Мордынский А.В., Прокопченко И.В., Лапин Р.С., Гусев А.В., Попель О.С., Фрид С.Е., Рыжиков И.А.</u> Исследование процессов формирования и эффективности использования селективных оптических покрытий на полимерных материалах	68
<u>Сулейманов М.Ж., Прокопченко И.В., Мордынский А.В., Попель О.С., Фрид С.Е.</u> Натурные испытания солнечных водонагревательных установок	69
<u>Кадыров Ч.А., Сергиевский Э.Д., Тюхов И.И.</u> Экспериментальное и расчётное исследование характеристик на модели солнечного гибридного коллектора	70
<u>Крылов А.Н., Сергиевский Э.Д.</u> Исследование процессов паровой конверсии природного газа в реакторе-теплоутилизаторе радиационного типа	71

**СЕКЦИЯ 2. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ.
ДЕТОНАЦИЯ. ГОРЕНИЕ**

<u>Фунтиков А.И., Минеев В.Н.</u> , Зайдель Р.М., Попов Н.А., Щербаков В.С. Газодинамический термоядерный синтез. Влияние вязкости	73
<u>Канель Г.И., Разоренов С.И., Зарецкий Е.Б.</u> Влияние структурных факторов на откольное разрушение металлов . . .	74
<u>Якушев В.В., Уткин А.В., Жуков А.В.</u> Ударная адиабата и фазовый переход в пористых образцах из нитрида кремния	75
<u>Савиных А.С., Канель Г.И., Разоренов С.В.</u> Влияние структурного состояния графита на параметры и кинетику превращения в алмаз при ударно-волновом нагружении . . .	76
<u>Жерноклетов Д.М., Милявский В.В., Бородина Т.И., Хищенко К.В., Чарачьян А.А., Жук А.З., Моздыков В.А.</u> Фазовые превращения графита при ударно-волновом нагружении в стальных мишенях с коническими полостями . .	77
<u>Соколов С.Н., Милявский В.В., Бородина Т.И., Жук А.З.</u> Изучение ударно-иницированных фазовых превращений фуллерена C ₇₀	78
<u>Авдонин В.В., Молодец А.М., Сидоров Н.С., Шахрай Д.В., Гольмшев А.А.</u> Электропроводность фуллерита C ₇₀ в условиях ступенчатого ударно-волнового сжатия	80
<u>Белятинская И.В., Фельдман В.И., Милявский В.В., Бородина Т.И., Жерноклетов Д.М.</u> Ударный метаморфизм минералов полосчатых кристаллических сланцев Ильменогорской толщи (Южный Урал)	81
<u>Зельдович В.И., Шорохов Е.В., Фролова Н.Ю., Жгилев И.Н., Хейфец А.Э., Хомская И.В.</u> Исследование высокоскоростной деформации и разрушения титана при динамическом канально-угловом прессовании. Макро- и микроструктура	82
<u>Астафьев В.В., Бродова И.Г., Яблонских Т.И., Шорохов И.Н., Жигелёв И.Н.</u> Воздействие динамического нагружения на структуру многокомпонентных алюминиевых сплавов . .	83
<u>Баяндин Ю.В., Уваров С.В., Наймарк О.Б.</u> Структурная релаксация и автомодельность волн догрузки в металлах . .	84
<u>Скрипняк В.А., Скрипняк Е.Г., Раточка И.В., Дьяченко Е.Н.</u> Механическое поведение титановых сплавов при скоростях деформации от 10 ² до 10 ⁶ с ⁻¹	85

<u>Скрипняк Е.Г., Скрипняк В.А., Пасько Е.Г.</u> Моделирование механического поведения пористой наноструктурной керамики при импульсных нагрузках субмикросекундной длительности	86
<u>Скрипняк В.А., Каракулов В.В.</u> Повреждаемость металлокерамических композитов в условиях ударно-волновых воздействий	87
<u>Мержиевский Л.А., Воронин М.С.</u> Моделирование откола в ПММА	88
<u>Сосиков В.А., Уткин А.В.</u> Импульсное растяжение жидкостей вблизи температуры замерзания	89
<u>Мержиевский Л.А., Прудуэл Э.Р., Лукьянчиков Л.А., Тен К.А., Титов В.М.</u> Динамика фрактальной размерности аэрогеля при ударном нагружении	90
<u>Голубев В.К., Селезнев А.А.</u> Молекулярно-динамическое моделирование плавления кристаллических решеток металлов при ударно-волновом сжатии	90
<u>Куксин А.Ю., Стегайлов В.В., Янилкин А.В.</u> Крупномасштабное моделирование ударно-волнового нагружения твердых тел методом молекулярной динамики	91
<u>Куксин А.Ю., Янилкин А.В.</u> Описание процесса образования и роста пор при моделировании высокоскоростного разрушения кристаллических тел	92
<u>Янилкин А.В.</u> Влияние межзеренных границ на пластичность и разрушение наноструктурной меди. Исследование методом молекулярной динамики	93
<u>Паршиков А.Н., Медин С.А.</u> Релаксационные процессы при ударно-волновом нагружении пористых материалов	94
<u>Султанов В.Г., Ломоносов И.В., Шутов А.В., Хищенко К.В.</u> Численное моделирование результатов эксперимента Deep Impact	95
<u>Баренбаум А.А., Шувалов В.В.</u> Моделирование процесса разрушения галактической кометы в атмосфере Земли	96
<u>Зелепугин А.С., Зелепугин С.А.</u> Распространение волн в твердых телах в результате высокоскоростного удара	97
<u>Острик А.В.</u> Численное моделирование высокоскоростного взаимодействия гетерогенных тел	98

<u>Радченко А.В., Радченко П.А.</u> Численное моделирование разрушения монолитных и разнесенных анизотропных преград с различной ориентацией упругих и прочностных свойств	99
<u>Кривошеина М.Н., Козлова М.А.</u> Численное моделирование упругопластического деформирования анизотропных преград	101
<u>Конюхов А.В., Кондауров В.И.</u> Численное моделирование неустойчивости Сэфмана–Тэйлора	101
<u>Мочалов И.А., Султанов В.Г.</u> Численное моделирование динамики схлопывания цилиндрических лайнеров	103
<u>Кравченко И.В., Султанов В.Г., Патлажан С.А.</u> Численное моделирование деформационного поведения вязкой капли с учетом поверхностного натяжения при сдвиговом течении окружающей среды	103
<u>Уткин А.В., Мочалова В.М., Гаранин В.А.</u> Структура зоны реакции в стационарной детонационной волне в тетрагидрометане	105
<u>Тен К.А., Титов В.М., Толочко Б.П., Аульченко В.М., Жогин И.Л., Лукьянчиков Л.А.</u> Измерение динамики малоуглового рассеяния синхротронного излучения у взрывчатых веществ с добавками наноалмазов	106
<u>Пруэл Э.Р., Мерзиевский Л.А., Лукьянчиков Л.А., Тен К.А., Вагин М.С.</u> Об измерении кривизны фронта детонации для учета при оценке параметров разлетающихся продуктов	107
<u>Сёмин Н.В., Голуб В.В., Ласкин И.Н.</u> Взаимодействие детонационной волны с волнами разрежения в трубе с подвижной стенкой и открытым концом	107
<u>Решетняк Р.Б., Головастов С.В., Бакланов Д.И., Голуб В.В., Гильязова А.А., Володин В.В., Семин Н.В.</u> Исследование параметров газовой детонации в частотном режиме	108
<u>Савельев А.С., Голуб В.В., Аксенов В.С., Губин С.А., Ефремов В.П.</u> Исследование влияния собственного магнитного поля искрового разрядника на эффективность инициирования детонации в движущейся топливновоздушной смеси	109
<u>Голуб В.В., Баженова Т.В., Мирова О.Ф., Паршиков А.Н., Шаров Ю.Л.</u> Отражение взрывной волны от легко разрушаемой стенки	110

<u>Смирнов А.Л., Каркач С.П., Скребков О.В., Дрёмин А.Н.</u> Молекулярная динамика колебательной неравновесности в ударных и детонационных волнах в многоатомных жидкостях	111
<u>Mariani C., Jourdan G., Houas L., Haas J.F., Counilh D., Schwaederle L.</u> Hot wire and laser doppler measurements in shock induced mixing zones	112
<u>Головастов С.В., Бакланов Д.И., Володин В.В., Голуб В.В., Решетняк Р.Б.</u> Экспериментальное исследование ингибирования саморазложения ацетилена с помощью углеводородов	113
<u>Вагнер Х.Г., Дракон А.В., Емельянов А.В., Еремин А.В., Яндер Х.К.</u> Особенности формирования малых углеродных наночастиц (< 10 нм) в процессах пиролиза газообразных соединений при $T > 2000$ К	114
<u>Вагнер Х.Г., Денпе Й., Дракон А.В., Емельянов А.В., Еремин А.В., Яндер Х.К.</u> Неравновесные эффекты в релаксационной зоне ударной волны в гелии с примесью $Fe(CO)_5$. . .	116
<u>Дракон А.В., Емельянов А.В., Еремин А.В.</u> Неравновесная ионизация железных наночастиц во фронте ударной волны	117
<u>Емельянов А.В., Еремин А.В., Ефремов В.П., Зиборов В.С., Фортон В.Е.</u> Измерение абсолютного потока лучистой энергии во фронте ударной волны	118
<u>Торчинский В.М., Голуб В.В., Головастов С.В., Директор Л.Б., Зайченко В.М., Майков И.Л.</u> Исследование влияния температуры и ударных волн на фильтрацию смеси метан-н-бутан в имитаторе газоконденсатного пласта	119
<u>Петухов В.А., Набоко И.М., Солнцев О.И., Гусев П.А.</u> Процессы горения перемешанных водородно-воздушных смесей при кумуляции волн и течений	120
<u>Аксенов В.С., Губин С.А., Голуб В.В., Ефремов К.В.</u> Воздействие скользящего разряда на крыло в дозвуковом и сверхзвуковом потоке воздуха	121
<u>Головин А.М.</u> Прочностная модель гетерогенного воспламенения частиц металла	122
<u>Боков Д.Н., Козловский А.С., Крайчикова С.С., Старцев А.Н.</u> Априорная оценка характера течения в зоне отраженной от контактной границы централизованной волны разрежения	123

СЕКЦИЯ 3. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

<u>Шпатаковская Г.В.</u> Квазиклассические модели сферической ионной ячейки и двумерной круговой квантовой точки	124
<u>Синько Г.В., Смирнов Н.А.</u> О существовании структурного перехода в алюминии при давлении порядка 1.5 Мбар и температурах выше 1000 К	125
<u>Грушин А.С., Новиков В.Г., Соломянная А.Д.</u> Квазизонная модель вещества при высоких температурах и плотностях	125
<u>Иосилевский И.Л.</u> Особенности фазовых превращений в недрах астрофизических объектов	126
<u>Дегтярева В.Ф.</u> Об ионизации электронов остова в щелочных и щелочно-земельных металлах при сильном сжатии	127
<u>Бронин С.Я., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Михайловский И.А.</u> Расчет уравнений состояния вырожденного взаимодействующего Бозе-газа методом Монте-Карло для континуального интеграла	128
<u>Ломоносов И.В.</u> Многофазное уравнение состояния алюминия	128
<u>Хищенко К.В., Жерноклетов М.В., Ковалев А.Е., Ломоносов И.В., Межевов А.Б., Мочалов М.А., Новиков М.Г., Форттов В.Е., Шуйкин А.Н.</u> Скорость звука в ударно-сжатом олове и уравнение состояния металла при высоких плотностях энергии	129
<u>Емельянов А.Н., Николаев Д.Н., Пяллинг А.А., Терновой В.Я.</u> Исследование окологранных состояний фазового перехода жидкость–пар магния в ударно-волновых экспериментах	130
<u>Терновой В.Я., Литвин Ю.А., Николаев Д.Н., Квитов С.В., Пяллинг А.А., Филимонов А.С., Форттов В.Е.</u> Определение электропроводящих свойств смеси железа с серой при весовом содержании серы в смеси 10%, моделирующей состав ядра Земли, при давлениях 130–230 ГПа	131
<u>Пяллинг А.А., Терновой В.Я., Николаев Д.Н., Квитов С.В., Филимонов А.С., Форттов В.Е.</u> Изучение термодинамических и электропроводящих свойств водорода в области протекания в них фазовых превращений	132
<u>Грязнов В.К., Иосилевский И.Л., Форттов В.Е., Жерноклетов М.В., Мочалов М.А.</u> Уравнение состояния плотного водорода и инертных газов в мегабарном диапазоне давлений	133

<i>Авдонин В.В., Жуков А.Н., Ким В.В., Молодец А.М., Осипьян Ю.А., Сидоров Н.С., Фортон В.Е., Шульга Е.М.</i> Электропроводность и термодинамические состояния ударно сжатого фуллерита C_{60}	134
<i>Шахрай Д.В., Молодец А.М., Гольшиев А.А., Фортон В.Е.</i> Поллиморфные переходы и электрофизические свойства ударно-сжатой несоразмерной фазы скандия Sc-II	135
<i>Гольшиев А.А., Молодец А.М.</i> Модельные формулы для коэффициента теплопроводности твердых тел при больших положительных и отрицательных давлениях	136
<i>Зицерман В.Ю., Кобзев Г.А., Фожин Л.Р., Стрижов В.Ф., Озрин В.Д.</i> Физические свойства веществ для моделирования аварии реактора: полнота и достоверность численных данных	137
<i>Недоспасов А.В., Сергиенко Г.В., Зыкова Н.М.</i> Исследование вольфрамовых образцов в токамаке при экстремальных тепловых нагрузках	138
<i>Пелецкий В.Э., Петрова И.И.</i> Гистерезисные явления при реализации полиморфного превращения в титане и цирконии при переменных скоростях нагрева и охлаждения	139
<i>Тарасов В.Д., Чеховской В.Я., Григорьева Н.В.</i> Кинетика окисления циркония. Окисление разрушающее	140
<i>Башарин А.Ю., Турчанинов М.А.</i> Объемное расширение и структура жидкого углерода вблизи его тройной точки	141
<i>Турчанинов М.А., Башарин А.Ю.</i> Прецезионное измерение давления в тройной точке графита	142
<i>Карпенко С.В., Савинцев А.П., Темроков А.И.</i> Поведение кристаллов иодидов щелочных металлов в условиях высоких давлений	143
<i>Мамчуев М.О., Карпенко С.В.</i> Построение аппроксимационных потенциалов межчастичного взаимодействия и расчет давления В1–В2 перехода для ионных кристаллов	144
<i>Коровяков Д.А., Карпенко С.В.</i> Моделирование реконструктивных фазовых переходов в ионных кристаллах при конечных температурах	145
<i>Вайтанец О.С., Карпенко С.В., Савинцев А.П.</i> Фрактальная модель реконструктивных фазовых превращений в ионных диэлектриках	147

<u>Тихомирова Г.В., Бабушкин А.Н.</u> Релаксационные эффекты в окрестности индуцированных давлением фазовых переходов. Электропроводность галогенидов аммония	148
<u>Бабушкин А.Н., Хейфец О.Л., Филиппов А.Л.</u> Годографы импеданса $\text{AgGeAsS}_{3x}\text{Se}_{3(1-x)}$ ($x = 0.1, 0.2$) при высоких давлениях	149
<u>Шабашова О.А., Бабушкин А.Н., Хейфец О.Л.</u> Микротвердость халькогенидов $\text{AgGeAsS}_{3x}\text{Se}_{3(1-x)}$	150
<u>Корионов И.В., Бабушкин А.Н., Корионова И.Г., Шумина Ю.Н., Ульянова Т.М.</u> Электрические свойства ZrO_2 и $\text{ZrO}_2 + \text{Y}_2\text{O}_3$ при давлениях 20–50 ГПа	151
<u>Шабашова О.А., Хейфец О.Л., Ячменева Н.А., Мельникова Н.В.</u> Ближний порядок и ионная проводимость в аморфных соединениях	152
<u>Куропатенко В.Ф.</u> Теория газовых смесей	153
<u>Миронова Е.Е., Сапожников А.Т.</u> Комплекс программ «ГУР» для построения и исследования уравнений состояния	153
<u>Кузнецова О.В., Вербицкая О.В., Миронова Е.Е., Сапожников А.Т., Соколов В.П.</u> Интегрированная информационно-технологическая среда для разработки уравнений состояния	155
<u>Вербицкая О.В., Дядина Н.С., Мурашкина В.А., Сапожников А.Т., Соколов В.П.</u> Опыт использования унифицированных модулей УРС в программных комплексах при проведении массовых расчетов	156
<u>Можарова Т.С., Левашов П.Р., Хищенко К.В.</u> Интерполяция многофазных уравнений состояния с использованием нерегулярных сеток	157
<u>Михисор М.А., Левашов П.Р., Хищенко К.В.</u> О возможности одномерного газодинамического моделирования типичных постановок ударно-волновых экспериментов через Интернет	158
<u>Байдаков В.Г.</u> О поведении термодинамических свойств вещества вблизи спинодали	159
<u>Черевко А.Г.</u> Максимальный размер критического кластера, чувствительного к температурным флуктуациям	160
<u>Бажиров Т.Т., Стегайлов В.В.</u> Молекулярно-динамическое моделирование кавитации в жидкостях при отрицательном давлении	161

<u>Стариков С.В., Стегайлов В.В.</u> Особенности плавления железа в условиях поверхностного контакта с жидким аргонном при высоких давлениях	162
<u>Алжубекова С.Н., Мамаева Ж.М., Пахунова Ю.О., Подлинова Ю.В.</u> Особенности формирования промежуточных фаз в процессе контактного плавления при наличии примесей и электропереноса	163
<u>Хоконов А.Х., Коков З.А., Кочесоков Г.Н., Долов М.Х.</u> Уравнение состояния инертных газов на поверхности графита	164
<u>Хизриев К.Ш., Муртазаев А.К.</u> Исследование фазовых переходов и критических явлений в модели наноразмерной сверхрешетки	165
<u>Полянский О.П., Бабичев А.В.</u> Моделирование механизмов деформации структуры «минерал в минерале» в режиме с обострением	166
<u>Петровский В.П., Потапенко А.И., Слободчиков С.С., Ульянчиков Р.В.</u> Влияние структуры сфероластика на теплофизические свойства материала	167
<u>Извеков О.Я., Кондауров В.И.</u> Энергетическая модель континуального разрушения сред с порами и включениями	168
<u>Кисленко С.А., Асиновский Э.И., Самойлов И.С.</u> Моделирование строения межфазной границы нанопористый углеродный электрод–ионная жидкость	170
<u>Кяров А.Х.</u> Мультипольные поляризуемости атомов инертных газов	171
<u>Корец А.Я., Миронов Е.В., Крылов А.С.</u> Сравнение спектров инфракрасного поглощения и рамановского рассеяния с позиции исследования структурной неоднородности конденсированных образцов детонационного синтеза	172
<u>Сахаров М.Ю.</u> Уравнение состояния плотных ВВ	173
<u>Устюжанин Е.Е., Рыков В.А., Кудрявцева И.В.</u> Уравнение состояния R23 для широкого интервала давлений и температур, включая критическую область	174
<u>Кудрявцева И.В., Рыков С.В.</u> Метод расчета асимметричных составляющих свободной энергии и уравнения состояния	175
<u>Нахушев А.М.</u> О качественных свойствах уравнения состояния одномерной системы «вход–выход» смешанного типа и его применение	177

<i>Зайченко В.М., Косов В.Ф., Синельщиков В.А., Сокол Г.Ф.</i> О повышении эффективности технологии получения пироуглерода из древесных отходов	178
---	-----

**СЕКЦИЯ 4. ФИЗИКА
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ**

<i>Левашов П.Р., Филинов В.С., Бонич М., Фортон В.Е.</i> Расчеты ударных адиабат дейтерия различной начальной плотности квантовым методом Монте-Карло	180
<i>Боцан А.В., Левашов П.Р.</i> Моделирование диссоциативного равновесия и ударной адиабаты в газах методом Монте-Карло для реагирующих смесей	181
<i>Волков Н.Б., Болтачев Г.Ш., Жукова Е.А.</i> Термодинамические и транспортные свойства металлов при высоких плотностях энергии в одно- и двухтемпературном приближении	182
<i>Обручкова Л.Р., Аффельбаум Е.М., Левашов П.Р., Хищенко К.В.</i> Разработка двухтемпературного уравнения состояния плазмы с помощью модели Томаса–Ферми	183
<i>Аффельбаум Е.М.</i> Расчёт ионизации давлением простых металлов в закритической фазе	184
<i>Шумихин А.С., Хомкин А.Л.</i> Электропроводность плазмы паров металлов	185
<i>Чигвинцев А.Ю., Иосилевский И.Л., Грязнов В.К., Украинец А.В.</i> Электростатический потенциал межфазной границы в кулоновских системах	186
<i>Запорожец Ю.Б., Минцев В.Б., Грязнов В.К., Фортон В.Е., Рейнгольц Х., Рёнке Г.</i> Взаимодействие лазерного излучения с сильно-неидеальной плазмой	187
<i>Юрьев Д.С., Шилкин Н.С., Минцев В.Б., Фортон В.Е.</i> Измерение магнетосопротивления неидеальной плазмы аргона	188
<i>Николаев Д.Н., Терновой В.Я., Пяллинг А.А.</i> Определение переносных свойств неона при многократном ударном сжатии	188
<i>Пинчук М.Э., Богомаз А.А., Будин А.В., Лосев С.Ю., Позубенков А.А., Рутберг Ф.Г.</i> Сжатие канала разряда сверхвысокого давления при достижении критического тока Пиза–Брагинского	189
<i>Асиновский Э.И., Петров А.А., Самойлов И.С.</i> Эрозия медного катода в отрицательном коронном разряде	190
<i>Самойлов И.С., Асиновский Э.И., Петров А.А.</i> Генерация эктонов в отрицательной короне	191

<u>Власов А.Н., Колесников С.А., Маношкин А.Б.</u> Об особенностях электрического взрыва проволочной спирали, свёрнутой в тор	192
<u>Базелян Э.М., Борисов Р.К., Дудин С.В., Козлов А.В., Лебедев Е.Ф., Леонтьев А.А., Минцев В.Б., Осташев В.Е., Ушнурцев А.Е., Шурупов А.В., Шурупова Н.П.</u> Методические основы определения грозоупорности энергетических объектов с помощью мобильного испытательного комплекса на основе взрывомагнитного генератора	193
<u>Дудин С.В., Базелян Э.М., Борисов Р.К., Козлов А.В., Лебедев Е.Ф., Леонтьев А.А., Минцев В.Б., Осташев В.Е., Ушнурцев А.Е., Шурупов А.В.</u> Эксперименты с ВМГ для имитации токовой составляющей молнии	194
<u>Янковский Б.Д.</u> Анализ и моделирование работы взрывных генераторов на основе размагничивания ферромагнитных рабочих тел	194
<u>Лукьяница А.А.</u> Обработка данных магнитной диагностики плазмы с помощью скрытых моделей Маркова	196
<u>Шижин В.Б.</u> Многоэлектронные пузырьки в жидком гелии . .	196
<u>Крайнов В.П., Смирнов Б.М.</u> Генерация нейтронов при релаксации быстрых дейтронов в дейтериевой мишени	197
<u>Капитанов П.В., Косарим А.В., Смирнов Б.М.</u> Неупругие столкновения электронов с возбужденными атомами . . .	198
<u>Капитанов П.В., Смирнов Б.М.</u> Процессы в магнетронной кластерной плазме	199
<u>Морозов И.В., Норман Г.Э., Скобелев И.Ю.</u> Сильно неравновесная неидеальная наноплазма	200
<u>Морозов И.В., Смыслов А.А.</u> Моделирование релаксационных процессов в неидеальной наноплазме	201
<u>Морозов И.В., Смыслов А.А.</u> Объемная релаксация в простой жидкости. Молекулярно-динамическое моделирование . .	202
<u>Ланкин А.В.</u> Изучение рекомбинации и ионизации в неидеальной плазме методом молекулярной динамики	203
<u>Бобров А.А., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Манькин Э.А.</u> Плотность электронных состояний и коэффициент диффузии в энергетическом пространстве для ультрахолодной плазмы	205
<u>Бутлицкий М.А., Бронин С.Я., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Манькин Э.А.</u> Расчет вероятностей перехода между высоковозбужденными состояниями электрона за счет ударных столкновений в области низких температур	206

<i>Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Иваненко С.А., Найдис Г.В.</i> Расчет рекомбинации в ультрахолодной плазме с учетом разлета и уругих и неупругих столкновений	206
<i>Schweigert I.V., Ariskin D.A., Peeters F.</i> Variation of plasma density in C_2H_2/Ar ccrf discharge with dust formation	207
<i>Ariskin D.A., Schweigert I.V., Peeters F.</i> Method for modeling of C_2H_2/Ar ccrf discharge with dust formation	208
<i>Petrov O.F., Fortov V.E., Ivanov A.S., Usachev A.D., Vaulina O.S., Vorob'ev V.S.</i> Dusty plasma liquid on kinetic level: diagnostics and results	209
<i>Дранжеский И.Е., Ваулина О.С., Петров О.Ф., Гавриков А.В., Фортвов В.Е.</i> Коэффициенты кинематической вязкости и диффузии в квазидвумерных диссипативных системах	210
<i>Адамович К.Г., Ваулина О.С., Стаценко К.Б., Хрусталева Ю.В., Шахова И.А.</i> Использование автокорреляционной функции скоростей макрочастиц для изучения процессов массопереноса в квазидвумерных системах в пылевой плазме ВЧ-разряда	211
<i>Филиппов А.В., Загородний А.Г., Момот А.И., Паль А.Ф., Старостин А.Н.</i> Экранирование заряда движущейся макрочастицы в неравновесной плазме	212
<i>Дьячков Л.Г., Храпак С.А., Храпак А.Г.</i> Влияние электронной эмиссии с поверхности макрочастицы на ее заряд и экранировку в плазме	213
<i>Васильев М.М., Антипов С.Н., Стаценко К.Б., Хрусталева Ю.В., Левченко В.Д., Петров О.Ф.</i> Трехмерная диагностика плазменно-пылевых структур	214
<i>Воробьев В.С., Петров О.Ф., Фортвов В.Е.</i> Самосогласованное электрическое поле внутри упорядоченной пылевой структуры	214
<i>Воробьев В.С., Гавриков А.В., Петров О.Ф., Фортвов В.Е., Шахова И.А.</i> Изучение потенциала взаимодействия и термодинамических функций для пылевой плазмы на базе экспериментально полученных корреляционных функций	215
<i>Антипов С.Н., Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Майоров С.А., Марковец В.В., Петров О.Ф.</i> Плазменно-пылевые структуры в криогенных газоразрядных устройствах	215

<u>Богачев С.С., Владимиров В.И., Депутатова Л.В., Исаков А.А., Рыков К.В.</u> Пылевые структуры в стратифицированном несамостоятельном газовом разряде	216
<u>Васильев М.Н., Ваулина О.С., Ворона Н.А., Манохин А.А., Петров О.Ф., Фортвов В.Е., Гавриков А.В.</u> Экспериментальное исследование процессов, вызываемых воздействием электронного пучка на плазменно-пылевые структуры	217
<u>Тимофеев А.В., Стегайлов В.В.</u> Анализ колебательных спектров плазменно-пылевых кластеров по результатам моделирования и сравнение с экспериментальными данными .	218
<u>Андриевская В.Ю., Аджиев А.Х., Машуков Х.Х.</u> Исследование влияния объемно-плазменных образований на электрические параметры атмосферы	219
<u>Бабарицкий А.И.</u> Энергозатраты на получение синтез-газа при парциальном окислении углеводородов, стимулированном плазмой электрического разряда	219
<u>Чебаньков Ф.Н., Бабарицкий А.И.</u> Плазменный микроволновый конвертор метана в синтез-газ	220
<u>Кузнецов Д.Л., Кольман Е.В., Сурков Ю.С., Уварин В.В., Филатов И.Е.</u> Моделирование процессов конверсии метана в плазме, создаваемой импульсным электронным пучком .	221
<u>Морозов А.И., Козлов А.Н.</u> Моделирование самоочистения водородного потока в ускорителе КСПУ	222
<u>Куцёв С.А., Наконечный Г.В., Овчинников Р.В., Попов В.Е., Попов С.Д., Серба Е.О., Сподобин В.А.</u> Особенности работы высоковольтного генератора плазмы переменного тока в составе экспериментальной установки плазменной высокотемпературной газификации твердой органики	223
<u>Наконечный Г.В., Овчинников Р.В., Павлов А.В., Саков А.И., Серба Е.О., Сподобин В.В., Суров А.В.</u> Распределение температуры рабочего газа в факеле однофазного высоковольтного плазмотрона переменного тока	224
<u>Амиров Р.Х., Асиновский Э.И., Исакаев Э.Х., Киселев В.И.</u> Установка для синтеза углеродных нанотрубок на базе плазмотрона с расширяющимся каналом выходного электрода	225
<u>Рудь А.Д., Лахник А.М., Иванченко В.Г., Уваров В.Н., Школа А.А., Дехтяренко В.А., Иващук Л.И., Кускова Н.И.</u> Водородоаккумулирующие наноматериалы, полученные методом высокоэнергетического механо-химического синтеза	226

Коломиец Ю.Г., Мордынский А.В., Попель О.С., Фрид С.Е.

Исследование эффективности работы систем децентрализованного энергоснабжения на основе возобновляемых источников энергии в климатических условиях Европы . . . 227

ИНДЕКС ПО АВТОРАМ 229

ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ 236

**ЗАРЕГИСТРИРОВАВШИЕСЯ УЧАСТНИКИ
КОНФЕРЕНЦИИ 245**

=====

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ИЗЛУЧЕНИЯ С
ВЕЩЕСТВОМ**

=====

**ГЕНЕРАЦИЯ И ДИАГНОСТИКА СВЕРХСИЛЬНЫХ
ПЛАЗМЕННЫХ ПОЛЕЙ ПРИ КАНАЛИРОВАННОМ
РАСПРОСТРАНЕНИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ
ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В КАПИЛЛЯРАХ**

*Андреев Н.Е.*¹, Чеготов М.В.¹, Крос Б.², Мора П.³,
Мейнар Ж.², Виен Г.²*

¹*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия,* ²*ПУ, Париж, Франция,*
³*ЭП, Париж, Франция*

**andreev@ras.ru*

Исследовано распространение интенсивных лазерных импульсов в газонаполненных капиллярах и генерация релятивистских кильватерных волн пространственного заряда в образующейся плазме. Разработаны новые методы оптической диагностики ускоряющих кильватерных плазменных полей в капиллярах по спектральным характеристикам зондирующего импульса. Показано, что в условиях реальных экспериментов измерения спектра пробного импульса позволяют определить амплитуду кильватерной плазменной волны, генерируемой интенсивным коротким лазерным импульсом, как в случае узкого, так и широкого (по сравнению с плазменной частотой) спектра зондирующего импульса. Приведены результаты самосогласованного нелинейного расчета спектра chirpированного пробного лазерного импульса при его распространении в капилляре, а также аналитически определенная величина модуляции спектра, позволяющая определить не только амплитуду, но и фазу кильватерной волны. Полученные результаты демонстрируют возможность эффективного использования найденных закономерностей для оптической диагностики сверхсильных плазменных полей, возбуждаемых интенсивными лазерными импульсами с целью ускорения электронов до ультрарелятивистских энергий.

НОВЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ПЛОТНОЙ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Вейсман М.Е. , Агранат М.Б., Андреев Н.Е.,
Ашитков С.И., Левашов П.Р., Овчинников А.В.,
Ситников Д.С., Фортвов В.Е., Хищенко К.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**bme@ihed.ras.ru*

Предложен новый метод диагностики на фемтосекундных временах плазмы, образующейся на поверхности твердотельной мишени, облучаемой мощными короткими лазерными импульсами.

Экспериментальную часть метода составляет оптическая фемтосекундная интерферометрия, при помощи которой определяется не только модуль r_{ind} , но и фаза Ψ_{ind} комплексного коэффициента отражения слабого зондирующего лазерного импульса от плазмы, образующейся на поверхности твердотельной мишени, облучаемой мощным греющим лазерным импульсом. Измеренные зависимости r_{ind} и Ψ_{ind} от интенсивности греющего импульса и времени задержки между греющим и зондирующим импульсами сопоставляются с результатами самосогласованных численных расчетов по теоретической модели, представленной в настоящей работе. С помощью такого сравнения определяются эмпирические константы в выражении для эффективной частоты электронных столкновений, являющейся ключевым параметром в предложенной модели.

Таким образом, разработанная теоретическая модель, непосредственно опирающаяся на данные проведенного эксперимента при определении констант, позволяет рассчитать на фемтосекундных временах параметры плазмы, образующейся при облучении твердотельных мишеней мощными короткими лазерными импульсами.

ПРОВОДИМОСТЬ МЕТАЛЛОВ ПРИ ФЕМТОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ

Ашитков С.И. , Овчинников А.В., Агранат М.Б.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**ashitkov@iht.mpei.ac.ru*

Сообщается о результатах исследования динамики комплексного коэффициента отражения металлической мишени в условиях фемтосекундного лазерного нагрева, приводящего к плавлению и абляции

вещества. Получены данные об изменении диэлектрической проницаемости, частоте столкновений и проводимости поверхностного слоя мишени.

ДИНАМИКА ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕИДЕАЛЬНОЙ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Ситников Д.С., Ашитков С.И., Овчинников А.В.,
Агранат М.Б.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**rjr@iht.mpei.ac.ru*

С помощью интерференционного метода с пространственным и временным разрешением исследуются оптические свойства неидеальной фемтосекундной лазерной плазмы, создаваемой на поверхности алюминия и золота. Результаты измерений динамики амплитуды и фазы отраженной волны зондирующего излучения позволяют получить информацию о параметрах плазмы на начальной стадии ($10^{13} \div 10^{12}$ с) взаимодействия в условиях неразвитого гидродинамического движения ионов.

СТРУКТУРА ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА ПРИ АБЛЯЦИИ ЗОЛОТА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

*Петров Ю.В.*¹, Агранат М.Б.², Анисимов С.И.¹,
Ашитков С.И.², Жаховский В.В.², Иногамов Н.А.¹,
Нишихара К.³, Овчинников А.В.², Ситников Д.С.²,
Фортон В.Е.², Хохлов В.А.¹*

¹*ИТФ РАН, Москва, Россия,* ²*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия,*

³*ИЛТ, Осака, Япония*

**uyp49@mail.ru*

При воздействии фемтосекундных лазерных импульсов с плотностью потока энергии $10^{13} \div 10^{14}$ Вт/см² на металлы возникает абляция и разлет поверхностного слоя. Структура выброса вещества, так называемого лазерного факела, необычна. На переднем фронте облака лазерного факела движется откольный слой. Вещество в нем находится в конденсированном состоянии (жидкость). Откольный слой является

замечательной деталью облака выброса, поскольку плотность конденсированной фазы в нем не снижается с течением времени.

В настоящей работе представлены теоретические и экспериментальные исследования образования, структуры и разлета лазерного факела. Приведены результаты молекулярно-динамических расчетов и основанные на этих расчетах теоретические представления об устройстве лазерного факела. Показано, что существует порог испарения по поверхностной плотности энергии лазерного импульса F_{ev} , выше которого факел не содержит откольного слоя. С увеличением поверхностной плотности энергии лазерного излучения в пределах от порога абляции F_{abl} до значения F_{ev} толщина откольного слоя уменьшается от ~ 100 нм до величины, равной нескольким постоянным решеткам.

Результаты экспериментов по абляции металлических мишеней под действием фемтосекундных лазерных импульсов подтверждают результаты теоретических расчетов. С помощью микроинтерферометрии в схеме «pump-probe» измерений получены новые количественные данные о динамике разлета откольного слоя золота. Определены порог абляции, порог испарения, характерная форма и глубина кратеров.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДЕФОРМАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ ВБЛИЗИ ПОРОГА АБЛЯЦИИ

Комаров П.С., Ашитков С.И., Овчинников А.В.,
Агранат М.Б.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**komarov-p@yandex.ru*

С помощью фемтосекундной микроинтерферометрии проводится исследование динамики деформации поверхности алюминиевой мишени в окрестности порога абляции при фемтосекундном лазерном нагреве. Получены данные о величинах максимальной динамической и остаточной деформаций. Исследована морфология образующихся кратеров.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН КОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ НА ГРАНИЦЕ ПЛАЗМЫ

Фролов А.А.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

frolov@ihed.ras.ru

В настоящей работе исследовано переходное излучение поверхностных волн при взаимодействии короткого лазерного импульса с полуграниченной плазмой. Генерация поверхностных волн обусловлена тем вихревым электрическим током, который возбуждается на границе плазмы из-за пондеромоторного воздействия лазерного импульса. Исследовано пространственно-временное распределение электромагнитного поля поверхностной волны. Показано, что поверхностная волна распространяется вдоль границы плазмы в виде импульса электромагнитного поля, частота и временная длительность которого зависят от размера фокального пятна лазерного излучения. При увеличении размера фокального пятна понижается частота поверхностной волны, а также заметно уменьшается временная длительность излучения. Поэтому для широкого лазерного импульса поверхностная волна имеет всего несколько циклов колебаний. Исследованы спектральные и энергетические характеристики поверхностных волн, распространяющихся из области взаимодействия лазерного импульса с границей плазмы. Показано, что остросфокусированный короткий лазерный импульс излучает коротковолновые поверхностные колебания. При увеличении пространственных масштабов лазерного импульса частота поверхностных волн уменьшается и снижается энергия излучения. Вычислена полная энергия поверхностных волн и проанализирована ее зависимость от длительности и размера фокального пятна лазерного импульса. Проведено сравнение величины энергии поверхностных волн с энергией переходного излучения электромагнитных волн в вакуум. Показано, что остросфокусированный лазерный импульс значительную часть передаваемой энергии расходует на возбуждение поверхностных волн и лишь малая доля ее идет на генерацию переходного излучения в вакуум. Увеличение размера фокального пятна лазерного приводит к перераспределению энергии и увеличению доли объемного переходного излучения. В результате этого широкий лазерный импульс большую долю теряемой энергии расходует на переходное излучение в вакуум, и лишь незначительная часть идет в поверхностные волны. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00516)

и программ Президиума РАН № 2, 16, 18.

МОДЕЛИРОВАНИЕ АБЛЯЦИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МИШЕНЕЙ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

*Поварницын М.Е.*¹, Итина Т.Е.², Левашов П.Р.¹,
Хищенко К.В.¹*

¹ ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, ² ЛПЗ, Марсель, Франция

**povar@ihed.ras.ru*

Работа посвящена теоретическому исследованию взаимодействия коротких лазерных импульсов ($\tau = 100$ фс, $\lambda = 0.8$ мкм) с металлическими мишенями при интенсивности излучения в диапазоне от 10^{12} до $5 \cdot 10^{13}$ Вт/см².

Для описания процессов поглощения лазерной энергии и последующей релаксации вещества разработана двухтемпературная модель, объединяющая в себе несколько численных подходов [1]. Эта модель согласованным образом описывает гидродинамическое течение двухтемпературной плазмы, поглощение энергии лазерного излучения, электрон-фононные/ионные столкновения и электронную теплопроводность. Фазовые переходы учитываются с помощью двухтемпературного широкодиапазонного многофазного уравнения состояния в табличной форме. В основе численного алгоритма лежит схема Годунова высокого порядка точности на Эйлеровой сетке [2]. Развитый подход также включает в себя алгоритм выделения контактных и свободных поверхностей, описывает кинетику распада метастабильного вещества вблизи спинодали и содержит алгоритм фрагментации под действием растягивающих напряжений.

Проведено моделирование взаимодействия одиночных лазерных импульсов с металлическими мишенями. Результаты расчетов согласуются количественно с данными лабораторных экспериментов для металлов с различными скоростями электрон-ионных столкновений (золото и алюминий). В работе исследовались эволюция зоны плавления, распространение ударной волны по образцу, возникновение фрагментации вблизи поверхности мишени. В численном эксперименте наблюдаются три механизма абляции вещества мишени: абляция испарением поверхностного слоя (А), спинодальный распад метастабильного жидкого состояния в окрестности критической токи (Б) и фрагментация жидкой фазы под действием растягивающих напряжений (В). Установлено, что основная доля аблированного вещества ($\sim 80\%$) прихо-

дится на механизм В, и около 10–15% — на Б. Этим объясняется то, что большинство известных моделей, в которых учтены лишь механизмы абляции А и Б, не согласуются с экспериментальными данными, в частности, по глубине получаемого кратера.

1. Povarnitsyn M.E., Itina T.E., Levashov P.R., Khishchenko K.V. // Appl. Surf. Sci. 2007.
2. Povarnitsyn M.E. Khishchenko K.V., Levashov P.R. // Int. J. Impact Eng. 2006. V. 33. P. 625.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОЯДЕРНЫХ МИШЕНЕЙ ДЛЯ ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРА ~ 2 кДж

*Гаранин С.Г.¹, Гатин А.А.², Змитренко Н.В.*²,
Розанов В.Б.³, Степанов Р.В.³, Тушкин В.Ф.², Яхин Р.А.³,
Жидков Н.В.¹*

¹РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, ²ИММ РАН, Москва, ³ФИАН, Москва
*zmitrenko@imamod.ru

Проведен анализ условий сжатия и выбраны мишени для энергии ~ 2 кДж на второй гармонике йодного лазера ($\lambda = 0.658$ мкм). Анализируемые мишени представляют собой сферическую оболочку, изготовленную из полистирола (СН), наполненную DT-газом с давлением ~ 10 атм. Представлены два типа мишеней: полистирольная оболочка (аблятор) имеет внутренний радиус 140 или 170 мкм и толщину 10 или 5 мкм (аспектное отношение $A = 14$ или 34). Сравниваются результаты расчетов для мишеней типа «Лазерный парник» и мишеней прямого воздействия лазерного излучения на аблятор. Мишени типа «Лазерный парник» содержат снаружи полистирольной оболочки малоплотный абсорбер из того же материала с толщиной 150 мкм и плотностью $1.2 \cdot 10^{-3}$ г/см⁻³.

Оба типа мишеней демонстрируют в 1D расчетах нейтронный выход на уровне ~ 10^{12} . Однако, 2D расчеты показывают, что мишени типа «Лазерный парник» могут обладать большей устойчивостью во время сжатия. При этом, характерные величины начальных возмущений оценивались, исходя из условий облучения на лазерной установке «Искра-V».

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ В ОБЛУЧАЕМЫХ МОЩНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ПОРИСТЫХ МИШЕНЯХ С РАЗЛИЧНОЙ МИКРОСТРУКТУРОЙ

*Янковский Г.М.*¹, Борисенко Н.Г.², Бугров А.Э.¹,
Бурдонский И.Н.¹, Гаврилов В.В.¹, Гольцов А.Ю.¹,
Громов А.И.², Димитренко В.В.¹, Жужукало Е.В.¹,
Ковальский Н.Г.¹, Меркульев Ю.А.², Медовщиков С.Ф.¹,
Путилин М.В.¹, Фасахов И.К.¹*

¹ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, ²ФИАН, Москва

*gyankovskii@mail.ru

На установке «Мишень» проводятся исследования взаимодействия мощных лазерных импульсов с объемно-структурированными средами низкой плотности (1–30 мг/см³), перспективных с точки зрения целого ряда фундаментальных физических проблем и технических приложений. При этом особое внимание уделяется анализу экспериментальных данных, полученных при облучении мишеней из малоплотных материалов, различающихся микроструктурой и химическим составом, а также детальному определению параметров образующейся плазмы при изменении параметров лазерного пучка и облучаемого образца. Исследования проводились при следующих условиях облучения мишеней: длина волны излучения 1.053 мкм; энергия лазерного импульса длительностью ~ 3 нс с фронтом нарастания 0.3 нс составляла 50–100 Дж; средняя плотность светового потока на поверхности облучаемой мишени при диаметре фокального пятна 250–300 мкм была на уровне $5 \cdot 10^{12}$ Вт/см². Облучению подвергались плоские мишени толщиной 100–600 мкм с плотностью 1–30 мг/см³, изготовленные из агара, триацетата целлюлозы и вспененного полистирола. В экспериментах применялись также пористые образцы с добавками тяжелых материалов (олово, хлор, натрий, калий, медь). Особое внимание было уделено опытам с двух- и трехслойными мишенями из триацетата целлюлозы со средней плотностью слоев 2, 5 и 10 мг/см³.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 04-02-17335, 04-02-17336, 05-02-16856, 05-02-17275 и 06-02-17526).

ОБРАЗОВАНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИОНОВ ПРИ РАЗЛЕТЕ НАГРЕТОГО И ИОНИЗОВАННОГО ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО КЛАСТЕРА

Костенко О.Ф. , Андреев Н.Е.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**olegkost@ihed.ras.ru*

Рассмотрен процесс формирования сгустка высокоэнергетических ионов при гидродинамическом разлете большого металлического кластера, радиус которого превышает глубину скин-слоя, нагретого и частично ионизованного фемтосекундным лазерным импульсом. Температура электронов и заряд ионов железа в начальном состоянии определялись согласно модели обратнотормозного нагрева и ударной ионизации [1]. Заряд кластера $Q = 3E_0R^2$ находился с учетом пространственной структуры электромагнитного поля при условии его относительно небольшой внешней ионизации (E_0 — напряженность лазерного поля, R — начальный радиус кластера). Гидродинамический разлет кластера после окончания действия лазерного импульса рассчитывался с учетом пространственного распределения заряда электронов согласно уравнению Пуассона–Больцмана. Выявлено, что конечная энергия ионов зависит от динамики заряда внутри сферы радиусом, равным их координате. Поскольку этот заряд уменьшается со временем за счет поступления электронов извне внутрь кластера, полная энергия ионов на поверхности кластера в момент времени, когда сгусток уже практически сформировался и вышел за пределы области с высокой плотностью электронов, меньше, чем в начальный момент времени. Когда лазерный импульс длительностью 100 фс достигает максимальной интенсивности 1.4×10^{18} Вт/см², температура электронов составляет 2.1 кэВ и средний заряд ионов железа $Z = 19.6$ при $R = 25$ нм. Сгусток ионов формируется в течение времени $4/\omega_{pi}$ и содержит 5.5×10^4 ионов с энергией, распределенной практически равномерно в интервале 3.44–4.56 МэВ (ω_{pi} — плазменная частота ионов). Отметим, что оценка максимальной энергии ионов по формуле QZe/R приводит к завышенному значению 4.75 МэВ.

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 07-02-00516.

1. Костенко О.Ф., Андреев Н.Е. // Физика плазмы. 2007 (в печати).

ИССЛЕДОВАНИЕ СПОНТАННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛОТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Лебо И.Г.

МИРЭА, Москва

lebo@mirea.ru

В докладе представлены результаты численных исследований генерации спонтанных магнитных полей (СМП) в плотной лазерной плазме. СМП мегагауссовой величины наблюдались в разлетающейся лазерной плазме в ряде лабораторий мира. Однако традиционный оптический метод на основе эффекта Фарадея по вращению плоскости поляризации зондирующего лазерного луча позволяет изучать поля лишь в плазме с плотностью меньше критической. Численные расчеты показывают, что в сжатой плазме возможна генерация полей вплоть до 100 МГц.

В докладе предлагается иной подход, позволяющий «заглянуть» в плотную плазму. С помощью численного моделирования решена трехмерная задача о рассеянии пучка электронов на СМП в лазерной плазме. Показано, что для наблюдения полей порядка и выше 1 МГц можно использовать пучки с энергией 100 кэВ. Электронные пучки, синхронизованные с основным греющим плазму импульсом, могут формироваться с помощью дополнительного пикосекундного импульса.

В докладе представлены результаты расчетов для различных величин и топологии магнитного поля. Сделаны оценки необходимых параметров лазерной установки.

ОСОБЕННОСТИ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ С ПОЛЯМИ ТЕРАВАТТНЫХ ЛАЗЕРОВ

Хоконов М.Х. , Бекулова И.З.*

КБГУ, Нальчик

**khokon6@mail.ru*

Взаимодействие лазерного фотона с релятивистским электроном характеризуется тем, что рассеянный фотон имеет частоту ω , сдвинутую в жёсткую область за счёт эффекта Доплера: $\omega \sim \gamma^2 \omega_0$, где ω_0 - частота лазера, γ - Лоренц-фактор электрона. Это даёт уникальную возможность получения интенсивных, поляризованных пучков рентгеновского и гамма излучения с помощью лазеров [1]. Первые эксперименты с лазерами мощностью свыше 1 тера-ватт = 10^{12} ватт [2] показа-

ли, что наряду с основным процессом рассеяния фотона на электроне возможен процесс с поглощением n фотонов и излучением одного фотона:

$$e + n\omega_0 \rightarrow e' + \omega \quad (1)$$

где e и e' - электроны до и после взаимодействия с лазерным пучком.

В настоящей работе анализируются нелинейные эффекты генерации высших гармоник в спектрах излучения, связанного с процессом (1) на основе методологии, развитой авторами (М.Х.) ранее [3-6]. В расчётах учитываются квантовые эффекты отдачи жёсткого фотона и влияния спина электрона на излучение [4].

Показано, что электромагнитные процессы в поле интенсивной лазерной волны полностью характеризуются двумя Лоренц-инвариантными параметрами: ν_0 - параметр лазерного поля и a - параметр, зависящий от энергии электронного пучка. Если $\nu_0 \ll 1$, то спектр определяется всего одним параметром $\chi \sim a\nu_0$. При этом интерпретация экспериментов требует рассмотрения каскадных процессов излучения многих фотонов [6]. Выявлены оптимальные условия для создания лазерных источников рентгеновского и гамма излучения на пучках релятивистских электронов.

1. Ригус В.И. // Труды ФИАН. 1979. Т. 111. С. 5.
2. Bula C., McDonald K.T., et.al. // Phys. Rev.Lett. 1996. V. 76. P.3116.
3. Khokonov M.Kh., Nitta H. // Phys. Rev. Lett. 2002. №9. V.89. P.094801.
4. Хоконов А.Х., Хоконов М.Х., Киздермишов А.А. // ЖТФ. 2002. Т. 72. С. 69.
5. Хоконов А.Х., Хоконов М.Х. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31, С. 44.
6. Хоконов М.Х. // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. №4. С.799.

ВОЗДЕЙСТВИЕ НАНОИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТЬ КРИСТАЛЛОВ $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

*Гацкевич Е.И.*¹, Захарук З.И.², Ивлев Г.Д.²,
Раренко А.И.², Стребезев В.Н.²*

¹ИЭЛ НАНБ, Минск, Беларусь, ²ЧНУ, Черновцы, Украина

*gatskevich@inel.bas-net.by

В работе исследованы особенности модификации поверхности ряда образцов $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ под действием импульсного лазерного излучения. Образцы, приготовленные из монокристаллов, выращенных ме-

тодом Бриджмена, облучались импульсами длительностью 80 нс излучения рубинового лазера при неоднородности распределения энергии по зоне облучения диаметром 2.5 мм не выше $\pm 5\%$. В экспериментах проводилась оптическая диагностика лазерно-индуцированных теплофизических процессов путем детектирования отраженного от облучаемой зоны зондирующего излучения с длинами волн 0.53 и 1.06 мкм. Зондирующий пучок р-поляризации (угол падения 40°) фокусировался в пятно размером ~ 1 мм. Плотность энергии лазерного облучения варьировалась в пределах $0.1 \div 0.6$ Дж/см². Методом растровой электронной микроскопии в режиме вторичных электронов исследовалась морфология облучённых участков.

Установлено, что плавление поверхности образцов достигается при плотности энергии облучения $E \geq 0.12 \div 0.14$ Дж/см². Определены зависимости времени существования расплава от величины E , установлена динамика изменения коэффициента отражения при фазовых превращениях кристалл–расплав, происходящих в образцах разного состава ($x = 0 \div 0.3$). Структура эпитаксиально перекристаллизованного слоя кристаллов с большим содержанием Mn формировалась при воздействии импульсов с большей энергией облучения, чем для кристаллов с меньшим x . Результаты сканирования оплавленной поверхности таких образцов параллельным электронным пучком в режиме кристаллического контраста свидетельствуют о наличии деформированной монокристаллической структуры. На отдельных участках облученных зон наблюдается ориентированная нитевидная кристаллизация — дендриты. Для образцов с малым содержанием Mn ($x \leq 0.04$) характерно наличие включений теллура в перекристаллизованном слое.

О ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЯХ ХЛОРИДА КАЛИЯ

Савинцев А.П. , Темроков А.И.*

КБГУ, Нальчик

**pnr@kbsu.ru*

В работе [1] рассматривалось возможное сужение запрещенной зоны (СЗЗ) на поверхности (100) кристаллов окиси магния и бария за счет поверхностных (таммовских) состояний [2]. Расчеты СЗЗ (ΔE) сравнивались с данными по УФ-спектроскопии этих соединений. Было получено, что расчеты СЗЗ окислов бария и магния за счет поверхностных состояний (ПС) неплохо согласуются с данными по измерению прозрачности этих монокристаллов в зависимости от энергии

фотона.

За счет ПС порог пробоя в объеме будет отличаться от порога пробоя на каждой из граней кристалла. Расчет СЗЗ, с учетом поверхностных состояний, может быть проведен по формуле [3]:

$$\Delta E = E_g [1 - (E_{kr}^s/E_{kr}^v)^{1/2}], \quad (1)$$

где E_{kr}^s — критическая напряженность электрического поля на поверхности, E_{kr}^v — то же в объеме; E_g — ширина запрещенной зоны в объеме.

Измеренные пороги лазерного пробоя [3,4] позволили оценить по формуле (1) СЗЗ на поверхности (100) ряда ионных кристаллов и сравнить полученные результаты со значениями ΔE , ранее теоретически рассчитанными в работе [5].

Было найдено, что для иодида калия наблюдается хорошее согласие расчетов, полученных в работах [3] и [5], а для хлорида калия результаты [3] ($\Delta E = 1.34 \pm 0.03$ эВ) и [5] ($\Delta E = 0.2$ эВ) различаются значительно.

С целью получения новых данных для определения ΔE хлорида калия была задействована методика, опробованная в [1]. Проводилось измерение коротковолнового края прозрачности хлорида калия, и находилось СЗЗ поверхности (100) этих монокристаллов.

По результатам УФ-спектроскопии для хлорида калия было получено $\Delta E = 1.40 \pm 0.21$ эВ. Эта величина значительно лучше согласуется с расчетами по лазерному пробоею [3].

1. Савинцев А.П., Темроков А.И. //ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 4. С. 126.
2. Дэвидсон С., Левин Дж. Поверхностные (таммовские) состояния. М.: Мир, 1973.
3. Савинцев А.П. // Физика экстремальных состояний вещества — 2005 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черногловка: ИПХФ РАН, 2005. С. 34.
4. Карпенко С.В., Савинцев А.П., Темроков А.И. // Доклады РАН. 2005. Т. 404. № 3. С. 333.
5. Таова Т.М., Темроков А.И., Кишуков А.Ю. // Воздействие мощных потоков энергии на вещество. М.: Изд-во ИВТАН, 1992. С. 66.

ОПТИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ПОЛИМЕРНЫХ МИШЕНЕЙ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

Шеманин В.Г., Воронина Э.И., Чартий П.В.*

НПИ КубГТУ, Новороссийск

**dekan@nbkstu.org.ru*

Результаты исследований лазерной абляционной деструкции полимерных материалов под действием мощного лазерного излучения в [1] могут стать основой для разработки статистических методов оценки и прогнозирования оптической прочности или надежности таких образцов. Поэтому необходимо детальное изучение механизма и динамики лазерного абляционного плазмообразования на полимерной мишени в диапазоне плотности энергии лазерного импульса до 100 Дж/см^2 для статистического описания самой абляционной деструкции [2]. На лабораторной лазерной абляционной станции, собранной на базе экспериментальной установки, детальное описание которой дано в [2–4], были выполнены экспериментальные исследования временной зависимости интенсивности свечения плазменного облака и порогового уровня плотности энергии лазерной абляционной деструкции при облучении поверхности мишени лазерными импульсами длительностью 10 нс для полимерных образцов из эпоксидного компаунда и стиросила. Согласно статистической модели [1] с использованием этих результатов были рассчитаны зависимости оптической прочности различных полимерных образцов Q от продолжительности облучения T и плотности энергии облучения F . Используя этот подход, и представления, развитые в [1], получено, что оптическая прочность полимерного образца при N лазерных импульсах в разных точках мишени будет определяться лишь экспериментально измеренными параметрами. Эти результаты позволяют рассчитать оптическую прочность любого полимерного образца в зависимости от длительности и энергии лазерного облучения без проведения большого объема экспериментальных измерений. На основе этих результатов предложен новый метод измерения пороговой плотности энергии лазерной абляционной деструкции для любых полимерных образцов, которые являются физическими константами для полимерных материалов [1, 4].

1. Воронина Э.И., Чартий П.В., Шеманин В.Г. // Физика экстремальных состояний вещества—2005. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2005. С. 37.
2. Voronina E.I., Efremov V.P., Privalov V.E., Shemanin V.G. // Proc. SPIE. 2003. V. 5381. P. 178.

3. Efremov V.P., Privalov V.E., Skripov P.V., et al. // Proc. SPIE. 2004. V. 5447. P. 234.
4. Воронина Э.И., Чартий П.В., Шеманин В.Г. // Физика экстремальных состояний вещества—2003. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2003. С. 24.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ НАГРЕВА И ФОТОГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ЛАЗЕРНЫХ ОБРАБОТКАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Баязитов Р.М.

КФТИ КазНЦ РАН, Казань

bayaz@kfti.knc.ru

Процессы фотогенерации неравновесных электронно-дырочных пар в полупроводниках играют определяющую роль при обработке мощным лазерным излучением с длиной волны вблизи края собственного поглощения материала. Данные эффекты могут быть использованы для локальной модификации покрытий путем пространственного управления поглощательной способностью материалов. Например, при обработке кремниевых структур излучением широко используемых лазеров с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм, направляемым с противоположной стороны полупроводниковой подложки, являющейся нелинейным фильтром, повышается однородность пучка и предотвращается разрушение поверхности покрытий. В данной работе на примере имплантированного кремния проведены компьютерное моделирование процессов нагрева и фотовозбуждения при импульсной лазерной обработке и сопоставление результатов с экспериментальными данными. Решалось уравнение термической диффузии с учетом пространственной неоднородности поглощения и фазовых переходов. Учитывались фотогенерация и поглощение на неравновесных электронно-дырочных парах. При расчетах использовались хорошо известные для кремния температурные зависимости теплофизических, оптических и генерационных параметров. Результаты расчетов показывают, что концентрация электронно-дырочных пар в типовых условиях обработки достигает уровня $3 \cdot 10^{20}$ см⁻³, а время их рекомбинации не превышает длительности импульса. Показана роль фотогенерированной плазмы и температурного сужения запрещенной зоны в развитии температурных полей и в кинетике фазовых переходов. Сопоставление с экспериментальными данными дает хорошее согласие в отношении энергии

тических порогов фазовых переходов, разрушения поверхности, перераспределения примесей из тонкопленочного материала в кристаллическую подложку. Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях».

МАГНИТОПЛАЗМОНЫ В ДВОЙНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СЛОЯХ С УПРАВЛЯЕМОЙ СИММЕТРИЕЙ

Бисти В.Е.

ИФТТ РАН, Черноголовка

bisti@issp.ac.ru

Двухслойные электронные системы представляют значительный интерес как объект для изучения фундаментальных основ физики твердого тела. Экспериментальная возможность изменения пространственной симметрии двухслойных систем [1] - важный стимул для теоретического рассмотрения проблемы. Управление симметрией происходит путем изменения концентраций ионизованных доноров по обе стороны двухслойной структуры, что определяет профиль ограничивающего потенциала. При слабой туннельной связи между слоями задачу удобно формулировать в терминах туннельного гамильтониана. Энергии электронов в двух нижайших подзонах $E_{1,2} = E_0 \pm \Delta$; $\Delta = \sqrt{\Delta_E^2 + \Delta_{SAS}^2}$. Δ_E - параметр асимметрии, определяемый концентрацией ионизованных доноров, Δ_{SAS} - параметр туннелирования. При $\Delta_{SAS} \ll \Delta_E$ имеются два независимых слоя, при $\Delta_E \ll \Delta_{SAS}$ - две подзоны с симметричной и асимметричной волновыми функциями. Влияние пространственной симметрии на плазменные возбуждения в двухслойных электронных системах со слабым туннелированием без магнитного поля рассматривалось в [2]. В этой работе рассматривается влияние пространственной симметрии на возбуждения зарядовой плотности (магнитоплазмоны) в рамках РРА. Магнитное поле соответствует фактору заполнения $\nu = 4$ (два спиновых уровня каждой из двух нижайших подзон заполнены, все электроны находятся на нулевом уровне Ландау). Зеемановское расщепление не учитывается. Энергия оптического магнитоплазмона не зависит от симметрии системы. Три другие коллективные моды определяются $\Delta\omega_A(k)$, Δ_E and Δ_{SAS} ($\Delta\omega_A(k) = \omega_A^2(k)/2\omega_c$, $\omega_A(k)$ - энергия акустического плазмона без магнитного поля, ω_c - циклотронная энергия, k - импульс возбуждения). Зависимость от экспериментально изменяемого параметра Δ_E может быть обнаружена при малых k методом неупругого рассеяния света.

Работа поддержана РФФИ.

1. L.V. Kulik, S.V. Tovstonog, V.E. Kirpichev, I.V. Kukushkin, W. Dietsche, M. Hauser, and K. v.Klitzing. //Phys. Rev. B. 2004. V. 70. P. 033304.
2. В.Е. Бисти, В.Е. Кирпичев, Л.В. Кулик, И.В. Кукушкин.//Письма в ЖЭТФ. 2006. V. 83, P. 300.

РЕЛАКСАЦИЯ ДИСЛОКАЦИЙ В Si, СОЗДАННЫХ ПРИ ПОДДЕРЖИВАЮЩЕМ ДАВЛЕНИИ 5 ГПа

*Штейнман Э.А.*¹, Терещенко А.Н.¹, Rabier J.²*

¹ИФТТ РАН, Черноголовка, Россия, ²UMR CNRS, Poitiers, France

*steinman@issp.ac.ru

Работа выполнена в рамках исследования спектрального распределения и эффективности дислокационной люминесценции с целью ее использования в излучающих устройствах на основе кремния. Ранее было показано, что источником люминесценции в области длинноволновых линий Д1 и Д2 являются дефекты структуры вблизи ядра или в ядре дислокаций [1] скользящего набора. Предполагается, что эти дефекты образуются при движении и реакциях дислокаций. Интенсивность люминесценции пропорциональна концентрации этих дефектов. До настоящего времени микроскопическая природа этих центров не выявлена. Однако, для направленной генерации таких центров необходимо знать их микроскопическую природу. Одним из шагов для решения этой проблемы является исследование различных структурных превращений, приводящих к генерации соответствующих центров.

Исследование структуры дислокаций, образующихся в условиях высокого давления [2] показало, что в этом случае образуются другие типы дислокаций, принадлежащие так называемому тасованному набору, которые не содержат интересующих нас центров.

В работе выполнено параллельное исследование структуры дислокаций методом просвечивающей электронной микроскопии и фотолюминесценции при релаксации дислокаций тасованного набора в процессе отжига в интервале температур 300–700°С. Показано, что процесс релаксации заключается в трансформации дислокаций тасованного набора в расщепленные дислокации скользящего набора. При этом в спектре дислокационной фотолюминесценции наблюдается постепенное превращение исходного спектра в известный спектр расщепленных скользящих дислокаций.

1. Steinman E.A., Vdovin V.I., Yugova T.G., Avrutin V.S., Izyumskaya N.F. // *Semicond. Sci. Technol.* 1999. V. 14. № 6. P. 582.
2. Rabier J., Demenet J.L. // *PSS (A)*. 2005. V. 202. P. 944.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛИЗАЦИИ НАНОСТРУКТУР СЕЛЕНА И ТЕЛЛУРА В КОМПОЗИТАХ

*Савинцев Ю.П.*¹, Савинцева С.А.², Шевченко В.С.¹,
Уракаев Ф.Х.¹*

¹*ИГМ СО РАН, ²ИНХ СО РАН, Новосибирск*

**svs@uiggm.nsc.ru*

Нами было исследовано образование нанокомпозигов на основе элементарной серы — химического аналога селена и теллура [1]. Фундаментальные свойства этих элементов в наноструктурном состоянии исследуются во многих лабораториях мира [2]. Установлено, что в наиболее стабильной гексагональной модификации образуются цепочечные структуры — наноленты, нанотрубки, нанопроволоки и т.п. Однако об образовании стабильных сферических наночастиц этой структуры нет информации. Эти знания необходимы для ряда приложений, например, для создания фотонных кристаллов — нового класса функциональных материалов, которые могут быть образованы в процессе самоорганизации мицеллярных наноструктур [3, 4]. Фотонные кристаллы — материалы, имеющие фотонную запрещенную зону, т.е. направления, где в результате эффектов интерференции гасятся световые лучи при рассеянии света на ядрах, образующих совершенную решетку. Период такой решетки сопоставим с длиной волны света, а размеры ядер могут быть много меньше. Показатель преломления такой системы должен быть пространственно модулирован и должен обеспечиваться необходимый контраст показателей преломления ядер решетки и окружающего пространства [5]. Этим условиям удовлетворяют, в определенной мере селен и теллур. Для решения задач, связанных со стабилизацией наноструктур этих веществ, были использованы подходы, развитые ранее [1]. Полимерные композиты получались смешиванием раствора, содержащего халькоген (Se, Te) с растворами полимера, поверхностно активного вещества и восстановителя. Полученные системы высушивались на гладких подложках до образования полимерных пленок. Также производилось механохимическое получение композитов. Образцы изучались методами электронной и оптической микроскопии. Исследовалось влияние термообработки и лазерного излучения в режиме «мягкой» абляции на образование стабильных

наночастиц в составе полимерного композита.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 05-05-64572.

1. Savintsev Yu.P., et al. // J. Crystal Growth. 2005. V. 275. P. 2345.
2. Gates B., Yin Y., Xia Y. // J. Am. Chem. Soc. 2000. V. 122. P. 12582.
3. Lopez C. // Advan. Mater. 2003. V. 15. P. 1679.
4. Jeong U.Y., Xia Y.N. // Advan. Mater. 2005. V. 17. P. 102.
5. Богомолов В.Н., Прокофьев А.В. // Природа. 1998. № 8. С. 27.

ГИГАНТСКИЙ ЭФФЕКТ ТУННЕЛИРОВАНИЯ ВОДОРОДА В ГИДРИДЕ α -Mn ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Кузовников М.А.

ИФТТ РАН, Черноголовка

kuz@issp.ac.ru

Растворимость водорода в низкотемпературной α модификации марганца при высоких давлениях увеличивается в десятки раз и достигает атомного отношения H/Mn ≈ 0.07 [1]. Водород образует необычную подрешетку в кубической структуре α -Mn и занимает позиции, расположенные парами с малым расстоянием $d \approx 0.7 \text{ \AA}$ [2]. Малость d обуславливает аномально высокое значение энергии туннельного расщепления 6.2 мэВ основного колебательного состояния атома водорода. В спектре неупругого рассеяния нейтронов наряду с интенсивным туннельным пиком 6.2 мэВ имеется еще 4 пика сравнимой интенсивности при энергиях 74, 107, 130 и 190 мэВ [3]. На основе моделирования поведения атома водорода с помощью численного решения спектральной задачи для одномерного уравнения Шрёдингера в различного вида двумных потенциалах в данной работе идентифицированы все наблюдаемые пики.

1. Antonov V.E., Antonova T.E., et al. // Scripta Mater. 1996. V. 34. № 8. P. 1331.
2. Fedotov V.K., Antonov V.E., et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 1998. V. 10. № 24. P. 5255.
3. Antonov V.E., Dorner B., et al. // J. Alloys Compounds. 2002. V. 330–332. P. 462.

ВЛИЯНИЕ АКТИВНЫХ ПРИМЕСЕЙ НА СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ УГЛЕРОДНОГО ПАРА

*Гуренцов Е.В.^{*1}, Еремин А.В.¹, Шульц К.В.²*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, ²ДУ, Дуйсбург, Германия

**gurentsov@ihed.ras.ru*

В работе исследовано влияние активных примесей, в частности, атомарного водорода и HS на процесс конденсации сильно пересыщенного углеродного пара. Углеродный пар и атомарный водород были получены при совместном лазерном фотолизе смеси 10 мбар C_3O_2 и 1 мбар H_2S , разбавленной аргоном до давления 1 бар в кварцевой кювете объемом 0.5 см^3 при комнатной температуре. В качестве источника излучения для фотолиза смеси использовался эксимерный Ar-F лазер (193 нм). Концентрации углеродного пара и атомарного водорода, полученные при лазерном фотолизе смеси, были определены с использованием сечений поглощения C_3O_2 и H_2S на длине волны 193 нм и измеренных величин поглощенного лазерного излучения. Временные профили размеров растущих наночастиц синтезированных в смесях C_3O_2 и $\text{C}_3\text{O}_2 + \text{H}_2\text{S}$, разбавленных аргоном, измерены методом лазерно-индуцированной инкаандесценции (ЛИИ). Разработана усовершенствованная модель ЛИИ, включающая одновременный учет процессов нагрева и охлаждения наночастиц, переменность теплофизических свойств наночастиц в зависимости от температуры, а так же процесс охлаждения наночастиц испарением и излучением. Образцы полученных наночастиц исследовались на просвечивающем электронном микроскопе. Определены распределения по размерам углеродных наночастиц, сформировавшихся в присутствии и отсутствии водорода. Установлено, что конечный средний размер углеродных наночастиц снизился после добавления атомарного водорода с 12 до 9 нм, а скорость роста наночастиц уменьшилась в 3 раза. На основе сравнения результатов полученных методом ЛИИ и при помощи электронной микроскопии установлено, что добавление атомарного водорода в систему приводит к изменению свойств углеродных наночастиц. В частности, определено, что коэффициент аккомодации поступательной энергии молекул Ar на углеродных наночастицах снижается с 0.44 до величины 0.3, характерной для сажевых частиц, образующихся в пламенах.

Работа поддержана грантами РФФИ и INTAS.

ЛАЗЕРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ РАСШИРЯЮЩЕГОСЯ ПОЛИДИСПЕРСНОГО АЭРОЗОЛЬНОГО ОБЛАКА В ЗАМКНУТОМ ВОЗДУШНОМ ПОТОКЕ

*Чартий П.В.*¹, Воронина Э.И.¹, Привалов В.Е.²,
Чартий Р.П.¹, Шеманин В.Г.¹*

¹НПИ КубГТУ, Новороссийск, ²СПбГПУ, Санкт-Петербург

**pcv@nbkstu.org.ru*

Эффективным способом создания аэродисперсных потоков с высокими метрологическими характеристиками (пространственно-временной стабильностью концентрации и дисперсного состава) является импульсная инжекция заданного аэрозольного материала непосредственно в замкнутый воздушный поток и последующее спонтанное релаксационное изменение дисперсного состава и концентрации. Продолжительность и динамика этого изменения позволяют осуществлять диагностику этих потоков как бесконтактными лазерными методами, так и гравиметрическим методом, являющимся в настоящее время стандартным. В работах [1, 2] было показано, что в таких потоках целесообразно вести диагностику интегральными оптическими методами, и в первую очередь методами интегрального светорассеяния и спектральной прозрачности. В первый момент после импульсной инжекции в поток заданной порции аэрозольного материала поток представляет собой поток воздуха с плотным аэрозольным образованием в виде облака ограниченного объема. В процессе циркуляции облака внутри замкнутого газохода происходит его пространственное расширение. Авторами был создан специальный стенд для моделирования таких аэродисперсных потоков [2]. В качестве исследуемого аэрозоля был взят цементный. Диагностика расширения аэрозольного облака осуществлялась путем подсветки определенного сечения газохода лазерным ножом и видеосъемкой цифровой видеокамерой. Работа камеры синхронизирована с моментом инжекции аэрозоля. Затем с помощью ПК осуществлялась покадровая обработка изображений для получения пространственно — временного распределения интенсивности рассеянного излучения. Экспериментальные исследования позволили получить зависимость времени расширения плотного аэрозольного облака до состояния равномерного распределения по всему объему циркулирующего потока от способа инжекции, скорости потока и первоначальной концентрации частиц в потоке.

1. Чартий П.В., Шеманин В.Г. // Тезисы докладов конференции «Лазеры. Измерения. Информация». Санкт-Петербург, 2004. С. 69–70.

2. Privalov V.E., Charty P.V., Shemanin V.G. // Proc. SPIE. 2004. V. 5447. P. 251–259.

ЛАЗЕРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ МОЛЕКУЛ HF В АТМОСФЕРЕ

*Воронина Э.И.*¹, Привалов В.Е.², Шеманин В.Г.¹*

¹НПИ КубГТУ, Новороссийск, ²СПбГПУ, Санкт-Петербург

**E.Voronina@nbkstu.org.ru*

Широкое применение лидаров комбинационного рассеяния света (КР-лидаров) для зондирования газовых молекул [1, 2] позволяет предположить возможность использования таких лидаров для дистанционного зондирования молекул HF в атмосфере. Для выбора оптимального варианта КР-лидарной системы для измерения концентрации исследуемых молекул HF в атмосфере в различных условиях зондирования необходимо численное решение лидарного уравнения для КР типа [1]. Для выполнения таких расчетов были выбраны четвертая, третья, вторая и основная гармоники YAG: Nd лазера с длинами волн лазерного излучения: 266, 355, 532 и 1064 нм. Волновое число полосы КР валентного колебания молекулы HF — 3959 см^{-1} . Значения пропускания атмосферы на длинах волн лазеров и КР рассчитывались по формулам из [1]. В связи с отсутствием экспериментальных данных о дифференциальном сечении КР молекулой HF эти величины были оценены по значениям интенсивностей КР молекул фторуглеродов из [3]. Остальные параметры задачи были взяты из [1, 4, 5]. Используя эти значения параметров в лидарном уравнении для КР [1], были выполнены численные расчеты для молекулы HF с различными концентрациями, для выбранных длин волн YAG: Nd-лазера и диапазона расстояний 1–1000 м. Результаты расчетов мощности солнечного фона как и в [4] использовались для оценки максимального расстояния зондирования. Следовательно, возможности КР-лидара в режиме однократного зондирования молекул HF с концентрацией, соответствующей нормальному атмосферному давлению, на соответствующих длинах волн в дневное время суток ограничены расстояниями: на 1064 нм — 8 м; 532 нм — 10 м; 355 нм — 190 м; 266 нм — 850 м. В итоге минимальная концентрация молекул HF, которую можно зарегистрировать в дневных условиях зондирования на расстоянии 1 м от излучателя составляет величину на 6 порядков меньше, а на 100 м — на 2 порядка меньше.

1. Воронина Э.И., Привалов В.Е., Шеманин В.Г. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 5. С. 14–17.
2. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с.
3. Свердлов Л.М., Ковнер М.А., Крайнов Е.П. Колебательные спектры многоатомных молекул. М.: Наука. 1970. 560 с.
4. Privalov V.E., Shemanin V.G. // Proc. SPIE. 2000. V. 4316. P. 36–42.
5. Privalov V.E., Voronina E.I., Shemanin V.G. // Proc. SPIE. 2001. V. 4680. P. 122–128.

РЕНТГЕНОВСКИЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ДЕТЕКТОР ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

*Иванов М.И., Буряков В.Л., Александрин С.Ю.**

НИИИТ, Москва

**aleksandrin_s@rambler.ru*

Описывается рентгеновский сцинтилляционный детектор СДПР1, предназначенный для абсолютных динамических измерений мощности и полной энергии излучения плотной горячей плазмы с длительностью импульса менее 10^{-7} с. Прибор разработан на основе тонкого пластмассового сцинтиллятора (ПС) размером $\varnothing 20 \times 0.5$ мм и сильноточного ($I_l > 7$ А) быстродействующего ($t < 0.2$ нс) фотоэлемента типа СДФ15. Светосбор на фотоэлемент осуществляется с тонкой грани ПС под прямым углом к направлению излучения плазмы. В зависимости от типа используемого ПС временное разрешение детектора колеблется в пределах от 1 до 2.5 нс, а чувствительность — от 10^{-5} до $2 \cdot 10^{-4}$ А · см²/Вт для диапазона энергий квантов 0.1–10 кэВ.

Приводятся результаты градуировки чувствительности и исследования спектральных характеристик детекторов на рентгеновском стенде УВТ МРИ, генерирующем линии характеристического излучения в диапазоне энергий квантов от 0.08 до 8 кэВ. Показано, что для целей измерения полной энергии излучения детекторы типа СДПР, благодаря отсутствию «мертвого» слоя и равномерной спектральной характеристики, имеют существенное преимущество перед полупроводниковыми и вакуумными рентгеновскими детекторами. Представлены также результаты динамических измерений мощности и полной энергии рентгеновского излучения плотной горячей плазмы, полученные с помощью детектора типа СДПР1 в экспериментах с нагрузками из многопроволочных лайнеров на установке С300.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ИЗ СФЕРИЧЕСКИХ МИШЕНЕЙ С ПОМОЩЬЮ ИЗОГНУТОГО МНОГОСЛОЙНОГО ЗЕРКАЛА

*Субботин А.Н.**, *Митрофанова Ю.Л.*, *Гусихина И.А.*,
Гаспарян П.Д., *Цой Е.С.*, *Жидков Н.В.*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров

**Subbotin@rol.ru*

В настоящей работе представлены результаты спектральных измерений рентгеновского излучения (РИ) в диапазоне от 1.2 до 2.7 кэВ горячей многозарядной плазмы из тонкослойных сферических мишеней спектрографом на базе изогнутого Ni/C многослойного зеркала, проведенных на лазерной установке ВНИИЭФ ИСКРА-5. В экспериментах исследовался спектральный состав при кумуляции горячей многозарядной плазмы, возникающей при внутреннем облучении сферической тонкостенной Fe-мишени, и внешнего облучения сферической SiO₂-мишени. Измерения проводились при облучении мишени 12 лазерными лучами на второй гармонике йодного лазера с длиной волны 0.66 мкм. Абсолютная привязка результатов измерений на спектрографе проводилась при помощи измерений на полупроводниковых детекторах с различными фильтрами. Расчеты проводились с помощью программы СС-9М [1].

В работе представлены экспериментальные и расчетные данные по спектру РИ, проведено сравнение расчета с экспериментом. На спектрограммах, полученных в опытах с Fe-мишенями, отчетливо наблюдается набор линий РИ свечения ионов железа в диапазоне от 1.3 до 1.6 кэВ. Имеются яркие линии свечения гелие- и литиеподобных ионов перехода 3–2 с энергиями 1.37, 1.45, 1.52, 1.57, 1.7 кэВ. Для одного из опытов проведен расчет спектра и выхода РИ из мишени по программе СС9. Расчет удовлетворительно согласуется с экспериментом, как по структуре спектра, так и по выходу РИ из мишени. На спектрах РИ из SiO₂-мишени наблюдаются яркие линии свечения водородо- и гелиеподобных ионов Si перехода 2p–1s с энергиями 1.9 и 2.08 кэВ соответственно.

В проведенных экспериментах продемонстрирована техническая простота измерений на спектрографе с изогнутым многослойным зеркалом в широком диапазоне интенсивности РИ, получено удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных.

1. Воинов Б.А., Гаспарян П.Д., Кочубей Ю.К., Рослов В.А. Програм-

УДАЛЕНИЕ ПАРАЗИТНЫХ ПИКОВ ИЗ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРОВ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

*Гасилов С.В.*¹, Мажужин В.И.¹, Фаенов А.Я.²*

¹ИММ РАН, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**sergei.gasilov@gmail.com*

Различные шумовые сигналы, регистрируемые приборами с зарядовой связью (ПЗС), влияют на рентгеновские спектры многозарядных ионов, образующихся в плазме при воздействии на мишень фемтосекундными лазерными импульсами большой мощности. Одной из причин появления пикообразных помех являются вторичные фотоны, образующиеся при торможении высокоэнергетичных электронов в узлах установки и стенках вакуумной камеры. При очень больших интенсивностях лазерного излучения сигнал в каждом десятом пикселе ПЗС детектора может быть искажен паразитными фотонами. Полная ширина ложных пиков может быть сравнима с минимальной шириной спектральной линии, а амплитуда изменяться в широком интервале значений.

В данной работе представлен метод, позволяющий эффективно очищать спектр от такого рода помех. Он основывается на статистическом анализе серии измерений для идентификации паразитных пиков и последующем удалении этих пиков с записанных спектров. Метод не используют цифровые фильтры, приводящие к сглаживанию спектра и потери полезной информации.

Алгоритм испытан как на модельных примерах, так и на реальных спектрах, полученных в экспериментах по взаимодействию 60 фс лазерного излучения с твердотельными мишенями. Спектры, обработанные представленным методом, дают значительно более точную информацию о параметрах плазмы.

АНАЛИТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ РАСЧЁТА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЯРКОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ОБЪЕКТОВ РАЗЛИЧНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

*Барিশпольцев Д.В.*¹, Гуськов С.Ю.², Иванов Е.М.³,
Котегов П.С.^{1, 2}, Розанов В.Б.²*

¹МИФИ, ²ФИАН, ³ИММ РАН, Москва

**barishpoltsevdv@mail.ru*

Получены аналитические зависимости для вероятности выхода фотона с поверхности от оптической толщины, и спектральной яркости для однородной плазмы сферической геометрии, с учётом поглощения излучения.

Вероятность выхода фотона и спектральная яркость найдены также для однородной плазмы с цилиндрической геометрией и однородной плазмы в виде сферического слоя.

Получена формула для спектральной яркости в случае излучения двух плоских слоёв с отличными друг от друга составом, толщиной, термодинамическими и спектральными характеристиками.

Проведён сравнительный анализ выражений для сферического и плоского случаев. Установлено при каком соотношении размеров сферическим решением можно аппроксимировать плоское. Были установлены критерии применимости и точности такого приближения.

В качестве примеров построены спектры излучения плазмы алюминия, углерода, меди и кислорода.

ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ, ГЕНЕРИРУЕМОЙ БЕССЕЛЕВЫМ ПУЧКОМ НА ПОВЕРХНОСТИ АЛЮМИНИЕВОЙ МИШЕНИ

Бычков С.С., Бычков (мл.) С.С., Майорова Л.М.,
Пятницкий Л.Н., Солдатенков Е.С., Тальвирский А.Д.*

ИВТ РАН, Москва

**serg-bychkov@yandex.ru*

В работе представлены измеренные характеристики многозарядной плазмы, генерируемой в поле мощного бесселева пучка на поверхности алюминия в вакууме. В этом случае изучаемый объект представлял собой тонкие плазменные нити длиной 2–4 см и начальным диаметром порядка дифракционного. Для определения параметров плазмы

регистировались спектры ее излучения в широком диапазоне длин волн, включая область вакуумного ультрафиолета. Благодаря высокому пространственному разрешению спектральной диагностики в видимом и УФ диапазонах выделены области, соответствующие различным стадиям развития плазменного канала. На начальном этапе наблюдалось только излучение континуума из приосевой области наиболее плотной и горячей плазмы диаметром 50–100 мкм, в то время как спектральные линии однократно и двукратно заряженных ионов алюминия продолжали светиться в процессе радиального расширения плазмы до диаметра 5–6 мм. Концентрация электронов вычислялась по штарковскому уширению и положению линий в спектре. Температура электронов оценивалась для поздних стадий формирования канала, когда плазму можно считать равновесной. Ее величина определялась по отношению интенсивностей спектральных линий, принадлежащих ионам разной кратности ионизации. В результате была получена концентрация электронов на оси канала, которая превышала 10^{19} см⁻³, а температура электронов составляла 3–4 эВ. Выполненные для этих условий модельные расчеты предсказывали максимальную температуру около 30 эВ. О высокой электронной температуре на начальной стадии свидетельствовали также спектры излучения, полученные в вакуумном ультрафиолете с помощью спектрографа скользящего падения. Были зафиксированы четкие линии 13.0, 16.0 и 16.2 нм (95, 77 и 77 эВ) для Al IV и 12.6, 13.0 и 28.0 нм (99, 95 и 44 эВ) для Al V. Таким образом, проведенные измерения и модельные расчеты показали, что при облучении бесселевым пучком алюминиевой мишени создаются вытянутые нити плотной и горячей плазмы, которые представляют интерес для технических приложений. Неоноподобные ионы алюминия могут быть использованы для создания активной среды коротковолнового лазера в диапазоне 120–130 нм. Металлическая плазма с такими параметрами обладает высокой электропроводностью. Это свойство вместе с фактом быстрого формирования проводящего канала найдет применение для создания сверхскоростных сильноточных коммутаторов с лазерным управлением.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 05-08-50238).

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ВАКУУМНЫХ ТРАНСПОРТИРУЮЩИХ ЛИНИЙ С
МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ С ЛИНЕЙНОЙ
ПЛОТНОСТЬЮ ТОКА ДО 7 МА/СМ**

Черненко А.С., Ананьев С.С., Бахшаев Ю.Л.,
Бартов А.В., Блинов П.И., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г.,
Кингсен А.С., Королев В.Д., Мягков О.В., Устроров Г.И.*

РНИИ КИ, Москва

**chernenko@dap.kiae.ru*

В проекте лаборатории «Сандия» термоядерного реактора на быстрых Z-пинчах, работающего в частотном режиме, предполагается использовать вакуумные транспортирующие линии с магнитной самоизоляцией. При этом погонная линейная плотность тока на выходе линии может достигать 7–10 МА/см. На установке С-300 (3 МА, 0.15 Ом, 100 нс) была выполнена серия экспериментов по исследованию работы отрезка магнитоизолированной вакуумной транспортирующей линии (МИВЛ) при токах с погонной плотностью до 7 МА/см и плотностями тока до 500 МА/см². При нагреве электрода МИВЛ протекающим током его поверхность может взрываться, в результате чего возможно формирование плазменного слоя на поверхности. Взрыв электродов в заменяемой передающей линии может приводить к потере передающих свойств МИВЛ.

Для исследования влияния материала на динамику плазмы, внутренний электрод (катод) линии, выполнялся из никелевой трубочки диаметром 0.75 мм с толщиной стенок 100 мкм, и из трубочек изготовленных из свинцовой или золотой фольги. Входной и выходной токи измерялись с помощью калиброванных магнитных петель и шунтов соответственно. Информация о динамике приэлектродной плазмы была получена с помощью многокадровой теневой или шпирен-фотографии плазмы на второй гармонике YAG:Nd лазера и с помощью кадровой электронно-оптической фотографии с наносекундным разрешением в видимой области спектра и в мягком рентгеновском излучении.

Расхождения осциллограмм, свидетельствующие о существенных токах, перемикающих линию, и соответствует заполнению зазора редкой плазмой, происходит на 400 нс от его начала.

Работа поддержана грантом РФФИ–Росатом 05-02-08061-офи-э, грантом РФФИ 05-02-17339, и «Научная школа» НШ-5819.2006.2.

ПРИМЕНЕНИЕ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА УСТАНОВКИ С-300 ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ГОРЯЧЕЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ПРИ ИМПЛОЗИИ МНОГОПРОВОЛОЧНЫХ ЛАЙНЕРОВ

*Ананьев С.С.**, *Блинов П.И.*, *Данько С.А.*, *Казаков Е.Д.*,
Калинин Ю.Г., *Шашков А.Ю.*

РНЦ КИ, Москва

**ananss@dap.kiae.ru*

В отделении прикладной физики (ОПФ) ИЯС ведутся работы на импульсном сильноточном генераторе Стенд-300. Установка Стенд-300 создана для исследований в области горячей плотной импульсной плазмы и управляемого термоядерного синтеза на быстрых Z-пинчах и предназначена для работы на низкоомную индуктивную нагрузку, в частности, на многопроволочный лайнер, сжимающийся под действием магнитного поля тока, протекающего по лайнеру.

Важной задачей при изучении импульсной плотной плазмы является наблюдение за динамикой её поведения. Кроме электротехнических диагностик, процессы имплозии лайнеров исследуются с применением ряда физических диагностик, таких как измерения потока рентгеновского излучения датчиками в разных диапазонах измеряемых энергий; измерения линейчатых спектров излучения материала лайнера и диагностических примесей с высоким спектральным разрешением и в широком диапазоне длин волн; многокадровое фотографирование в рентгеновском ультрафиолетовом диапазоне спектра; многокадровое фотографирование в видимой области спектра электронно-оптическими системами с нано- и субнаносекундными длительностями экспозиции кадра; фотографирование в видимой области спектра с временным разрешением с помощью щелевой развёртки со щелью, ориентированной перпендикулярно оси многопроволочной сборки; лазерная многокадровая теневая фотография с субнаносекундной длительностью экспозиции.

Применение представленных в работе диагностических методов позволяет определять важнейшие параметры плазмы Z-пинча, такие как электронная и ионная температура и плотность плазмы, момент возникновения горячих точек и их размеры, а также наблюдать за динамикой сжатия и разлёта горячей плотной плазмы лайнера.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 05-02-17339 и 05-02-08061-офи-э, и гранта «Научная школа» НШ-5819.2006.2.

1. Kingsep A., Anan'ev S., et al. Fast Z-Pinch Experiments at the Kurcha-

**ДИНАМИКА СЖАТИЯ ПЛАЗМЫ В Z-ПИНЧЕ ИЗ
МАЛОПЛОТНОГО ДЕЙТЕРИРОВАННОГО
ПОЛИЭТИЛЕНА**

*Королев В.Д.*¹, Акунец А.А.², Ананьев С.С.¹,
Бакшаев Ю.Л.¹, Блинов П.И.¹, Вихрев В.В.¹, Данько С.А.¹,
Казаков Е.Д.¹, Коняхин В.С.¹, Мещеров Б.Р.¹,
Недосеев С.Л.¹, Пименов В.Г.³, Смирнова Е.А.¹,
Устроев Г.И.¹, Черненко А.С.¹*

¹РНЦ КИ, ²ФИАН, ³ИОХ РАН, Москва

*korolev@dap.kiae.ru

На установке С-300 выполнены исследования динамики сжатия быстрого Z-пинча при протекании тока до 1.7 МА с фронтом нарастания 100 нс. Нагрузки представляли собой профилированные цилиндрики диаметром 3–5 мм и высотой 10 мм, изготовленные на основе агар-агара с плотностью 30 мг/см³, в центральной части которых для концентрации энергии была сделана шейка с диаметром 1–2 мм. В качестве материала для шейки использовался малоплотный дейтерированный полиэтилен с плотностью 50 мг/см³ или 75 мг/см³. Сжатие плазмы в области шейки исследовалось с помощью щелевой развертки в видимом спектральном диапазоне, 4-х кадрового рентгеновского ЭОП'а и 5-ти кадрового лазерного теневого зондирования. Структура горячей плотной плазмы определялась с помощью интегрального фотографирования в области энергий $E > 0.2$ кэВ камерой-обскурой. Рентгеновское излучение в области (0.4–120) кэВ регистрировалось полупроводниковыми детекторами. Измерение нейтронного излучения осуществлялось в двух радиальных и в двух аксиальных направлениях. Из результатов импульсного рентгеновского фотографирования следует, что в области шейки в момент времени, соответствующий максимуму тока, образовывалась горячая плазма, являющаяся источником рентгеновского и нейтронного излучений. Процесс образования плазмы, как видно из лазерных снимков и эпограмм, носит затянутый характер. Некоторая доля вещества остается до конца сжатия горячей плазмы во первоначальном объеме шейки. В отдельных экспериментах на интегральных обскурограммах были получены от одной до трех горячих точек, появление которых сопровождалось возникновением коротких нейтронных и рентгеновских пиков длительностью

3–10 нс. Энергия нейтронов, измеренная методом времени пролета в 4-х направлениях относительно оси нагрузки 00, 900, 1800 и 2700 составляла 2–3 МэВ. При использовании шейки из дейтерированного полиэтилена наблюдался стабильный и воспроизводимый нейтронный выход.

Работа поддержана грантами РФФИ–Росатом 05-02-08061-офи-э, РФФИ 06-02-17443-а и грантом Президента РФ НШ-5812.2006.2 по государственной поддержке ведущих научных школ Российской Федерации.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ НЕОДНОРОДНЫХ Z-ПИНЧЕЙ, ОБРАЗОВАННЫХ ПРОВОЛОЧНЫМИ СБОРКАМИ

*Дьяченко С.В.¹, Гасилов В.А.¹, Кружковский А.Ю.¹,
Ольховская О.Г.¹, Ткаченко С.И.², Хищенко К.В.²,
Чуватин А.С.³*

¹ИММ РАН, Москва, Россия, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия,
³ЭП, Париж, Франция

**dyachenko.sergey@gmail.com*

Представлено описание разработанного в ИММ РАН радиационно-магнитогазодинамического кода MARPLE, предназначенного для проведения вычислительных экспериментов с двумерными моделями течений плотной сильно излучающей плазмы. В основу кода положены вычислительные технологии на основе эйлеровых неструктурированных сеток. Код MARPLE применялся для моделирования динамики Z-пинчей, сформированных в результате электровзрыва проволочных каскадов [1]. В расчетах использованы многофазное уравнение состояния [2] и таблицы теплофизических свойств вольфрама [3, 4]. В постановке задачи об электровзрыве одиночной проволочки использованы данные экспериментов [5]. Для исследования влияния гидродинамической неустойчивости на выход энергии излучения сжатой плазмы рассчитана динамика пинчей со случайно неоднородным начальным распределением плотности. С целью анализа влияния радиальной неоднородности плазменной оболочки реализована модель плазменного прекурсора. В постановке задачи о динамике Z-пинча на основе сборки диаметром 40 мм из 240 вольфрамовых проволочек ($D_0 = 7.5$ мкм) использованы данные о соответствующих экспериментах, выполненных в Сандийской национальной лаборатории США на установке Z; параметры импульса тока — $\Delta t_f = 200$ нс, $I_{max} = 20$ МА, общая масса

сборки — $m = 0.004108$ г. Работа выполнена при поддержке ОМН и ОФТПЭ РАН, фонда МНТЦ (проект 2830), а также исследовательско-го центра Франции Centre d'études de Gramat (CEG).

1. Spielman R.V., Deeney C., et al. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 2105.
2. Хищенко К.В. // Физика экстремальных состояний вещества — 2005 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черногловка: ИПХФ РАН, 2005. С. 170.
3. Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы и методы расчета росселандовых пробегов и уравнений состояния. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2000.
4. Орешкин В.И., Бакшт Р.Б. и др. // ЖТФ. 2004. Т. 74. № 7. С. 38.
5. Тер-Оганесян А.Е., Ткаченко С.И. и др. // Физ. плазмы. 2005. Т. 31. № 11. С. 989.
6. Гасилов В.А., Чуватин А.С. и др. // Мат. моделирование. 2003. Т. 15. № 9. С. 107.

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ МАЛОПРОВОЛОЧНЫХ СБОРОК

Шелковенко Т.А. , Пикуз С.А., Романова В.М.,
Тер-Оганесян А.Е., Мингалеев А.Р., Ткаченко С.И.*

ФИАН, Москва

**tchel55@mail.ru*

В представленной работе взрывы одиночных проволочек иборок с небольшим (2–4) их числом проводились при различных условиях разряда с использованием электрических, оптических и рентгеновских диагностик. Анализировалось развитие локальных особенностей (корона вокруг отдельных проводников) и их взаимодействие в общем для всех проволочек магнитном поле. Было показано, что в наших условиях формирование плазменной короны на начальной стадии зависит от свойств материала проволочки совсем не так сильно, как этого можно было ожидать, исходя из результатов исследований взрывов одиночных проволочек.

Работа была поддержана грантами РФФИ 05-02-17532, 05-02-17533.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ СОПРОВОЖДАЮЩИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ ТОНКИХ ПРОВОЛОЧЕК В ВОЗДУХЕ

*Ткаченко С.И.¹, Барিশпольцев Д.А.², Иваненков Г.В.³,
Мингалеев А.Р.³, Романова В.М.*³, Тер-Оганесян А.Е.³,
Пижуз С.А.³, Шелковенко Т.А.³*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²МИФИ, ³ФИАН, Москва

*vnr@inbox.ru

В настоящей работе проводится анализ процессов, сопровождающих генерацию ударных волн при электрическом взрыве проволочек (ЭВП) в воздухе. Представлена серия экспериментов по взрыву медных и вольфрамовых проволочек диаметром $d = 25$ мкм электрическим током с плотностью $j \sim 10^{12}$ А/м² и скоростью нарастания $(dI/dt) = (20 \div 50)$ А/нс. ЭВП осуществлялся с помощью разрядного контура со следующими параметрами: максимальное зарядное напряжение $U_{max} = 35$ кВ, ёмкость конденсатора $C = 100$ нФ, индуктивность цепи $L = 340$ нГн при длине межэлектродного промежутка $l = 12$ мм.

Результаты экспериментальных исследований показывают, что теневые оптические изображения каналов разряда при взрыве медной и вольфрамовой проволочек очень сильно различаются. При взрыве медной проволочки область плотных продуктов взрыва занимает практически весь возмущённый объём, т.е. внешняя их граница не слишком сильно отстаёт от положения ударной волны. При взрыве же вольфрамовой проволочки расширяющаяся плотная область по радиусу занимает едва ли треть от области, возмущённой ударной волной. Чтобы указать возможные причины столь значительных отличий, анализируются экспериментальные данные, полученные как с помощью оптической диагностики, так и электрофизических измерений.

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17533, 07-02-01500, а также Учебно-научным комплексом ФИАН.

ЭМИССИЯ С ОСТРИЙ В РЕЖИМЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ТОКА ОБЪЕМНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАРЯДОМ

Зубарев Н.М., Болтачев Г.Ш.*

ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург

*nick@ami.uran.ru

В пионерских работах Чайлда [1] и Ленгмюра [2] был установлен

универсальный закон $I \sim U^{3/2}$ (закон “3/2”), где I - электрический ток насыщения, ограниченный объемным зарядом, а U - приложенная к межэлектродному промежутку разность потенциалов. Коэффициент пропорциональности, называемый первеансом, зависит от геометрии системы. Существенная нелинейность уравнений, описывающих поток эмитированных электронов, не позволяет дать их решение аналитическими методами в общем случае. Анализ симметрий уравнений показал, что они могут быть сведены к нескольким обыкновенным дифференциальным уравнениям (ОДУ) для ряда простейших геометрий катода [3]. Это, конечно, случаи плоской, цилиндрической и сферической симметрий задачи, а также более сложные случаи, когда катод представляет собой конус либо клин. Последние два случая анализировались в работе [4], в которой соответствующие ОДУ были решены численно, что позволило получить распределение электрического поля и поля скоростей электронов вблизи острий. Вместе с тем, полученные решения соответствовали весьма специфической геометрии анода – который асимптотически повторял форму катода. Как следствие, плотность тока крайне медленно затухает при удалении от особенности (вершины клина либо конуса), что приводит к неограниченности полного тока эмиссии I , и, следовательно, к невозможности определения первеанса системы.

В настоящей работе мы рассматриваем ситуацию, когда анод является плоским. В этом случае полный ток, эмитирующий с клина, либо конуса оказывается конечным. Для описания распределения поля в межэлектродном промежутке предложена простая аналитическая модель, основанная на шивке автомодельных решений для потока электронов в области острия и на периферии. Кроме того, нам удалось разработать технику построения приближенных решений системы ОДУ, к которым редуцируются исходные уравнения в частных производных. Это позволяет получить простые аналитические выражения для первеанса системы, являющегося функцией межэлектродного расстояния и угла раствора клина, либо конуса.

1. Child C.D. // Phys. Rev. 1911. V. 32. P. 492.
2. Langmuir I. // Phys. Rev. 1913. V. 2. P. 450.
3. Кирштейн П., Кайно, Г., Уотерс У. Формирование электронных пучков. М.: Мир, 1970. 600 с.
4. Finn J.M., Antonsen T.M., Manheimer W.M. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1988. V. 16. P. 281.

ДИНАМИКА ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ МНОГОСЛОЙНЫХ МИШЕНЕЙ, ОБЛУЧАЕМЫХ МОЩНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

*Волков Н.Б.*¹, Лейви А.Я.¹, Майер А.Е.², Талала К.А.²,
Яловец А.П.²*

¹ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург, ²ЮУрГУ, Челябинск

**nbv@ami.uran.ru*

В последнее время мощные потоки излучения широко используются для модификации свойств материала. Так радиационная обработка мишени типа «пленка–подложка» электронными пучками используется для увеличения адгезии пленки и подложки вследствие перемешивания материала покрытия и подложки [1]. В предлагаемом докладе при моделировании динамики поверхностных слоев многослойных мишеней при электронном облучении в качестве основных механизмов, приводящих к перемешиванию, рассматриваются неустойчивость Релея–Тейлора контактной границы и конвективная неустойчивость. Развитие неустойчивости Релея–Тейлора в системе пленка–подложка рассматривалась в рамках потенциального течения несжимаемой жидкости. В работе был использован метод локальных преобразований [2], позволяющий моделировать динамику поверхности раздела слоев без расчета течения в объеме сплошной среды. Мишень при облучении электронным пучком нагревается неравномерно по толщине. Это создает условия, способствующие развитию конвективного движения и перемешивания. Конвективное перемешивание нами описывалось системой уравнений Буссинеска с граничными условиями на облучаемой поверхности мишени, учитывающими зависимость капиллярных сил от температуры. Компьютерный эксперимент, проведенный нами, показал, что основным механизмом жидкофазного перемешивания является термокапиллярная конвекция. Установлено, что для осуществления конвективного течения необходимо, чтобы длительность импульса была меньше характерного времени теплопроводности. Показано, что в зависимости от режима облучения, термокапиллярная конвекция обеспечивает перемешивание слоев, толщина которых составляет 1–10 мкм. Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 06-08-00355), а также Президиума УрО РАН в рамках программы фундаментальных междисциплинарных исследований, выполняемых совместно сотрудниками УрО, СО и ДВО РАН.

1. Бойко В.И., Валяев А.Н., Погребняк А.Д. // УФН. 1999. Т. 169. № 11. С. 1243.

2. Волков Н.Б., Майер А.Е., Талала К.А., Яловец А.П. // Физика экстремального состояния вещества–2004. Черногловка: ИПФХ РАН, 2004. С. 155.

**МЕХАНИЗМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ И РЕЛАКСАЦИИ
СИЛЬНО НЕРАВНОВЕСНОГО СОСТОЯНИЯ
ОБЛУЧЕННОГО УЛЬТРАКОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ
ЭЛЕКТРОННОГО И ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
МЕТАЛЛА**

*Волков Н.Б.*¹, Кундикова Н.Д.¹, Лейви А.Я.¹,
Яловец А.П.²*

¹ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург, ²ЮУрГУ, Челябинск

**nbv@ami.uran.ru*

Взаимодействие ультракороткого электронного и лазерного излучения с металлом существенно нелинейно. Поскольку длительность импульса облучения может быть много меньше времени релаксации по импульсам электронов и фононов, а также времени электрон-фононной релаксации, неравновесная система электронов и фононов обладает временной и, возможно, пространственной памятью. Моделирование взаимодействия ультракоротких импульсов электронного и лазерного излучения с металлом в рамках двухтемпературного приближения демонстрирует длительное существование ударно-волновых процессов после окончания импульса [1]. При этом скорость деформаций растяжения может достигать 10^9 с^{-1} . Этот факт указывает на необходимость учета генерации дефектов и микроразрушения при построении моделей релаксации сильно возбужденного состояния металла. Мощный пикосекундный электронный пучок с субпикосекундными фронтами наряду с непосредственной генерацией электрон-дырочной плазмы возбуждает плазмоны, неравновесные фононы, генерирует дефекты и создает микроразрушения. Интенсивное лазерное излучение, в основном, поглощается при многофотонных процессах генерации неравновесной электрон-дырочной плазмы, в процессе релаксации которой генерируются плазмоны, и возникает сильная ленгмюровская турбулентность, являющаяся основным нелинейным механизмом поглощения лазерного излучения в классической плазме.

Предложены теоретические модели, учитывающие указанные физические явления. Электромагнитное поле ультракороткого электронного и лазерного излучения при этом считается (квази)классическим. Проведено аналитическое исследование и моделирование механизмов

релаксации. Полученные результаты качественно и количественно согласуются с известными экспериментами.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 06-08-00355), а также Президиума УрО РАН в рамках программы фундаментальных междисциплинарных исследований, выполняемых совместно сотрудниками УрО, СО и ДВО РАН.

1. Волков Н.Б., Кундикова Н.Д., Лейви А.Я., Майер А.Е., Яловец А.П. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. № 2. С. 43.

РАЗРУШЕНИЕ СЛОИСТЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МИШЕНЕЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

*Мещеряков А.Н.^{*1}, Демидов Б.А.², Ефремов В.П.¹,
Петров В.А.²*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²РНЦ КИ, Москва

**targon@ihed.ras.ru*

Полимерные материалы широко используются в качестве элементов ракетно-космической техники (РКТ). Оценка устойчивости работы таких конструкций под действием импульсных нагрузок требует экспериментальной информации о поведении широкого класса полимеров в условиях интенсивного облучения.

В настоящее время не существует адекватной модели трехмерного разрушения полимерных материалов при интенсивном импульсном облучении. Это вызвано сложностью их внутренней структуры и нелинейными прочностными свойствами.

Одним из способов импульсного нагружения материала является поглощение им потока ионизирующего излучения. Если время импульса облучения существенно меньше времени акустической релаксации зоны энерговыделения, то процесс нагрева происходит изохорически и сопровождается быстрым ростом давления. В результате распада теплового разрыва образуется импульс давления, движущийся вглубь образца.

В данных экспериментах в качестве источника энергии использовался сильноточный ускоритель электронов «Кальмар» (энергия 0.3 МэВ, ток ≤ 20 кА, длительность 100 нс на полувысоте). Профили тока и напряжения пучка от времени регистрировались в каждом опыте, диаметр пучка контролировался камерой-обскурой. Облучение производилось вырезанной плоской частью электронного пучка, что

обеспечивало начальную одномерность воздействия. Во всех опытах образцы были много больше диаметра пучка, что обеспечивало отсутствие краевых эффектов (т.е. возмущения распространялись как в полупространстве). Характерные диаметры облучающего пучка были 8–12 мм.

Динамика распространения трещин в полимерах изучалась с использованием быстрой кадровой съемки. Обнаружено, что имеется два типа разрушения исследуемых материалов в начале процесса. В одних (полистирол) трещины в динамике растут за ударной волной, непосредственно из зоны энерговыделения. В других (ПММА, эпоксидная смола), у зоны энерговыделения наблюдается прозрачный неповрежденный участок, только после прохождения которого возникают трещины. Этот участок находится в области одномерного нагружения материала. Толщина прозрачного участка составляет 3.5–5 мм. Прозрачный участок сохраняется после облучения. Измерены скорости распространения области трещин в исследуемых мишенях.

Изучались сплошные и слоистые мишени из полистирола, полиметилметакрилата и эпоксидной смолы.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПУЧКАХ, СКОЛЬЗЯЩИХ ВДОЛЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Жиляков Л.А. , Костановский А.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**lev@iht.mpei.ru*

Исследования скользящего взаимодействия пучков ускоренных заряженных частиц с диэлектрической поверхностью, проведенные в последние годы [1, 2] выявили ряд интересных особенностей, свойственных такому взаимодействию. В частности, здесь наблюдается самоорганизованная изоляция частиц пучка от стенок. При использовании конических диэлектрических каналов удалось повысить концентрацию частиц в пучках на 4 порядка [3].

В настоящей работе на основе результатов компьютерного моделирования и реального физического эксперимента с пучками ускоренных протонов проведена оценка концентрации заряженных частиц в скользящих пучках в пристенной области около диэлектрической поверхности. В эксперименте пучки протонов пропускались через протяженный плоский диэлектрический канал, к которому было приложено

отклоняющее напряжение (измерительный конденсатор). Измерение величины заряда, накопленного на поверхности диэлектрика (стекла) проводилось путем измерения заряда на тестовом конденсаторе, последовательно соединенного с измерительным конденсатором, внутренняя поверхность которого облучалась пучком протонов. Энергия протонов составляла 100, 200 и 300 кэВ. Измерения показали, что величина заряда, образовавшегося на поверхности стекла при скользящем взаимодействии пучков протонов, не зависит от энергии пучков. Полученные экспериментальные данные позволяют оценить величину концентрации протонов в скользящих пучках как равную $10^{13} - 10^{14} \text{ м}^{-3}$, что практически равно пределу по объемному заряду для пучков при магнитном удержании (предел Чайлда–Ленгмюра).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 05-02-16007.

1. Stolterfoht N., Hoffmann V., Hellhammer R., et al. // NIM. 2003. V. 203. P. 246.
2. Вохмянина К.А., Жиляков Л.А., Похил Г.П., и др. // Известия РАН. Сер. физическая. 2006. Т. 70. № 6. С. 828.
3. Nebiki T., Yamamoto T., Narusava T., et al. // J. Vac. Sci. Technol. A. 2003. V. 21. № 5. P. 1671.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКОВ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ С УЧЕТОМ УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ МАТЕРИАЛА

*Матвеев А.В.^{*1}, Tahir N.A.², Ким В.В.¹,
Ломоносов И.В.¹, Острик А.В.¹*

¹ИПХФ РАН, Черноголовка, Россия, ²GSI, Darmstadt, Germany

**matveichev@fcp.ac.ru*

При планировании экспериментов LAPLAS [1] необходимо проведение численного моделирования процесса обжигания водорода цилиндрической мишенью из свинца. Такое моделирование проводилось с использованием гидродинамического кода BIG-2 [2], однако необходимо проанализировать влияние учета дополнительных свойств вещества на результаты численного моделирования. Для этого было проведено расчеты взаимодействия кольцевого пучка урана (внутренний радиус — 1.0 мм, внешний радиус — 1.5 мм, 1 ГэВ/нуклон, $5 \cdot 10^{11}$ частиц, длительность — 50 нс) со свинцовой (золотой) мишенью (внутренний

радиус — 0.4 мм, внешний радиус — 3 мм, длина — 5 мм) в двух постановках: гидродинамической и с учетом упруго-пластического деформирования свинца (золота) при помощи метода конечно-размерных частиц в ячейке [3]. По причине того, что результаты моделирования практически не отличались для двух приближений, было проведено моделирование свинцовой мишени с завышенных в 10 раз модулем сдвига и завышенным в 300 раз напряжением течения. В данном случае на профиле давления можно было выделить упругий предвестник, распространяющийся с продольной скоростью звука. Из проведенного численного моделирования можно сделать вывод, что для данного набора материалов и мощности пучка влиянием упруго-пластических эффектов можно пренебречь.

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 06-02-04011-ННИО_а и программ Президиума РАН «Фундаментальные проблемы информатики и информационных технологий», «Исследования вещества в экстремальных условиях».

1. Tahir N.A., Deutsch C., Fortov V.E., Geil B., Hoffmann D.H.H., Lomonosov I.V., Piriz A.R., Shutov A., Temporal M., Udrea S., Varentsov D. // GSI Plasma Annual Report. 2004. P. 27.
2. Fortov V.E., et al. // Nucl. Sci. Eng. 1996. V.123. P. 169.
3. Ким В.В., Ломоносов И.В., Шутов А.В. // Сб. тезисов научно-координационного совещания-симпозиума «Проблемы физики ультракоротких процессов в сильнонеравновесных средах: эксперимент, теория, компьютерное моделирование», 2003. С. 18

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНАМИ НА НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПЛОСКИХ ПРЕГРАД

Григорьев Д.А. , Острик А.В., Султанов В.Г.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**grad@fncp.ac.ru*

При численных исследованиях многомерных нестационарных процессов, сопровождающих облучение преграды пучком тяжелых ионов, объемное энерговыделение рассчитывается, как правило, без учета перераспределения энергии электронами, образующимися при взаимодействии ионов с атомами мишени [1]. Помимо физического обоснования справедливости такого приближения для высокоэнергетичных

тяжелых ионов важным аргументом при выборе модели энерговыделения в ряде случаев выступает сложность совместного расчета нестационарных процессов и переноса ионов с учетом образования вторичных частиц. Однако, совершенно очевидно, что при достаточно высоких энергиях ионов неучет влияния переноса энергии электронами на профиль энерговыделения может привести к недопустимым погрешностям в параметрах нестационарных процессов в облучаемой мишени [2].

В работе предлагается приближенный метод расчета энерговыделения в преграде, облучаемой пучком высокоэнергетичных тяжелых ионов, в котором вокруг каждой разыгрываемой траектории иона строится область энерговыделения, формирующаяся при торможении электронов. При таком подходе отпадает необходимость в численном моделировании траекторий электронов, что существенно упрощает алгоритм и позволяет в первом приближении учесть влияние перераспределения энергии вторичными частицами на нестационарные процессы в облучаемой преграде.

В результате систематических расчетов облучения плоских металлических преград построены области параметров воздействующих пучков тяжелых ионов, где при определении параметров нестационарных процессов в мишени требуется учет перераспределения энергии электронами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ №06-02-04011-ННИО_а и программ Президиума РАН «Фундаментальные проблемы информатики и информационных технологий», «Исследования вещества в экстремальных условиях».

1. Ким В.В., Ломоносов И.В., Матвейчев А.В., Острик А.В., Султанов В.Г., Шутов А.В. // Международный семинар «Супервычисления и математическое моделирование» (Саров, 5–8 ноября 2004 г.). Тезисы докладов. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2004. С. 51.
2. Грибанов В.М., Острик А.В. // Тезисы XXI Международной конференции «Уравнения состояния вещества». Эльбрус, 1–6 марта 2006 г. С. 117–118.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ ТЯЖЕЛОИОННОГО НАГРЕВА СПЛОШНЫХ И ПОРИСТЫХ МИШЕНЕЙ

*Шутов А.В.*¹, Иосилевский И.Л.²*

¹ИПХФ РАН, Черноголовка, ²МФТИ, Долгопрудный

**shutov@icp.ac.ru*

Преимущества объемного тяжелоионного нагрева ультрадисперсных пористых мишеней для исследований теплофизических свойств веществ обсуждалось в работах [1, 2]. В данном сообщении приводятся результаты сравнительного численного моделирования воздействия пучка тяжелых ионов с умеренным энерговыделением (~ 1 кДж/г) на сплошные и пористые фольги-мишени. Моделирование проведено 2D-кодом VIC2 [3] с использованием широкодиапазонных УРС [4] и данных по тормозной способности ионов из кода SRIM [5]. Прямым моделированием продемонстрировано существенное различие гидродинамики разлета сплошных и пористых мишеней. На примере мишеней из тяжелых металлов исследована зависимость масштаба неоднородности нагрева пористых мишеней (по плотности и температуре) от величины пористости и уровня дисперсности материала при фиксированных параметрах пучка. Исследованы детали гидродинамики поверхности мишени, сопутствующие моменту «схлопывания» пор и переходу от медленного квази-изобарического расширения мишени к квази-изохорическому нагреву сердцевины и адиабатическому разлету поверхности образца.

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ №06-08-01166 и 06-02-04011-ННИО_а; Гранта CRDF MO-011-0 и программ Президиума РАН «Фундаментальные проблемы информатики и информационных технологий», «Исследования вещества в экстремальных условиях».

1. Iosilevskiy I., Gryaznov V. Heavy Ion Beam in resolution of the Uranium critical point problem, Proc. of XIV Int. Conference «Heavy Ion Inertial Fusion». Moscow: ITER Publishing, 2002. P. 98.
2. Иосилевский И.Л., Грязнов В.К., Ромадинова Е.А., Украинец А.В. // Физика экстремальных состояний вещества—2005 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черноголовка: ИХПФ, 2005. С. 125.
3. Fortov V.E., Goel B., Munz C.-D., Ni A.L., Shutov A.V., Vorobiev O.Yu. // Nucl. Sci. Eng. 1996. V. 123. P. 169–189.
4. Бушман А.В., Ломоносов И.В., Фортов В.Е. Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии. Черноголовка: ИХФ

РАН, 1992.

5. Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U. The Stopping and Range of Ions in Solids. New York: Pergamon Press, 1985.

ФОРМИРОВАНИЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ И СИЛИЦИДОВ ЭРБИЯ В КРЕМНИИ ПРИ ИМПУЛЬСНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

*Баязитов Р.М.¹, Баталов Р.И.*¹, Нурутдинов Р.М.¹,
Крыжков Д.И.², Ивлев Г.Д.³, Гайдук П.И.⁴*

¹КФТИ КазНЦ РАН, Казань, Россия,

²ИФМ РАН, Нижний Новгород, Россия,

³ИЭЛ НАНБ, Минск, Беларусь, ⁴БГУ, Минск, Беларусь

*batalov@kfti.knc.ru

Имплантация ионов эрбия (Er^+) в Si является одним из основных методов формирования светоизлучающих в области 1.5-1.6 мкм слоев Si:Er. Несмотря на высокотемпературный отжиг имплантированные слои Si содержат большое число дефектов, приводящих к гашению люминесценции, что ограничивает эффективность светоизлучающих приборов. Альтернативой термическому отжигу могут быть воздействия на имплантированные слои мощными лазерными, ионными или электронными импульсами наносекундной длительности, которые эффективно устраняют имплантационные дефекты в процессе быстрой жидкофазной рекристаллизации. В данной работе изучено формирование твердых растворов и силицидов эрбия в Si в результате импульсных воздействий. Монокристаллы n -Si (100) были имплантированы ионами Er^+ с энергией $E = 100$ кэВ в диапазоне доз $\Phi = 10^{15} - 10^{17}$ см⁻². Отдельные кристаллы Si были дополнительно имплантированы ионами кислорода (O^+) с энергией $E = 40$ кэВ и с дозой $\Phi = 10^{17}$ см⁻². После имплантации образцы Si были подвернуты импульсной обработке лазерными ($\lambda = 0.69$ мкм, $\tau = 80$ нс, $W = 1-2$ Дж/см²) или ионными (C^+ , $E = 300$ кэВ, $\tau = 50$ нс, $W = 1-2$ Дж/см²) пучками. Структурные и оптические свойства слоев Si:Er исследованы методами рентгеновской дифракции, просвечивающей электронной микроскопии, Резерфордского обратного рассеяния и фотолюминесценции (ФЛ). Установлено, что импульсная обработка слоев Si:Er сопровождается эпитаксиальной кристаллизацией аморфных слоев, приводит к образованию ячеистых структур и к синтезу мелкозернистых поликристаллических силицидов эрбия. Глубинное распределение атомов Er в Si зависит от концентрации примеси: при низких дозах имплан-

тации примесь вытесняется к поверхности (сегрегация), при высоких дозах - диффундирует вглубь кристалла Si. Со-имплантация Si ионами O^+ и Er^+ уменьшает эффект сегрегации, позволяя создавать более однородно легированные слои. Слои Si:Er, подвергнутые импульсной и термической обработке обладают фотолюминесцентными свойствами в ближней ИК области при $T=77$ К, что выражено в интенсивных сигналах ФЛ на длинах волн 1.54 и 1.13 мкм.

ПОЛУЧЕНИЕ ОКСИДОВ ТИТАНА И ЦИРКОНИЯ ПУТЕМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ С ИХ ГИДРОКСИДАМИ

Николаенко И.В. , Штин А.П., Швейкин Г.П.*

ИХТТ УрО РАН, Екатеринбург

**nikolaenko@ihim.uran.ru*

В данной работе было уделено внимание исследованиям, позволяющим охарактеризовать специфические процессы, протекающие при микроволновой обработке гидроксидов переходных металлов, а также определение влияния продолжительности микроволновой обработки на микроструктуру образующихся оксидных порошков.

Как известно, гидроксиды Me содержат молекулы воды, которые обладают значительным дипольным моментом и из-за своей электронной нейтральности они жестко не закреплены в кристаллической структуре, поэтому способны к переориентации и вращению под действием микроволнового поля. Следовательно, гидроксиды будут эффективно взаимодействовать с электромагнитным полем при комнатной температуре с последующим саморазогревом до характерной максимальной температуры.

Исследования проводили на свежесажженных гидроксидах титана и циркония, отмытых от солевых примесей. Навески массой 45–50 г в кварцевых лодочках подвергались обработке электромагнитным полем частоты 2450 МГц и мощности 700 Вт.

На образцах гидроксида титана при разогреве до температуры не выше 225°C за 15 минут образуется однофазный оксид титана структуры анатаз. Из гидроксида циркония с максимальной температурой 190°C после 20 минутной обработки получается аморфный оксид циркония. Следовательно, для осуществления синтеза оксидных фаз микроволновым разложением гидроксидов необходимо использовать термически нестабильные соединения с низкой температурой начала формирования оксидной фазы.

Если использовать в виде добавки сажу, которую добавляли в растворы до осаждения гидроксидов, то можно добиться увеличения скорости и максимальной температуры разогрева образцов с получением высокотемпературных оксидных фаз, а также снизить температуру твердофазного взаимодействия. Так за 8–10 минут при $T = 500\text{--}550^\circ\text{C}$ образуется оксид титана рутильной модификации и оксид циркония моноклинной структуры.

Полученные результаты можно объяснить только механизмом микроволнового нагрева, при котором происходит равномерное распределение тепла и одновременное образование зародышей оксидных фаз по всему объему образца, что существенно сокращает время и снижает температуру получения однофазного оксида переходного металла.

Работа выполнена при финансовой поддержке НШ-8380.2006.3.

ОПТИМИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ СФЕРОПЛАСТИКА ДЛЯ ЗАЩИТЫ ОТ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

*Грибанов В.М.*¹, Острик А.В.²*

¹12 ЦНИИ МО РФ, Сергиев Посад, ²ИПХФ РАН, Черноголовка

**vgrib@zmail.ru*

Для защиты летательных аппаратов от механического действия высокоинтенсивных потоков излучений и частиц [1] во многих случаях оказывается эффективным использование гетерогенных покрытий (ГП) с дисперсным микросферическим наполнителем [2]. Варьированием массовым содержанием и структурой этого наполнителя удается создавать покрытия с заданными защитными характеристиками. Определение структуры такого покрытия возможно лишь посредством решения оптимизационной задачи, для получения которого требуется использование инженерных методов расчета параметров механического действия излучения. При расчете начального профиля давления в ГП используется метод элементарной ячейки [3]. Необходимые для расчетов профили энерговыделений в компонентах ГП вычисляются в приближении фотопоглощения по средней энергии спектра в каждом сечении защитного слоя. Сравнение с результатами расчета методом Монте-Карло показывает, что в рассматриваемом случае учет процессов рассеяния и флуоресценции практически не влияет на профили энерговыделений. Более существенным оказывается вынос энергии из тонкого слоя металлического покрытия микросфер вторичным электронным излучением, который также рассчитывался приближенно по

средней энергии спектра в каждом сечении ГП. Целью решения оптимизационной задачи являлось нахождение покрытия минимальной массовой толщины, обеспечивающего заданный уровень ослабления излучения и отсутствие отколов в защищаемой конструкции (оболочке из органопластика толщиной 10 мм). Варьируемыми параметрами были радиусы микросфер (от 20 до 70 мкм) и толщины напыляемого на них металла (от 1 до 4 мкм). Для поиска оптимума использовался алгоритм, реализующий метод наискорейшего спуска.

1. Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадинова Е.А. Численный код для расчета многократного комплексного действия излучений и частиц на многослойный многофункциональный гетерогенный плоский пакет. Черноголовка: ИПХМ РАН, 2006. 92 с.
2. Острик А.В., Потапенко А.И. // Конструкции из композиционных материалов, 2001. Вып. 1. С. 48–53.
3. Острик А.В. Термомеханическое действие рентгеновского излучения на многослойные гетерогенные преграды в воздухе. М.: НТЦ «Информтехника», 2003. 160 с.

БЫСТРОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА РАВНОВЕСНОГО И НЕУСТОЙЧИВОГО МАГНИТНЫХ СОСТОЯНИЙ В ПРОВОЛОЧНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

*Беспалов Е.В.*¹, Вяткин В.С.², Дорофеев Г.Л.²,
Ефремов В.П.¹, Краснопёров Е.П.², Куроедов Ю.Д.²,
Фортвов В.Е.¹*

¹ ИТЭС ОИВТ РАН, ² РНЦ КИ, Москва

**bev@ihed.ras.ru*

Использование сверхпроводников при создании энергетических систем и развитие методов получения сильных магнитных полей требуют детального изучения быстрых режимов разрушения сверхпроводимости. Целью работы является исследование неустойчивостей, которые могут возникать и развиваться в проволочных сверхпроводниках.

Исследовался механизм распространения нормальной фазы в проволочных сверхпроводниках 2-го рода из NbTi и NbZr в метастабильном состоянии (значения транспортного тока j_c , протекающего по образцу, близки к пороговым значениям). Инициированная локальным изменением внешнего магнитного поля, движущаяся волна разрушения термомагнитной неустойчивости (ДВРМН) распространяется вдоль проволочки со скоростью ~ 11 км/с в NbZr и ~ 3 км/с в

NbTi. При плотности тока $\sim 10^9$ А/м² с определенной временной задержкой вслед за ДВРМН распространяется нормальная фаза со скоростью ДВРМН. При этом процесс носит лавинообразный характер и является самоподдерживающимся.

Для регистрации проникающего вглубь образца магнитного потока была разработана и опробована одновитковая регистрация (диаметр проволоочки витка ~ 50 мкм). В рамках модели критического состояния была определена форма раздела фаз (неустойчивой и равновесной) при ДВРМН и коэффициент магнитной диффузии, который хорошо совпал с теоретическим значением.

Такие же эксперименты были выполнены с проволочным сверхпроводником 1-го рода — свинцом. При всех исследованных режимах транспортного тока и магнитного поля распространения ДВРМН и нормальной фазы, как это наблюдается в исследованных сверхпроводниках 2-го рода, не обнаружено.

Из сохранённых после эксперимента NbTi образцов (толщина ~ 90 мкм) были изготовлены поперечные шлифы, которые исследовались с помощью оптической и электронной микроскопии. Обнаруженные изменения обсуждаются.

Работа выполнена при поддержке программы «Организация и финансирование работ молодых ученых РАН по приоритетным направлениям фундаментальных исследований».

О МЕТОДАХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ДИСПЕРСНЫХ ТЕПЛО- И ОГНЕЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТОКОВ

Русин С.П.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

spru7in@iht.mpei.ac.ru

Объектом исследования являлись тепло- и огнезащитные материалы на основе природных минералов типа вспученного вермикулита. Указанные материалы для тепло- и огнезащиты могут быть использованы в виде: 1) диспергированного слоя, заключённого между двумя поверхностями; 2) композиции, состоящей из нескольких компонентов, включая связующие; 3) защитного покрытия, наносимого на конструкцию, подверженную воздействию высокоэнергетических потоков; 4) высокопористого материала, содержащего замкнутые поры, либо име-

ющего пластинчатую структуру. Отметим, что исследуемый материал может содержать все указанные структуры. Кроме того, компоненты, входящие в состав природного минерала, могут меняться в значительных пределах в зависимости от месторождения. Рассматривается основная структура в виде дисперсной системы. Остальные структуры являются её частным случаем. Как известно, теплоперенос через дисперсную среду при высоких температурах и отсутствии внутренних источников тепла осуществляется: тепловым излучением от частицы к частице и от поверхностей, ограничивающих дисперсный слой к частице; тепловым излучением через внутренние поры самих частиц; кондукцией в месте контакта частиц; кондукцией по самой частице, которая может содержать включения из различных материалов.

На данном этапе в задачу входило следующее. На основании современной теории сложного теплообмена получить, возможно, более простые и достаточно точные параметрические зависимости для экспериментального исследования теплопереноса через дисперсную среду. Требование простоты формул подразумевает минимальное число теплофизических параметров для описания теплопередачи в дисперсном слое с заданной точностью. Кроме того, теплофизические параметры должны быть выбраны таким образом, чтобы они однозначно были связаны с температурой и возможно меньше зависели от неё. Предложено эффективную теплопроводность материалов, типа вспученного вермикулита, определять на основании параметрической модели по информации о плотности теплового потока, проходящего через слой, и соответствующего перепада температур в слое для нескольких близких стационарных режимов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-08-01561).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ И ЭФФЕКТИВНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СЕЛЕКТИВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ НА ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛАХ

*Мордынский А.В.**, *Прокопченко И.В.*, *Лапин Р.С.*,
Гусев А.В., *Попель О.С.*, *Фрид С.Е.*, *Рыжиков И.А.*

ИВТ РАН, Москва

**weldi@rambler.ru*

В докладе представлены результаты работ, направленных на анализ эффективности использования оптических селективных покрытий

в солнечных коллекторах из теплостойких пластмасс, в том числе: результаты отработки методов формирования селективных поглощающих и отражающих покрытий методами вакуумного напыления на подложках из листового и сотового поликарбоната; результаты измерения спектральных характеристик поликарбонатных сотовых и монолитных листовых материалов; результаты исследования температурных режимов макетных образцов солнечных коллекторов с различными типами спектрально-селективных и неселективных покрытий на лабораторном стенде с имитатором солнечного излучения; результаты расчетных оценок эффективности использования селективных покрытий в конструкциях солнечных коллекторов и их сравнения с экспериментальными данными, полученными на лабораторном стенде; результаты тепловых испытаний полномасштабных экспериментальных солнечных коллекторов из полимерных материалов без селективных покрытий как основы для дальнейшего сравнения разрабатываемых технологий. Предварительные результаты исследований показали, что использование оптических селективных покрытий на тепловоспринимающей панели солнечного коллектора позволяет существенно повысить КПД преобразования энергии солнечного излучения в низкопотенциальное тепло (на 15–20%). Использование селективных отражающих в инфракрасном диапазоне покрытий на прозрачном ограждении также может обеспечить повышение эффективности преобразования энергии, однако, вследствие уменьшения прозрачности ограждения, энергетический эффект от использования селективных покрытий оказывается меньше.

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ № 05-08-01469 и 06-08-01530.

НАТУРНЫЕ ИСПЫТАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВОДОНАГРЕВАТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК

Сулейманов М.Ж. , Прокопченко И.В., Мордынский А.В.,
Попель О.С., Фрид С.Е.*

ИВТ РАН, Москва

**smusi@mail.ru*

В докладе представлены результаты испытаний солнечной водонагревательной установки (СВУ) в соответствии с международным стандартом ISO 9459-2:1995 в климатических условиях г. Москвы.

Основной целью испытаний солнечной водонагревательной установки в соответствии с использованной методикой является получение

ние «input-output» диаграммы, т.е. зависимости ее тепловой производительности и максимальной температуры нагрева воды в баке-аккумуляторе от дневной суммы солнечного излучения и от разности среднесуточной температуры окружающего воздуха и температуры холодной воды, которой заполняется СВУ.

Результаты испытаний могут быть использованы для предсказания долгосрочных показателей работы установки в различных климатических условиях.

Проведённые исследования показывают практическую пригодность использования данной методики при испытаниях СВУ в климатических условиях г. Москвы.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ № 05-08-01469.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И РАСЧЁТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК НА МОДЕЛИ СОЛНЕЧНОГО ГИБРИДНОГО КОЛЛЕКТОРА

Кадыров Ч.А., Сергеевский Э.Д. , Тюхов И.И.*

МЭИ, Москва

**serg@htex.mpei.ac.ru*

При использовании системы солнечного теплоснабжения изучение нестационарных процессов становится определяющим, поскольку входящее солнечное излучение меняется от сезона, времени суток, метеорологических условий. Для гибридных коллекторов, в которых используются фотоэлементы в качестве поглощающей поверхности для получения электрической и тепловой энергии одновременно, чаще всего применяются воздушные коллекторы. Для выявления тепловых характеристик одного из вариантов конструкции такого коллектора были проведены эксперименты на модельной установке состоящей из следующих элементов: теплоизлучатель КГ-220-2000, измерительная система (люксметр ТТМ-2, вольтметр М250, амперметр Ц4353, магазин сопротивлений Р33, термopара ТХК), система питания (ЛАТР, выпрямитель ВСА-6К), солнечный модуль, включающий набор фотоэлементов (производства ВИЭСХ), тепловизор ИРТИС-200.

Оптические характеристики поверхностей фотоэлементов и конструктивных элементов модуля существенно различались. Были сняты ВАХ при различных температурах и определена вырабатываемая фотоэлементами мощность и кпд.

Для математического моделирования и изучения нестационарного теплового режима солнечного коллектора выбрана схема воздушного

гибридного коллектора (с одним стеклом).

Для расчета используется одномерная модель с распределенными параметрами.

Коэффициент теплообмена за счёт конвекции вычисляется с использованием метода регулярного режима для плоского канала, а для коэффициента излучения с учётом различных оптических свойств поверхности фотоэлемента и конструкции модуля.

Аналогично для каждого из контрольных объемов воздуха в канале коллектора и стеклянного покрытия получены подобные дифференциальные уравнения. При расчёте предполагалось, что воздух не поглощает излучение и его влияние проявляется лишь через изменение граничных условий в процессе теплообмена.

Сравнение расчётных и экспериментальных данных дало хорошие результаты.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПАРОВОЙ КОНВЕРСИИ ПРИРОДНОГО ГАЗА В РЕАКТОРЕ-ТЕПЛОУТИЛИЗАТОРЕ РАДИАЦИОННОГО ТИПА

Крылов А.Н., Сергеевский Э.Д.*

МЭИ, Москва

**serg@htex.mpei.ac.ru*

В настоящее время конверсия (реформинг) природного газа с помощью водяного пара — наиболее важный процесс для промышленного производства синтетического газа, равновесный состав которого определяется температурой, давлением и соотношением метана и водяного пара. Процесс конверсии проводится при высоких температурах и давлениях и протекает с поглощением тепла.

Реформинг включает в себя ряд физико-химических процессов, среди которых несколько параллельных и последовательных химических реакций. В последнее время появились работы, где обсуждается эта проблема. Однако работ, касающихся моделирования локальных характеристик, практически нет.

В работе предложена модель с распределенными параметрами, позволяющая рассчитать химическую кинетику и тепломассобмен. На различных этапах создания расчетной методики было проведено сравнение полученных с ее помощью результатов с имеющимися литературными данными. Тарировка позволила подтвердить пригодность предлагаемой математической модели.

В качестве исследуемого объекта в работе выбран термохимический рекуперативный аппарат, представляющий собой кожухотрубный металлический рекуператор радиационного типа, в трубках которого на каталитических вставках протекает процесс конверсии.

Данная модель при решении сопряженной (излучение дымовых газов в рекуператоре, смесь природного газа и пара в реакционных элементах, стенка трубки и катализатор) позволила учесть сложное взаимодействие процессов теплообмена и химического реагирования.

Скорость конверсии природного газа зависит от многих факторов, но решающими из них являются температура и содержание метана в смеси. В исходной парогазовой смеси усредненное содержание метана составляет 21.4%. С увеличением температуры скорость конверсии возрастает, но так как содержание метана падает, то и скорость конверсии также падает.

**ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ.
ВЛИЯНИЕ ВЯЗКОСТИ**

**Фунтиков А.И.^{*1}, [Минеев В.Н.¹], Зайдель Р.М.²,
Попов Н.А.², Щербаков В.С.²**

¹ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, ²РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров

*funtikov@ihed.ras.ru

Проблема импульсного термоядерного воспламенения и горения ДТ-газа при его сферическом сжатии для большой энергии сжатия газа оболочкой или фокусировки ударной волны при достаточно хорошей симметрии сжатия не существует. Проблема возникает и до сих пор не решена при ограниченных энергиях сжатия при использовании взрыва сферических зарядов ВВ (ГДТС), лазерного излучения (ЛТС), пучков заряженных частиц (ИТС) и др. При этом сильно уменьшается возможная для зажигания масса термоядерной смеси и значительно возрастают требования к симметрии и допустимой ширине зоны перемешивания на границах слоев разноплотных материалов, в частности, в устройствах, используемых в ГДТС. В уменьшении асимметрии и перемешивания положительную роль играют проявление вязкости и прочности. Наличие вязкости приводит к экспоненциальному закону затухания возмущений на сходящейся оболочке и ударной волне [1].

Экспериментальные измерения вязкости железа и урана, используемых в качестве оболочек в системах ГДТС, были проведены методом измерения эволюции гармонических колебаний, заданных на фронте ударной волны, распространяющейся в этих материалах, в области давлений от 30 до 250 ГПа. Затухание амплитуды малых гармонических колебаний на фронте ударной волны происходит примерно на расстоянии, равном трем длинам волн. Полученные данные рассматриваются вместе с оценкам термодинамического состояния вещества. Результаты измерений вязкости железа и урана подтвердили полученные ранее закономерности по изменению вязкости при ударном сжатии. В области твердого состояния обнаружено существенное повышение вязкости. Изменение вязкости связано с конкуренцией процессов сжатия и нагрева вещества при ударном сжатии. После плавления происходит уменьшение вязкости.

Полученные значения вязкости для железа согласуются с данны-

ми статических измерений и результатами расчетов вязкости в области высоких давлений. Данные по вязкости для железа и урана при ударном сжатии также отвечают общим закономерностям изменения вязкости в области твердого и жидкого состояния вещества, установленным для алюминия и свинца [2].

1. Попов Н.А., Щербаков В.С., Минеев В.Н., Фунтиков А.И. О термоядерном синтезе при взрыве сферического заряда ВВ (проблема ГДТС) // Тезисы докладов XXXIV Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 2007.
2. Минеев В.Н., Фунтиков А.И. // УФН. 2004. Т. 174. № 7. С. 727.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНЫХ ФАКТОРОВ НА ОТКОЛЬНОЕ РАЗРУШЕНИЕ МЕТАЛЛОВ

*Канель Г.И.^{*1}, Разоренов С.И.², Зарецкий Е.Б.³*

¹*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия,*

²*ИПХФ РАН, Черноголовка, Россия,* ³*УБГ, Беер-Шева, Израиль*

**kanel@fcr.ac.ru*

С целью определить влияние микродефектов контролируемых размеров на сопротивление откольному разрушению и тем самым связать характеристики субмикросекундного разрушения со структурой материала проведена серия ударно-волновых экспериментов с образцами меди в различных состояниях. Исследовались монокристаллы чистой меди, монокристаллы меди с 0.1% кремния или алюминия, монокристаллы меди с включениями окиси алюминия или окиси кремния с размером ориентировочно ~ 350 нм и поликристаллическая медь различной чистоты. Длительность импульса ударной нагрузки варьировалась в пределах от десятков до сотен нс. Результаты измерений демонстрируют явное различие значений откольной прочности и характера откольного разрушения в зависимости от структурного состояния испытуемых образцов. Монокристалл чистой меди имеет наибольшую прочность и характеризуется быстрым завершением процесса разрушения. Поликристаллическая медь имеет наименьшее сопротивление разрушению, но процесс разрушения имеет затянутый характер. Монокристалл твердого раствора $\text{Cu} + 0.1\text{Si}$ имеет несколько меньшую прочность, чем монокристалл чистой меди, и вязкий, затянутый характер разрушения. С формированием мелкодисперсных частиц SiO_2 сопряжено дальнейшее понижение сопротивления откольному разрушению и его ускорение. При этом сопротивление откольному разру-

пению относительно толстых (2.5 мм) монокристаллов твердого раствора $\text{Cu} + 0.1\text{Si}$ и монокристаллической меди с мелкодисперсными включениями SiO_2 одинаково, значительно превышает прочность поликристаллов и близко к откольной прочности монокристаллов чистой меди. В этих опытах разрушение происходило на расстоянии 0.3 мм от поверхности образца. С трехкратным увеличением скорости деформирования и таким же уменьшением толщины откола откольная прочность твердого раствора возрастает, еще более приближаясь к прочности монокристаллической меди, а прочность кристаллов меди с частицами SiO_2 падает, приближаясь к прочности поликристаллической меди. Очевидно, что аномальное поведение откольной прочности в последнем случае связано с инициированием разрушения на хрупких включениях. Учитывая вклад диффузионных процессов в формирование оксидных включений при отжиге образцов твердого раствора, наиболее вероятной причиной аномалии представляется зависимость концентрации и размера частиц включений — очагов разрушения от расстояния до поверхности.

УДАРНАЯ АДИАБАТА И ФАЗОВЫЙ ПЕРХОД В ПОРИСТЫХ ОБРАЗЦАХ ИЗ НИТРИДА КРЕМНИЯ

Якушев В.В. , Уткин А.В., Жуков А.В.*

ИИХФ РАН, Черноголовка

**vvyakushev@mail.ru*

В данной работе проведено исследование фазового перехода β -фазы нитрида кремния с гексагональной структурой в ϵ -фазу с кубической структурой при ударно-волновом нагружении в пористых образцах в диапазоне давлений 15–50 ГПа, в том же диапазоне давлений построена ударная адиабата.

В настоящее время предполагается производить высокоплотную ϵ -фазу нитрида кремния из его β -фазы методом детонационного синтеза. В связи с этим необходимо уточнить параметры фазового перехода, определить границы существования ϵ -фазы на фазовой диаграмме, проследить развитие кинетики фазового перехода во времени и на основании этих данных определить условия максимального выхода ϵ -фазы. В данной работе исследуются условия перехода β -фазы в ϵ -фазу нитрида кремния в пористых образцах при динамическом нагружении, строится его ударная адиабата.

Образцы были изготовлены путем прессования мелкодисперсного порошка нитрида кремния, полученного методом СВС, в камере вы-

сокого давления при давлении 2 ГПа, температуре 1600°С и времени выдержки 10 минут. Остаточная пористость образцов составляла около 15%.

Нагружение образцов осуществлялось Al ударниками, разогнанными с помощью взрывных метательных устройств через Al и Cu экраны. Регистрация скорости поверхности образца осуществлялась с помощью лазерного измерителя скорости VISAR.

На полученных экспериментальных профилях массовой скорости, вопреки ожиданиям, во фронте не наблюдалось расщепление волн, обусловленное фазовым переходом. Это связано с высокой пористостью образцов. Поэтому информация о прохождении фазового перехода извлекалась из перепада массовой скорости в волне разгрузки, амплитуда которого связана со сжимаемостью материала образца.

Экспериментальные значения Δw сравнивались с предельными значениями Δw , полученными из анализа волновых взаимодействий на диаграмме давление–массовая скорость. Согласно проведенным исследованиям при давлении нагружения 30 ГПа происходит лишь частичное уплотнение пористого материала образца. При давлении нагружения 50 ГПа фазовый переход проходит не до конца. Неполное превращение даже при 50 ГПа, вероятно, обусловлено сильным разогревом пористых образцов, влияющим на кинетику фазового перехода.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 06-03-33138-а.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ ГРАФИТА НА ПАРАМЕТРЫ И КИНЕТИКУ ПРЕВРАЩЕНИЯ В АЛМАЗ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

Савиных А.С., Канель Г.И., Разоренов С.В.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**savas@fcr.ac.ru*

В данной работе исследовалось поведение при ударном сжатии образцов трех видов графита: природного графита марки ОСЧ-Т1 с гексагональной кристаллической структурой, имеющим межслоевое расстояние $d_{002}=0.3354$ нм, высокоориентированного графита монохроматорного качества с параметром трехмерной упорядоченности равному $p_3=0.68$ (межслоевое расстояние $d_{002}=0.3363\pm 0.0001$ нм), и пиролитического углерода УПВ-1 с гексагональной кристаллической решеткой, имеющей низкую степень трехмерного упорядочения $p_3=0.12$ при межслоевом расстоянии $d_{002}=0.3420\pm 0.0002$ нм. Нагружение образцов осуществлялось с помощью алюминиевых пластин ударников разогнан-

ных до скоростей 2.5 и 3.33 км/с. В экспериментах регистрировалась профили скорости поверхности контакта $u_{fs}(t)$ образца с прозрачным «окном», изготовленным из монокристалла фтористого лития, с помощью лазерного Доплеровского интерферометрического измерителя скорости VISAR.

При давлении ударного сжатия выше 20 ГПа в случаях графита монокристаллического качества и природного графита, четко регистрируется расщепление ударной волны с образованием двухволновой структуры, что является следствием резкого возрастания сжимаемости при полиморфном превращении. Параметры за фронтом первой ударной волны соответствует началу превращения графита в алмаз или алмазоподобную фазу высокого давления. Полученное значение давления превращения высокоупорядоченного графита превышает измеренное давление за первой ударной волной в прессованном графите и составляет 22.5 ГПа для высокоориентированного графита и 19.5–20 ГПа для прессованного природного графита. Результаты измерений показывают, что максимальные скорости превращения высокоупорядоченного и прессованного графита различаются мало и могут быть оценены для условий проведенных измерений как $1.5 - 3 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$.

В экспериментах с образцами пиролитического графита явных признаков превращения при давлении до 30 ГПа не фиксируется, хотя более высокая, чем ожидалось, скорость распространения волны разрежения может свидетельствовать о частичном переходе графита в алмаз с малой скоростью превращения.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН П-03 «Квантовая Макрофизика».

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ГРАФИТА ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ В СТАЛЬНЫХ МИШЕНЯХ С КОНИЧЕСКИМИ ПОЛОСТЯМИ

*Жерноклетов Д.М.¹, Миляевский В.В.*¹, Бородина Т.И.¹,
Хищенко К.В.¹, Чарахчян А.А.², Жук А.З.³,
Моздыков В.А.³*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²ВЦ РАН, ³НТЦ ЭПУ ОИВТ РАН, Москва

*vlvm@ihed.ras.ru

Экспериментально исследовались фазовые превращения графитов с различной плотностью и микроструктурой при ударно-волновом нагружении в стальных мишенях с коническими полостями. Согласно результатам численных расчетов, за счет кумуляции ударных волн

в конической мишени в экспериментах достигались давления свыше 2 Мбар, что значительно превосходит давления, которые можно получить в ампулах сохранения плоской геометрии при аналогичных параметрах нагружения. В качестве исходного материала для исследований использовался графит трех различных модификаций: ГМЗ ($\rho_{00} = 1.70 \pm 0.01$ г/см³), МПГ-7 (1.91 ± 0.03 г/см³) и MF-307 (2.01 ± 0.01 г/см³). После ударно-волнового нагружения плотность всех сохраненных образцов оказалась примерно одинаковой и составляла $\rho \simeq 2.05$ г/см³. Сохраненный материал разрезался на слои перпендикулярно оси конуса. Из каждого слоя материала изготавливалась порошковая проба, которая исследовалась методами рентгенофазового анализа. По результатам микроструктурных исследований оценивалась максимальная степень превращения графита в алмаз, имевшая место во время нагружения. Экспериментальные данные сравнивались с результатами двумерного численного моделирования. Параметры использованной при моделировании кинетической модели P_s (давление начала фазового перехода) и τ (постоянная времени, связанная со скоростью фазового превращения), которые обеспечивали наилучшее согласие результатов численного моделирования с экспериментом, приведены в таблице (d — размер области когерентного рассеяния, p_3 — параметр трехмерной упорядоченности решетки). Видно, что с ростом степени упорядоченности графита давление начала фазового превращения P_s падает, а постоянная времени τ , связанная со скоростью фазового превращения, возрастает. Работа поддержана РФФИ.

Тип графита	d , нм	p_3	P_s , ГПа	τ , мкс
ГМЗ	40	0.66	20	1.3
МПГ-7	26	0.48	28	1.1
MF-307	16	0.36	35	0.4

ИЗУЧЕНИЕ УДАРНО-ИНИЦИИРОВАННЫХ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ ФУЛЛЕРЕНА C₇₀

*Соколов С.Н.**, *Милявский В.В.*, *Бородин Т.И.*, *Жук А.З.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**real_serg@mail.ru*

Проведены исследования ударно-инициированных фазовых превращений фуллерена C₇₀ с использованиемборок сохранения плос-

кой геометрии. Исследовались две разновидности исходного материала: полифазный материал, представлявший собой смесь гексагональной плотно упакованной (ГПУ) и ромбоэдрической кристаллических модификаций фуллерена C_{70} и монофазный фуллерен C_{70} с ГПУ-структурой. Максимальные ударные давления в исследуемых образцах достигались в течение нескольких циркулирующих волн между стальными стенками ампулы сохранения (ступенчатое ударно-волновое сжатие) и составляли 8, 9, 14, 19, 23.5, 26, 36 и 52 ГПа. С целью исследования влияния температурного режима ударного сжатия на характер фазовых превращений для низких (до 19 ГПа) давлений так же были выполнены эксперименты с тонкими (20 мкм) образцами в массивных медных обкладках. Структура сохраненного материала исследовалась методами рентгенофазового анализа. Установлено, что во всем исследованном диапазоне давлений результаты ударно-волнового нагружения фуллерена C_{70} с различным исходным фазовым составом качественно совпадают. Ромбоэдрическая модификация фуллерена C_{70} полностью разрушается уже при давлении 9 ГПа. В то же время, кристаллическая модификация фуллерена C_{70} с ГПУ-структурой в условиях ступенчатого ударно-волнового сжатия не испытывает фазовых превращений вплоть до давления 9 ГПа и практически полностью исчезает из сохраненного материала только при давлении 23.5 ГПа. В области давлений 9–23.5 ГПа фиксируется фазовое превращение ГПУ-ГЦК, глубина которого увеличивается по мере увеличения интенсивности нагружения: в образцах, сохраненных после ударно-волнового нагружения C_{70} до давления 23.5 ГПа, наблюдается лишь кристаллическая модификация фуллерена C_{70} с ГЦК структурой (5% об.) и впервые фиксируется появление графитоподобного углерода (95% об.). Влияние температурного режима ударного сжатия на характер фазовых превращений в условиях наших экспериментов не очень велико — как правило, расхождение в фазовых составах сохраненных «тонких» и «массивных» образцов фуллерена не превышало 3% об. При увеличении ударного давления до 26 ГПа и выше (вплоть до 52 ГПа) происходит полное разрушение молекул фуллерена C_{70} с образованием графитоподобного углерода.

Работа поддержана РФФИ.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ФУЛЛЕРИТА C_{70} В УСЛОВИЯХ СТУПЕНЧАТОГО УДАРНО-ВОЛНОВОГО СЖАТИЯ

*Авдонин В.В.*¹, Молодец А.М.¹, Сидоров Н.С.²,
Шахрай Д.В.¹, Гольшев А.А.¹*

¹ИПХФ РАН, ²ИФТТ РАН, Черногловка

**avdonin@icp.ac.ru*

Электропроводность является одним из немногих физических свойств вещества, доступных для прямого измерения за фронтом мощной ударной волны непосредственно в области высоких динамических давлений. Достижимое в настоящее время временное разрешение таких экспериментов позволяет делать важные выводы не только о природе тех или иных превращений в сжатых веществах, но и об их кинетических характеристиках.

Данные исследования явилась продолжением работы по изучению влияния полиморфных модификаций углерода на изменение электропроводности в процессе ударно-волнового сжатия [1]. В настоящей работе измерялось сопротивление образцов поликристаллического фуллерита C_{70} в условиях ступенчатого сжатия до 25 ГПа.

В фуллерите C_{70} , как и в фуллерене C_{60} , наблюдается максимум проводимости, который подтверждает закономерность сильного необратимого изменения электросопротивления, обнаруженного ранее для фуллерита C_{60} при давлениях в области 20 ГПа. Однако максимум электропроводности для C_{70} наблюдается при меньших, чем для C_{60} давлениях. Кроме того, отличия электрических откликов фуллеритов C_{60} и C_{70} проявляется и в волне разгрузки. Так, если в фуллерите C_{60} профиль электросопротивления отслеживает профиль давления, то электропроводность фуллерита C_{70} в пределах погрешности измерений не изменяется при уменьшении давления.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 06-02-16552а, и программы «Исследования вещества в экстремальных условиях».

1. Ossipyan Y.A., Avdonin B.V., Kagan K.L., et al. // JETP Lett. 2005. V. 81. № 9. P. 471.

УДАРНЫЙ МЕТАМОРФИЗМ МИНЕРАЛОВ ПОЛОСЧАТЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛАНЦЕВ ИЛЬМЕНОГОРСКОЙ ТОЛЩИ (ЮЖНЫЙ УРАЛ)

*Белятинская И.В.^{*1}, Фельдман В.И.², Милявский В.В.¹,
Бородина Т.И.¹, Жерноклетов Д.М.¹*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²МГУ, Москва

**belyatirina@yandex.ru*

Было проведено исследование характера ударно-метаморфических преобразований в полосчатом амфиболите, состоящем из чередования темных (амфибол и плагиоклаз) и светлых (клинопироксен, скаполит и плагиоклаз) полос, при ударно-волновом нагружении в стальных ампулах сохранения плоской геометрии. Максимальное ударное давление достигалось в течение нескольких циркуляций волн в образце (ступенчатое ударно-волновое сжатие) и составляло 26, 36 и 52 ГПа. Изучение минералов, испытавших ударные нагрузки, проводилось методами оптической микроскопии, сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), микронзондового и рентгенофазового анализа.

В меланократовом образце (МЧТ) при нагрузках 26 и 36 ГПа в плагиоклазе практически не меняется состав, но увеличивается аморфизация минерала и одновременно уменьшается размер кристаллитов. На СЭМ при 36 и 52 ГПа видно слабо выраженное пластинчатое строение этого минерала. При 52 ГПа кристаллический плагиоклаз отсутствует, происходит также резкое уменьшение суммы катионов и изменение суммы Al + Si. Всё вместе свидетельствует о начале плавления минерала. Для амфибола фиксируется падение доли кристаллического вещества при увеличении амплитуды ударного давления. На СЭМ при 52 ГПа в амфиболе местами наблюдается появление пластинчатого строения. В лейкократовом образце (МЧС) изменение химического состава плагиоклаза и его плавление проявляется менее интенсивно, чем в образце МЧТ. Скаполит начинает аморфизовываться уже при 26 ГПа, но даже при 52 ГПа частично сохраняет кристаллическое строение. Независимо от нагрузки количество кристаллического клинопироксена в сохраненном материале было примерно в 1.3 раза ниже, чем в исходной породе. Однако размер его кристаллитов при нагрузках 26 и 36 ГПа сохраняется, а при 52 ГПа резко падает. Состав минерала систематических изменений не обнаруживает, но при 52 ГПа в нем четко проявляется пластинчатое строение. Появление пластинчатого строения отмечалось ранее у клинопироксена и плагиоклаза при сферической геометрии нагружения.

Анализируя полученные данные нужно отметить, что для плагиоклаза наблюдается явная корреляция интенсивности ударно-метаморфических преобразований и минерального состава исходного образца — этот минерал сильнее изменяется в ассоциации с амфиболом, чем с клинопироксеном.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ ТИТАНА ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ КАНАЛЬНО-УГЛОВОМ ПРЕССОВАНИИ. МАКРО- И МИКРОСТРУКТУРА

*Зельдович В.И.¹, Шорохов Е.В.², Фролова Н.Ю.¹,
Жгилев И.Н.², Хейфец А.Э.*¹, Хомская И.В.¹*

¹ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, ²РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск

*kheifetz@imp.uran.ru

Равноканальное угловое прессование является одним из методов получения субмикроструктурных структур в металлических материалах. Такие материалы обладают высокими механическими свойствами, и это представляет несомненный практический интерес. В РФЯЦ-ВНИИТФ предложен динамический метод канального углового прессования. В этом методе для деформации материалов используются импульсные источники энергии: энергия сжатых газов, продуктов горения пороха и др. Цилиндрический образец титана марки ВТ1-00 диаметром 16 мм был подвергнут динамическому канально-угловому прессованию. Угол поворота был 90°. Расчетная скорость образца при прохождении угла поворота аналогичная была 50–100 м/с. После прессования в образце появилась система одинаковых трещин, но он не разрушился. Образец был разрезан вдоль по средней плоскости, и была исследована его макро- и микроструктура. Форма трещин показывала, как происходит течение материала во втором канале после прохождения угла поворота. Кроме трещин, на макроструктуре были видны светлые полосы, вытянутые в продольном направлении. Микроструктурное исследование показало, что полосы представляют собой цепочки рекристаллизованных зерен на фоне деформированной структуры. Температура рекристаллизации титана расположена около 770 К. Поэтому полосы — это полосы адиабатического сдвига, в которых произошло значительное повышение температуры. Вдоль трещин также располагались цепочки рекристаллизованных зерен, что свидетельствовало о локализованной сдвиговой деформации, предшествовавшей разрушению. В основном объеме титана микроструктура

представляла собой дисперсные удлиненные зерна. Направление вытянутости зерен составляло угол $\alpha = 27\text{--}28^\circ$ с продольным направлением. Если допустить, что течение материала при прохождении угла поворота ламинарное, то угол, рассчитанный из геометрии, равен 26.5° . Этот угол соответствует деформации сдвига $\tan(90 - \alpha) = 2$. Таким образом, измеряя угол между продольным направлением и направлением вытянутости структурных составляющих, можно определить деформацию сдвига.

Работа выполнена по Программе Президиума РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях», подпрограмма «Теплофизика экстремального состояния вещества».

ВОЗДЕЙСТВИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ НА СТРУКТУРУ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ

*Астафьев В.В.^{*1}, Бродова И.Г.¹, Яблонских Т.И.¹,
Шорохов И.Н.², Жигелёв И.Н.²*

¹ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, ²РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск

**brodova@imp.uran.ru*

В работе описывается новый метод получения интенсивной пластической деформацией объемных материалов с дисперсной субмикроструктурной структурой. Реализуется он по схеме, близкой к схеме равно-канального углового прессования, но вместо пресса, в качестве рабочего тела используется энергия пороховых газов.

Деформация образцов осуществлялась при комнатной температуре, а скорость, с которой образец разгонялся с помощью пушки, изменялась от 90 до 500 м/с.

В качестве объекта исследования был выбран алюминиевый сплав АМГ6. Методами металлографии была исследована макро- и микроструктура образцов после прохождения двух каналов, радиус пересечения которых равен 1/2 диаметра канала. Кроме того, построены и сравнены зависимости изменения микротвердости по длине образцов, полученных при разных условиях эксперимента.

Проведённые исследования показали, что даже при одном проходе наблюдаются существенные структурные изменения и упрочнение материала. Установлено, что увеличение скорости движения образцов незначительно влияет на величину максимальной твердости, которая в результате деформации возрастает с 1000 до 1600 МПа. С ростом скорости наблюдается некоторая тенденция к снижению упрочнения.

Кроме того, обнаружена некоторая цикличность в изменении данного параметра, которая связана с циклическим характером продавливания образца через каналы.

Металлографические исследования показали, что независимо от скорости, основным типом структуры является полосовая структура, толщина волокон в которой меняется по длине образцов до микронного размера. Чёткая полосчатость обусловлена наличием в металле алюминидов, которые «выстраиваются» вдоль направления внешней нагрузки. Внутри полос выявляются линии скольжения и элементы субструктуры.

Работа выполнена по программе Президиума РАН. «Исследования вещества в экстремальных условиях» (Подпрограмма 1 «Теплофизика экстремального состояния») и при частичной финансовой поддержке научной школы НШ-5965.2006.3

СТРУКТУРНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ И АВТОМОДЕЛЬНОСТЬ ВОЛН ДОГРУЗКИ В МЕТАЛЛАХ

Баяндин Ю.В., Уваров С.В. , Наймарк О.Б.*

ИМСС УрО РАН, Пермь

**usv@icmm.ru*

В экспериментах J. Asay [1] установлено, что в волне догрузки происходит повторное выделение упругого предвестника и формирование автомодельного волнового фронта. Признаки автомодельности выражаются в том, что при переходе к безразмерным параметрам профили скорости свободной поверхности в зоне догрузки ложатся на единую кривую.

Разработана математическая модель, позволяющая описать этот и ряд других эффектов: расщепление ударной волны на упругий и пластический фронты; повторное расщепление при догрузке; релаксация упругого предвестника при его распространении; степенную универсальность пластического фронта. Определяющие уравнения, полученные на основе статистически обоснованного представления для неравновесного термодинамического потенциала твёрдого тела с мезодефектами, позволили описать экспериментально наблюдаемую в режиме догрузки структуру волнового фронта и подтвердить данные об автомодельности фронта волны догрузки. Природа автомодельности связана с подчинением кинетики структурной релаксации динамике коллективных мод мезодефектов, формируемых в ударной волне.

Численное моделирование формирования плоской ударной волны с

граничным условием по напряжениям в виде двух последовательных прямоугольных импульсов (догрузка) позволило описать формирование упругого предвестника, его повторное появление при догрузке и объяснить автомоделные закономерности распространения волновых фронтов. В первой волне нагрузки выделяется упругий предвестник, затем формируется пластический фронт. За пластическим фронтом идет так называемое плато (где напряжение постоянно). Введенная кинематика дефектов и вид потенциала позволили описать релаксацию девиатора напряжений на этом участке волны, что в дальнейшем приводит к возникновению упругого предвестника в волне догрузки, так как система опять способна деформироваться упруго.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-01-00863-а, 05-08-33652-а, 07-01-96004-р_урал_а) и BRNE № Y2-EMP-09-01.

1. Huang H., Asay J.R. Compressive strength measurements in aluminium for shock compression over the stress range of 4–22 GPa // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. P. 033524.

МЕХАНИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ ПРИ СКОРОСТЯХ ДЕФОРМАЦИИ ОТ 10^2 ДО 10^6 с^{-1}

*Скрипняк В.А.^{*1}, Скрипняк Е.Г.¹, Раточка И.В.²,
Дьяченко Е.Н.¹*

¹ ТГУ, ² ИФПМ СО РАН, Томск

**skrp@ftf.tsu.ru*

Проблема адекватного описания механического поведения конструкционных титановых сплавов при высоких скоростях деформации, несмотря на интенсивные исследования, остается не решенной. В данной работе представлены результаты анализа адекватности ряда известных моделей (Johnson-Cook, Zerilli-Armstrong, Steinberg-Guinan, Khan-Huang-Liang, Nemat-Nasser и др.), предложенных ранее для описания механического поведения титановых сплавов в условиях динамического нагружения. Показано, что у конструкционных титановых сплавов (Ti-6Al-4V, Ti 6-2222S, BT1-0, BT-5, BT-6 и др.) скоростная чувствительность напряжения течения и закономерности деформационного упрочнения в диапазоне скоростей деформации от 10^{-4} до $\sim 10^{+4}$ с^{-1} и от $\sim 10^{+4}$ до 10^{+6} с^{-1} различаются. Это может быть объяснено сменой микромеханизмов пластического течения. Поэто-

му, численные значения коэффициентов рассмотренных определяющих соотношений, определенные на основе данных квазистатических экспериментов, не позволяют получить удовлетворительную точность при описании высокоскоростного удара тел. Показано, что численные значения коэффициентов для конкретных марок $\alpha+\beta$ титановых сплавов зависят от размеров зерна, концентрации и характера распределения β фазы в сплаве. В этой связи, при определении коэффициентов моделей для конкретных титановых сплавов необходим учет параметров структурно-фазового состояния (концентрации α и β фаз, среднего размера зерна, отношения максимального и минимального размера зерен к среднему размеру, относительного размера микропор, отношения максимального размера микропор к среднему и др.), отражающих технологические особенности производства материала.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ ПОРИСТОЙ НАНОСТРУКТУРНОЙ КЕРАМИКИ ПРИ ИМПУЛЬСНЫХ НАГРУЗКАХ СУБМИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Скрипняк Е.Г., Скрипняк В.А., Пасько Е.Г.*

ТГУ, Томск

**skrp@ftf.tsu.ru*

Совершенствование технологий производства изделий из наноструктурной керамики требует разработки методов оценки их прочности и надежности в различных условиях нагружения, включая режимы однократных и многократных интенсивных импульсных воздействий. Данная работа посвящена изучению процесса накопления повреждений в модельных керамических материалах при воздействии ударных импульсов с субмикросекундной длительностью и амплитудами от 5 до 15 ГПа. Представлены результаты численного моделирования деформации и накопления повреждений в нанокерамике с тремя характерными структурами пористости (размерами пор от 10 до 100 нм, средним расстоянием между порами от 50 до 1000 нм и различным пространственным распределением пор). Рассмотрены модельные структуры керамики с расположением пор в зоне тройных стыков зерен, на стыках и границах зерен, с расположением пор на границах и внутри рекристаллизованного зерна. Рассмотренные типы структуры пористости формируются при различных режимах спекания нанокристаллических прессовок оксидной нанокерамики и приводят к вариациям ее физико-механических свойств. Результаты моделирования

структурированной керамики с пористостью от 1 до 12% указывают на существенную зависимость степени поврежденности ударно-сжатой пористой керамики от амплитуды ударного импульса. Предел упругости Гюгонио наноструктурной оксидной керамики зависит не только от интегральной пористости, но и соотношения размеров пор и размеров зерна. При одинаковой пористости, концентрация нанопор в области границ зерна вызывает снижение сдвиговой прочности оксидной керамики. Обнаружено, что появление бимодального распределения массовой скорости на мезоскопическом уровне во фронте ударной волны сопровождается зарождением микротрещин. Появление бимодального распределения параметров течения во фронте волны объемного сжатия может быть интерпретировано как формирование диссипативной структуры в деформируемой керамике, представляющей открытую термодинамическую систему. При амплитудах ударного сжатия, превышающих удвоенную амплитуду упругого предвестника, образования диссипативных структур отмечено не было. Условия образования диссипативных структур и время их формирования в наноструктурной керамике с определенной структурой пористости зависят от амплитуды импульса нагружения.

ПОВРЕЖДАЕМОСТЬ МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ В УСЛОВИЯХ УДАРНОВОЛНОВЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

*Скрипняк В.А., Каракулов В.В.**

ТГУ, Томск

**valery@ftf.tsu.ru*

В работе представлены результаты компьютерного моделирования ударноволнового нагружения металлокерамических композиционных материалов с алюминиевой матрицей. Исследовалась повреждаемость керамического наполнителя в модельных образцах стохастических композитов SiC-Al, Al₂O₃-Al, B₄C-Al с объёмным содержанием керамики от 25 до 65%.

При моделировании композиционный материал рассматривался как среда с внутренней структурой, состоящая из матрицы и хаотически распределённых в ней включений. Рассматривались варианты структуры с включениями различной формы и характерного размера, который изменялся в интервале от 3 до 10 мкм. Деформация модельного объёма структурированной среды моделировалась в двумерной пространственной постановке. На поверхности модельного объёма задава-

лись граничные условия, обеспечивавшие нагружение плоской ударной волной. Для описания механического поведения керамических включений применялась модель повреждаемой упруго-хрупкой среды, для алюминиевой матрицы — модель упруго-вязкопластической среды с упрочнением.

Результаты моделирования показали, что при нагружении металл-керамических композитов ударными волнами с амплитудой напряжений, сравнимой с пределом прочности керамического компонента, включения, непосредственно прилегающие к поверхности нагружения полностью разрушаются, а расположенные внутри материала повреждены значительно меньше или остаются неповреждёнными.

При моделировании обнаружено, что в композитах с объёмным содержанием керамического наполнителя выше 50%, при нагружении ударными волнами с амплитудой напряжений превышающей предел прочности керамики в 2–3 раза, возможно формирование внутренних областей в которых включения полностью разрушены или повреждены значительно больше чем вне области. Результаты моделирования показали, что появление таких областей может быть связано с образованием диссипативной структуры во фронте ударной волны.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКОЛА В ПММА

Мерзиевский Л.А. , Воронин М.С.*

ИГиЛ СО РАН, Новосибирск

**merzh@hydro.nsc.ru*

Для моделирования явления откола в ПММА сформулирована модель вязкоупругого тела максвелловского типа, ранее хорошо зарекомендовавшая себя при моделировании ударно-волновых процессов в металлах. Для её замыкания построено уравнение состояния ПММА при нешаровом тензоре деформаций, справедливое для области ударных волн достаточно высокой интенсивности, описываемой соответствующей ударной адиабатой. Замыкающие соотношения включают зависимость времени релаксации касательных напряжений от параметров, характеризующих состояние среды, которое построено на основе описания физических механизмов необратимого деформирования полимерного материала. В качестве критерия разрушения использовано обобщение кинетического критерия на реализующийся диапазон долговечности. Результаты расчетов сравниваются с данными экспериментов, полученными с помощью СИ и экспериментальными результатами других авторов. Работа выполнена при поддержке гранта

ИМПУЛЬСНОЕ РАСТЯЖЕНИЕ ЖИДКОСТЕЙ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗАМЕРЗАНИЯ

Сосиков В.А. , Уткин А.В.*

ИИХФ РАН, Черноголовка

**vaso@icp.ac.ru*

Изучению поведения жидкостей при отрицательных давлениях посвящено большое количество работ. В то же время количество экспериментальных исследований, явно не достаточно. Крайне ограничено количество работ, в которых анализируется влияние скорости деформирования на прочность жидкости, тогда как данная зависимость позволяет получить дополнительную информацию о кинетике зарождения и роста пор. Представляет также интерес изучение прочности жидкости вблизи температуры плавления, т.к. именно в её окрестности проявляются релаксационные свойства среды, влияющие на кинетику разрушения.

Эксперименты, проведённые с глицерином при температуре близкой к точке замерзания, дают возможность сделать предположение о большой чувствительности жидкостей, находящихся в окрестности фазового перехода, к условиям нагружения, таким как амплитуда падающего импульса, скорость деформирования. Для проверки этого утверждения были проведены ударно-волновые эксперименты с водой вблизи 0°C, гексадеканом и пентадеканом при начальной температуре 19°C (пентадекан и гексадекан имеют температуры замерзания 10 и 19°C соответственно).

Выявлена резкая зависимость величины откольной прочности воды от скорости деформирования, что не наблюдалось вдали от точки её фазового перехода. Показано, что в опытах реализуется фазовое состояние, соответствующее области двойной метастабильности.

Обнаружен двухстадийный характер разрушения гексадекана вблизи его температуры замерзания (19°C). В отличие от этилового спирта в данном случае наблюдается резкий характер зависимости величины порога начала разрушения от скорости деформирования. Кроме того, в гексадекане двухстадийный характер разрушения проявляется только после того, как амплитуда падающего импульса превысит пороговое значение, составляющее примерно 250 МПа.

Изучены особенности разрушения пентадекана в окрестности температуры плавления. Обнаружено, что величина откольной прочности

возрастает с ростом амплитуды падающего импульса, тогда как во всех исследованных ранее жидкостях наблюдалось падение откольной прочности с ростом амплитуды импульса сжатия.

ДИНАМИКА ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ АЭРОГЕЛЯ ПРИ УДАРНОМ НАГРУЖЕНИИ

Мержиевский Л.А. , Прууэл Э.Р., Лукьянчиков Л.А.,
Тен К.А., Титов В.М.*

ИГиЛ СО РАН, Новосибирск

**merzh@hydro.nsc.ru*

Аэрогель является фрактальным кластером в масштабе от размеров составляющих его основу наночастиц до максимального размера пор. В процессе ударного сжатия его фрактальная структура меняется. Эксперименты с помощью синхротронного излучения по измерению малоуглового рассеяния позволяют проследить динамику изменения основной характеристики фрактальной структуры — её фрактальной размерности. В описываемых в докладе экспериментах осуществлялось нагружение аэрогеля плоским ударником, метаемым с помощью взрывчатого вещества. Обработка результатов экспериментов по измерению распределения интенсивности малоуглового рассеяния по углам дает информацию о динамике изменения фрактальной размерности аэрогеля при ударно-волновом сжатии. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-02-17355 и интеграционного проекта СО РАН № 23.

МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАВЛЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ РЕШЕТОК МЕТАЛЛОВ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ СЖАТИИ

Голубев В.К. , Селезнев А.А.*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров

**gol@soc.ru*

Метод молекулярно-динамического моделирования, удачно сочетающий в себе элементы численного эксперимента и теоретического подхода, позволяет изучать структурные перестройки кристаллических решеток на атомарном уровне. Основными достоинствами метода являются его ясность и простота, проистекающие из минимального чис-

ла исходных допущений, а также высокая наглядность, позволяющая наблюдать процессы структурных перестроек на атомарном уровне. В работе для изучения процессов ударно-волнового сжатия металлов использованы два подхода, реализующие методы неравновесной и равновесной молекулярной динамики. В первом случае моделировалось прохождение ударной волны через образец-кристаллит, а во втором рассматривалось состояние образца после его сжатия с использованием процедуры, названной гюгониостат. Эта процедура позволяет рассчитывать в образце все параметры состояния, реализуемые за фронтом ударной волны соответствующей интенсивности. Оба подхода реализованы в разработанной для решения задач моделирования физикомеханических процессов программе SageMD. Для десяти металлов с гранцентрированной кубической решеткой рассмотрено влияние ряда факторов на процесс потери структурной устойчивости решеток при сильном сжатии, что ассоциируется с процессом плавления в ударной волне. Для описания межатомного взаимодействия использовались параметризованные для условий сильного сжатия парные потенциалы Морзе, Букингема, Ридберга и основанный на модели внедренного атома потенциал, учитывающий непарные взаимодействия. Варьировались размеры и начальная температура образцов. Рассматривалось влияние степени дальнего действия потенциала на условия плавления. В результате расчетов определялись параметры ударной адиабаты, давление и температура при ударно-волновом сжатии различной интенсивности. Структурные перестройки кристаллических решеток фиксировались на основе визуального наблюдения кристаллической структуры в выделенных объёмах, а также на основе анализа изменения функции радиального распределения атомов. Полученные результаты по ударно-волновым давлениям и температурам, при которых происходит потеря структурной устойчивости кристаллических решеток, хорошо согласуются с известными экспериментальными и расчетными данными по плавлению рассмотренных металлов в ударных волнах.

КРУПНОМАСШТАБНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВОГО НАГРУЖЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Куксин А.Ю., Стегайлов В.В. , Янилкин А.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**stegailov@ihed.ras.ru*

Классический метод молекулярной динамики (МД) позволяет мо-

делировать распространение ударных волн и волн разгрузки в твердой фазе на микроскопическом уровне, исходя из заданного потенциала межатомного взаимодействия. МД модель поликристаллической структуры, аналогичной структуре реальных металлов, содержит зерна, размер и форма которых существенным образом определяют отклик твердого тела на ударно-волновое нагружение. Изучение моделей со средними размерами зерен даже ~ 50 нм — очень малыми с точки зрения реальной структуры металлов — на данный момент представляет собой чрезвычайно ресурсоемкую задачу, так как вычислительные возможности накладывают ограничения на максимальное число частиц в модели и, следовательно, на число зерен и на их размер. В работе представлены результаты крупномасштабных МД расчетов в рамках моделей с 10–30 мил. атомов в расчетной ячейке с использованием суперкомпьютера МВС-15000ВМ МСЦ РАН. Затрагиваются вопросы производительности многопроцессорных систем при решении подобных задач, проблемы сбора и обработки данных.

ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ И РОСТА ПОР ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО РАЗРУШЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕЛ

Куксин А.Ю. , Янилкин А.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**kuksin@ihed.ras.ru*

Развивается кинетическая модель разрушения кристаллического металла в области отрицательных давлений. Кинетические параметры для модели получаются путем моделирования методом молекулярной динамики процессов возникновения полостей в монокристалле и их роста под действием растягивающих напряжений. Рассматриваются два варианта возникновения полостей: а) в процессе гомогенного расплавления кристалла и б) гетерогенное зарождение полостей на плоскостях сдвига. Моделирование показывает, что первый вариант может реализоваться в монокристаллах при высокой температуре, близкой к температуре плавления, а второй в результате деформирования кристаллической решетки в процессе ударно-волнового нагружения материала, за которым следует разгрузка. Методом атомистического моделирования исследуется зависимость частоты возникновения полостей и их распределения в пространстве от степени и скорости растяжения.

С помощью построенной модели рассчитана откольная прочность монокристаллического бездефектного алюминия для двух режимов

деформирования: динамического и квазистатического, моделирующие воздействие на алюминий в волнах разгрузки после ударно-волнового нагружения. Проведено сравнение расчетов с экспериментальными данными [1]. В области высоких температур наблюдается довольно хорошее согласие, которое ухудшается с понижением температуры. Вероятно, это связано с увеличением роли гетерогенного зарождения полостей на дефектах кристаллической решетки при понижении температуры. Выявлено, что основной вклад в зависимости откольной прочности от времени нагрузки и скорости растяжения дает частота гомогенной нуклеации новых полостей, а не скорость их последующего роста.

1. Kanel G.I., Razorenov S.V., Fortov V.E. // J. Phys.: Cond. Matter. 2004. V. 16(14) P. S1007.

**ВЛИЯНИЕ МЕЖЗЕРЕННЫХ ГРАНИЦ НА
ПЛАСТИЧНОСТЬ И РАЗРУШЕНИЕ
НАНОСТРУКТУРНОЙ МЕДИ. ИССЛЕДОВАНИЕ
МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ**

Янилкин А.В.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

yanilkin@ihed.ras.ru

В последние годы все большее внимание привлекают наноструктурные материалы, которые, благодаря своим структурным особенностям, обладают целым рядом уникальных свойств и имеют огромные перспективы разнообразного технологического применения [1]. Особенно выделяются механические свойства нанокристаллических (нанозернистых) материалов, которые существенно отличаются от свойств обычных крупнозернистых материалов. Нанокристаллические материалы (НКМ) обладают высокой прочностью и выносливостью [2], в то же время многие НКМ довольно пластичны. При этом не совсем ясны микроскопические механизмы пластического течения и разрушения. В данной работе рассматривается поведение нанокристаллической меди на атомистическом уровне с помощью метода молекулярной динамики. Исследуется процесс перехода в текучее состояние, влияние размера зерна и механизмы пластического течения. В расчетах наблюдается обратная зависимость Холла-Петча предела текучести от размера зерна при данных размерах зерен, также определено, что при небольших деформациях основную роль играют зернограничные те-

чения, при увеличении же степени деформации существенный вклад вносит движение дислокаций. Вторая часть работы посвящена исследованию начального этапа разрушения поликристаллов. Определено, что процесс образования полостей носит флуктуационный характер по времени. Наблюдается появление «слабых мест» на межзеренной границе, где преимущественно возникает зарождение полостей. Исследуется зависимость предельного достижимого давления от среднего размера зерна в НКМ. С уменьшением размера зерна наблюдается увеличение предельного давления, что предполагается связано с тем, что структура с меньшими зёрнами обладает большей пластичностью и соответственно в ней облегчена релаксация «слабых мест». Работа выполнена при финансовой поддержке по программам фундаментальных исследований РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях» и «Квантовая макрофизика», по аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006-2008 годы)».

1. Ovid'ko I.A., Tsakalakos T., Vasudevan A.K. Synthesis, Functional Properties and Applications of Nanostructures. Dordrecht: Kluwer, 2003.
2. Siegel R.W., Fougere G.E. Mechanical properties of nanophase metals // Nanostruct. Mater. 1995. V. 6. P. 205.

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ УДАРНОВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

*Паршиков А.Н., Медин С.А.**

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**medin@ihed.ras.ru*

В работе представлены результаты компьютерного моделирования удара пористой пластины о жёсткую стенку. Рассматривался материал периодической мезоструктуры. Численное моделирование проводилось методом SPH в 2-D плоской геометрии с использованием полных уравнений динамики упругопластической среды; моделирование схлопывания пор производится без упрощающих предположений, а свободнолагранжнев метод SPH позволяет проводить моделирование схлопывания пор *at hoc*. Исследованы неравновесные процессы в зоне релаксации, т.е. между фронтом ударной волны и областью, где параметры ударно-сжатого материала можно предсказывать ударной адиабатой пористых материалов (для пористых материалов момент схлопывания

поры не означает, что установилось равновесие по давлению и температуре между различными объёмами среды за фронтом ударной волны в окрестности точки схлопывания. На достижение такого равновесия необходимо некоторое время. Очевидно, что если время это не мало, то процесс установления равновесия будет происходить в некоторой зоне за фронтом ударной волны в схлопнувшемся материале).

В предлагаемой работе выявлены принципиально различные стратификационные структуры для динамических и тепловых переменных в зоне релаксации. Исследовано влияние размера пор на релаксацию давления и температуры к значениям на адиабате. В компьютерном моделировании обнаружен эффект уменьшения наблюдаемой частоты схлопывания пор при увеличении скорости удара пористого материала о жёсткую стенку.

1. A.N.Parshikov, Application of a Solution of the Riemann Problem to the SPH Method, *Computational Mathematics and Mathematical Physics* **39**, 1173 (1999).
2. A.N.Parshikov, S.A.Medin, I.I.Loukashenko, V.A.Milekhin, Improvements in SPH Method by means of Interparticle Contact Algorithm and Analysis of Perforation Tests at Moderate Projectile Velocities, *Int. J. Impact Eng.* **24**, 779 (2000).
3. A.N. Parshikov, S.A. Medin, Smoothed Particle Hydrodynamics Using Interparticle Contact Algorithms *Journal of Computational Physics* **180**, 358 (2002)

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА DEEP IMPACT

*Султанов В.Г.*¹, Ломоносов И.В.¹, Шутов А.В.¹,
Хищенко К.В.²*

¹ИПХФ РАН, Черноголовка, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**sultan@icp.ac.ru*

В рамках проекта Deep Impact [1] было осуществлено высокоскоростное столкновение металлического ударника с ядром кометы 9P/Tempel 1. Предполагалось, что наблюдение за процессом кратерообразования при столкновении может дать косвенную информацию о плотности и прочностных свойствах ядра. Ожидалось также, что такой удар приведет к образованию активной зоны на поверхности кометного ядра, которая будет интенсивно излучать летучие соединения после столкновения в течение длительного времени.

Анализ результатов наблюдений [2] позволяет предположить наличие достаточно большого количества SiO_2 в продуктах выброса с поверхности кометы в результате столкновения, что подтверждается визуальным наблюдением за поверхностью кометы, позволяющем сделать вывод о слабом наличии чистого льда в структуре поверхностного слоя. Следует отметить, что результаты оценок состава выброшенного вещества могут существенно различаться между собой в зависимости от используемой модели и предполагаемого размера выброшенных частиц.

В настоящей работе на основе ряда модельных расчетов процесса столкновения предпринимается попытка объяснить полученные в эксперименте результаты с точки зрения численного моделирования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 06-02-04011-ННИО_а и программ Президиума РАН «Фундаментальные проблемы информатики и информационных технологий», «Исследования вещества в экстремальных условиях».

1. <http://deepimpact.jpl.nasa.gov/home/index.html>
2. A'Hearn M.F., et al. Deep Impact: Excavating Comet Tempel 1 // Science. 2005. V. 310. № 5746. P. 258–264.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАЗРУШЕНИЯ ГАЛАКТИЧЕСКОЙ КОМЕТЫ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

*Баренбаум А.А.*¹, Шувалов В.В.²*

¹ИПНГ РАН, ²ИДГ РАН, Москва

*azary@mail.ru

Обсуждаются предварительные результаты моделирования взаимодействия галактических комет [1] с атмосферой Земли. Принималось: диаметр кометы 300 м, состав кометы — водяной лед плотностью 1 г/см^3 , комета влетает в атмосферу со скоростью 450 км/с под углом 45° к земной поверхности. Ядро кометы считалось квазижидким (с нулевой прочностью). Деформация кометного ядра под действием аэродинамических нагрузок описывалась гидродинамическими уравнениями Эйлера. Расчет переноса излучения в парах кометы и в воздухе проводился в приближении лучистой теплопроводности с использованием специально рассчитанных таблиц уравнений состояния обоих веществ в широком диапазоне плотностей и температур.

При численном интегрировании уравнений Эйлера использовалась многообластная программа SOVA [2, 3], позволяющая вводить границы между средами с различными уравнениями состояния и интегри-

ровать уравнения газовой динамики в эйлеровой форме двухшаговым методом на неравномерной подвижной сетке. Рассматривалась двумерная задача с осью z , направленной вдоль траектории кометы. Наклон траектории учитывался соответствующим увеличением характеристической высоты атмосферы. Расчетная сетка состояла из 200×600 ячеек в r и z направлениях. С удалением от оси z пространственное разрешение сетки увеличилось в геометрической прогрессии. Сетка перемещалась по оси z вместе с кометой.

Проведенные расчеты показали, что при скорости падения 450 км/с ядро кометы полностью испаряется. При этом образуется гиперзвуковая газовая струя из кометных паров и ударно-нагретого воздуха, которая практически без торможения достигает земной поверхности. Тем самым результаты моделирования вполне подтверждают наши выводы [1] о неспособности высокоскоростных галактических комет образовывать на Земле крупные кратеры, подобные тем, которые они формируют на безатмосферных Луне, Меркурии и обладающем очень разреженной газовой оболочкой Марсе.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом по программе Фундаментальных исследований Президиума РАН П-09 на 2006 г.

1. Баренбаум А.А. // Физика экстремальных состояний вещества — 2006. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2006. С. 154–155.
2. Shuvalov V.V. // Shock Waves. 1999. V. 9. № 6. P. 381–390.
3. Shuvalov V.V., Artemieva N.A., Kosarev I.B. // Int. J. Impact Engineering. 1999. V. 23. P. 847–858.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО УДАРА

*Зелепугин А.С.**, *Зелепугин С.А.*

ОСМ ТНЦ СО РАН, Томск

**A-zel@sibmail.com*

В работе методом конечных элементов проведено численное моделирование высокоскоростного взаимодействия компактного цилиндрического ударника с преградой конечной толщины. Особое внимание было уделено анализу распространения ударных волн и волн разрежения в преграде и влияния дивергентных ударно-волновых процессов на динамику внедрения ударника в преграду и ее разрушение.

Для численного моделирования используется модель повреждаемой среды, в которой общий объем составляет неповрежденная часть и микрополости. Система уравнений, описывающая нестационарное

адиабатическое движение сжимаемой среды с учетом эволюции микроразрушений, состоит из уравнений неразрывности, движения и энергии. Моделирование разрушений при растяжении материала проводится с помощью кинетической модели откольного разрушения, определяющей рост или схлопывание пор. В качестве критерия разрушения материала на сдвиг используется критическое значение удельной энергии сдвиговых деформаций. Давление в неповрежденном веществе определяется с помощью уравнения состояния типа Ми–Грюнайзена.

В расчетах рассматривался удар компактного стального цилиндра (8×8 мм) со скоростью 1000 м/с по стальной преграде толщиной 10 мм и детально исследовалось распространение ударных волн и волн разгрузки. Показано, что волна разгрузки от боковой поверхности ударника и свободной поверхности преграды вблизи области контакта распространяется вглубь преграды под углом примерно 30 град. и к моменту времени 1.0 мкс доходит до оси симметрии преграды.

Далее в интервале времен процесса 1.1–2.4 мкс волна разгрузки распространяется вдоль оси преграды в направлении ее тыльной поверхности и встречается с волной разгрузки от тыльной поверхности преграды. Результаты моделирования показывают, что в дальнейшем имеет место тенденция распространения объединенной волны разгрузки в поперечном направлении, что может привести к образованию вертикальных трещин в преграде, что согласуется с имеющимися экспериментами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 05-03-98001).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ ТЕЛ

Острик А.В.

ИИХФ РАН, Черноголовка

ostrik@frcp.ac.ru

В используемой модификации метода частиц [1] на эйлеровом этапе применяется явная условно устойчивая (даже при нулевой искусственной вязкости) консервативная конечно-разностная схема, на лагранжевом этапе перенос среды моделируется движением конечно-размерных частиц. Большое внимание уделяется численным процедурам упаковки и распаковки частиц, их дроблению и объединению. В результате метод позволяет получать достаточно монотонные профили пара-

метров среды и эффективно описывать контактные границы. Ввиду использования частичного подхода естественным образом удается реализовывать различные модернизации кода, в частности, расширить его область применимости для расчета гетерогенных сред.

Важным моментом при использовании различных модификаций метода частиц является расчет смешанных ячеек, образующихся в окрестности области контакта взаимодействующих тел (в случае гетерогенных тел все ячейки оказываются смешанными). В разработанном методе применяется равновесная (по температуре и давлению) модель смешанной ячейки [2] с учетом фазовых переходов в ее компонентах (в лагранжевых частицах), для которой предложен эффективный способ численной реализации [3].

В качестве примера приводятся результаты расчетов удара свинцовым шаром со скоростью бкм/с по плоской преграде из стеклопластика, рассматриваемого как гетерогенный материал. Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод о применимости разработанного метода для расчета ударного взаимодействия гетерогенных тел с использованием широкодиапазонных уравнений состояния их компонентов.

1. Ким В.В., Ломоносов И.В., Острик А.В., Фортов В.Е. // Мат. моделирование. 2006. Т. 18. № 8. С. 5–11.
2. Острик А.В. Термомеханическое действие рентгеновского излучения на многослойные гетерогенные преграды в воздухе. М.: НТЦ «Информтехника», 2003. 160 с.
3. Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадинова Е.А. Численный код для расчета многократного комплексного действия излучений и частиц на многослойный многофункциональный гетерогенный плоский пакет. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2006. 92 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ МОНОЛИТНЫХ И РАЗНЕСЕННЫХ АНИЗОТРОПНЫХ ПРЕГРАД С РАЗЛИЧНОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ УПРУГИХ И ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ

*Радченко А.В., Радченко П.А.**

ИФПМ СО РАН, Томск

**pavel@academ.tsc.ru*

В настоящее время анизотропные материалы нашли широкое применение в конструкциях, работающих при динамических нагрузках.

Развитие технологий создания материалов с заданными характеристиками дает толчок к использованию особенностей анизотропии во всех современных отраслях техники. Эффективное использование элементов конструкций, чье функционирование возможно только при оптимизации по параметрам, невозможно без использования материалов с преимущественной направленностью свойств. Следует отметить, что в большинстве современных работ оси координат совпадают с главными осями симметрии материала. Актуальность исследований поведения при ударе определяется потребностью в получении знаний о свойствах и прогнозированием реакции на динамическую нагрузку элементов конструкций из анизотропных материалов.

При описании поведения анизотропного материала использовалась модель хрупко-разрушающегося материала и принимались следующие предположения: материал является сплошным (сплошной средой); поперечные размеры структурных (армирующих) элементов малы по сравнению с размерами тела, то есть среда является квазигомогенной; связь между приращениями компонент тензора напряжений и компонентами тензора скоростей деформаций линейна.

Компоненты тензора напряжений в этом случае определялись из уравнений обобщенного закона Гука. В качестве критерия перехода анизотропного материала в разрушенное состояние использовался критерий Ву. Моделировалось проникновение стального удлиненного ударника в монолитные и разнесенные анизотропные преграды с различной ориентацией прочностных свойств. Диапазон скоростей взаимодействия составлял от 750 до 3000 м/с.

Было показано, что применение анизотропных материалов с заданным градиентом прочностных свойств является эффективным методом создания конструкций. Низкая плотность и высокая сопротивляемость высокоскоростным нагрузкам позволяют использовать органические пластики в широком спектре применения.

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-01-00081, программы Президиума РАН № 9.5, Интеграционных проектов СО РАН № 18, № 89.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ АНИЗОТРОПНЫХ ПРЕГРАД

Кривошеина М.Н. , Козлова М.А.*

ИФПМ СО РАН, Томск

**marink@gmail.ru*

В работе приведены результаты численного моделирования ударного нагружения анизотропной преграды стальным цилиндрическим ударником. Расчеты проведены в рамках механики сплошной среды в трехмерной постановке. Связь полных напряжений и деформаций в упругой области описывается обобщенным законом Гука. Пластическое деформирование материала анизотропной преграды описывается согласно теории течения в рамках процессов малой кривизны (по классификации А.А. Ильюшина). Изменение поверхности пластичности в процессе пластической деформации происходит в соответствии с моделью изотропного упрочнения. Для случая преград, выполненных из алюминевых трансформных сплавов, используется условие пластичности в форме Лебедева, Ковальчука. Поведение материала после выполнения критерия разрушения моделируется следующим образом: если оно проходит в условиях сжатия, то полагаем, что материал теряет прочностные свойства анизотропии и его поведение описывается гидродинамической моделью; если разрушение происходит в условиях растяжения, то материал считается разрушенным и компоненты тензора напряжений становятся равными нулю. Расчеты приведены методом конечных элементов в диапазоне скоростей нагружения 400–1200 м/с.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 06-01-00081 и программы Президиума РАН, проект № 9.5.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СЭФМАНА–ТЭЙЛОРА

*Конюхов А.В.*¹ , Кондауров В.И.²*

¹IHED RAS, Moscow, Russia, ²МФТИ, Долгопрудный, Россия

**konyukhov_av@mail.ru*

Неустойчивости типа Сэфмана–Тэйлора [1] встречаются в различных технологических процессах. Наиболее ярким представителем слу-

жит технология заводнения нефтяного пласта с целью увеличения коэффициента извлечения нефти. В процессе вытеснения движение границы раздела вода–нефть является неустойчивым и сопровождается возникновением и развитием «пальцев» неустойчивости. Приход последних к добывающей скважине является катастрофическим явлением. Поэтому важно правильно оценить параметры слоя перемешивания взаимопроникающих сред, определяющие эффективность вытеснения: скорости границ области перемешивания и осредненную по толщине слоя насыщенность пласта вытесняющей фазой. В настоящей работе для моделирования развития неустойчивости используется простейшая модель двухфазной фильтрации Баклея–Левретта с линейной зависимостью эффективной проницаемости от концентрации. Для численного интегрирования определяющих уравнений используется метод, основанный на применении WENO аппроксимаций потоков высокого порядка точности [2] и варианта метода Рунге–Кутты для интегрирования по времени. Рассмотрены задачи о неустойчивом вытеснении из центра двумерной и трехмерной области. Полученная картина развития неустойчивости качественно соответствует экспериментально наблюдаемой картине неустойчивого вытеснения в ячейке Хеле–Шоу [3]. В частности наблюдается рост и ветвление «пальцев» неустойчивости. Расчет при различных начальных возмущениях фронта вытеснения показывает, что в трехмерном случае концентрация вытесняющей жидкости оказывается систематически ниже, а протяженность зоны перемешивания выше, чем в двумерном случае. Рассматривается влияние диффузии и отношения эффективных проницаемостей на параметры слоя перемешивания. Исследуется влияние неоднородности абсолютной проницаемости на эволюцию «пальцев неустойчивости». Обсуждаются некоторые способы подавления неустойчивости фильтрационных течений, позволяющие повысить отдачу пластов, содержащих вязкий флюид. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-05-64924).

1. Saffman P.G., Taylor G.I. // Proc. Royal Society. 1958. V. 245. P. 312–329.
2. Jiang G., Shu C.-W. // J. Comput. Phys. 1996. V. 126. P. 202–228.
3. Homsy G. // Annual Rev. Fluid Mech. 1987. V. 19. P. 271–314.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ СХЛОПЫВАНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЛАЙНЕРОВ

Мочалов И.А., Султанов В.Г.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**ivan-mochalov@yandex.ru*

В докладе приводятся результаты численного моделирования для различных вариантов поведения проводимости материала лайнера (Fe) с учетом фазовых превращений, рассматриваются особенности изменения величины индукции магнитного поля. Расчетная сборка представляет собой два полых цилиндра с тонкими стенками (один вставлен в другой). Внешний цилиндр (ударник — Cu) плотно обжат слоем химического конденсированного ВВ. Для создания магнитного поля внутри лайнера используется тонкий импульсный соленоид намотанный на проводящий лайнер. Для описания газодинамики движения лайнера в сильном магнитном поле расчеты проводились с помощью программного комплекса MAG, дополненного широкодиапазонными уравнениями состояния веществ и реальными значениями электропроводности железа и меди при высоких температурах и давлениях. Уравнения гидродинамики и упругопластики аппроксимируются явной конечно-разностной схемой «крест», уравнения поля — полностью консервативной разностной схемой и решаются методом потоковой прогонки. Приведены результаты расчетов распределения параметров материала лайнера (давления, плотности, температуры) и магнитного поля по радиусу в зависимости от времени. Рассчитана фазовая траектория реализующих состояний материала лайнера и динамика изменения магнитного поля. Дается объяснение скачкообразному изменению величины магнитного поля при фазовом переходе. Приводятся данные по температуре внутренней поверхности лайнера.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИОННОГО ПОВЕДЕНИЯ ВЯЗКОЙ КАПЛИ С УЧЕТОМ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ПРИ СДВИГОВОМ ТЕЧЕНИИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

*Кравченко И.В.*¹, Султанов В.Г.¹, Патлажан С.А.²*

¹ИПХФ РАН, Черноголовка, ²ИХФ РАН, Москва

**krav@pro.icp.ac.ru*

Численное моделирование деформационного поведения вязких капель при течении окружающей среды представлено в многочисленных

публикациях [1]. В основном использовались методы граничных элементов, позволяющие моделировать изменение формы капель вплоть до их распада на отдельные части [2–4]. В то же время, более детальные исследования требуют увеличения точности расчета формы сильно вытянутых капель влияния поверхностного натяжения. Последнее требует увеличения точности определения кривизны и положения нормали в произвольной точке поверхности деформированной капли. В данной работе развивается метод интерполяции кубическим полиномом СР [5], позволяющий эффективно находить решения системы уравнений Навье–Стокса гетерогенных жидкостей. Форма и положение границы раздела рассчитываются при помощи метода функций уровней [6], суть которого заключается в построении знакопеременной функции расстояний до границы раздела. Такой подход позволяет с высокой точностью рассчитать кривизну контура капли и, таким образом, проводить адекватный учет влияния поверхностного натяжения. В работе выполнены расчеты деформационного поведения двумерной вязкой капли в процессе течения простого сдвига вязкой несжимаемой окружающей среды при различных значениях капиллярного числа. Рассчитанные формы капель согласуются с экспериментальными наблюдениями.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (код проекта № 05-03-33018).

1. H.A.Stone, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 26, 65 (1994).
2. J. M. Rallison, *J. Fluid Mech.* 109, 465 (1981).
3. M. R. Kennedy, C. Pozrikidis, and R. Skalak, *Comput. Fluids* 23, 251 (1994).
4. V. Cristini, J. Blawdziewicz, M. Loewenberg, *Phys. Fluids*, 10, 1781 (1998)
5. T. Yabe, T. Ishikawa, P.Y. Wang, *Comput. Phys. Commun.* 1991, V. 66, p. 233.
6. V.A. Bui, T.N. Dinh, B.R. Sehgal, *J. Comp. Fluid. Dynamics.* 1999, V. 8, p. 103.

СТРУКТУРА ЗОНЫ РЕАКЦИИ В СТАЦИОНАРНОЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЕ В ТЕТРАНИТРОМЕТАНЕ

Уткин А.В. , Мочалова В.М., Гаранин В.А.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**utkin@icp.ac.ru*

Протекание химической реакции в ударно-сжатом гомогенном взрывчатом веществе имеет тепловую природу и начальная скорость разложения является сильной функцией энергии активации, которая для жидких ВВ может меняться в широком диапазоне посредством добавления в них инертных разбавителей. Поскольку именно начальная скорость существенным образом влияет на структуру детонационной волны, на устойчивость и пределы ее распространения, то экспериментальное определение величины начальной скорости дает важную для прогнозирования детонации жидких ВВ информацию. В данной работе с использованием лазерного интерферометра VISAR, обладающего наносекундным временным разрешением, проведено экспериментальное исследование структуры зоны реакции при стационарной детонации в тетранитрометане.

В опытах использовался тетранитрометан с начальной плотностью 1.64 г/см^3 и скоростью детонации 6.4 км/с . Заряд ВВ помещался в полиэтиленовую оболочку с внутренним диаметром 40 мм и толщиной стенки 2 мм . Длина заряда составляла 100 мм . Инициирование детонации осуществлялось прессованным зарядом флегматизированного гексогена. Зондирующее излучение отражалось от алюминиевой фольги толщиной $20\text{--}400 \text{ мкм}$, расположенной между торцом заряда и прозрачным окном, в качестве которого использовались вода. В результате измерений определен профиль массовой скорости с отчетливо выраженным химпиком. Причем переход от зоны реакции к волне разгрузки является плавным, что не позволяет точно определить положение точки Чепмена–Жуге. Примерное время реакции составляет 300 нс и давление в химпике, равное примерно 28 ГПа , более чем в полтора раза превышает давление Чепмена–Жуге. Непосредственно за ударным скачком наблюдается максимальный градиент массовой скорости и за 50 нс амплитуда химпика уменьшается вдвое. По измеренному профилю массовой скорости в зоне реакции получена оценка начальной скорости реакции за ударным скачком, превышая величину 10^7 1/с , что характерно для мощных взрывчатых веществ. Таким образом, хотя тетранитрометан имеет низкие параметры в точке Чепмена–Жуге и большую длительность зоны реакции, высокая начальная ско-

рость разложения обеспечивает существование в нем стационарного детонационного фронта.

ИЗМЕРЕНИЕ ДИНАМИКИ МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ У ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ С ДОБАВКАМИ НАНОАЛМАЗОВ

*Тен К.А.*¹, Титов В.М.¹, Толочко Б.П.², Аульченко В.М.³,
Жогин И.Л.², Лукьянчиков Л.А.¹*

¹ИГиЛ СО РАН, ²ИХТТМ СО РАН, ³ИЯФ СО РАН, Новосибирск

*ten@hydro.nsc.ru

В первых же экспериментах по применению синхротронного излучения (СИ) для диагностики детонационных процессов был установлен факт относительно медленного роста сигнала при малоугловом рентгеновском рассеянии (МУРР) СИ — в течении 1–1.5 мкс при диаметре зарядов 10–15 мм [1]. На этом основании было предложено, что образование частиц углерода (в том числе и наноалмазов) происходит за пределами зоны химической реакции (в данном случае протяженность ее порядка 0.7 мм). Этот вывод вызвал ряд критических замечаний [2], которые сводятся к следующему. В методе МУРР интенсивность рассеянного сигнала в первом приближении пропорциональна квадрату разности плотностей рассеивающей частицы и окружающей среды (продуктов детонации — ПД). При плотности ПД в начальный момент порядка 2 г/см³ сигнал может быть не заметен для детектора, и только при разлете ПД, т.е. уменьшении плотности, станет регистрируемым. Этим же может объясняться и тенденция к увеличению зоны запаздывания максимума сигнала с ростом диаметра заряда [3], так как разлет ПД займет в этом случае большее время.

Введение взрывных (полученных при детонации TNT/RDX 50/50) наноалмазов в заряды TNT и RDX позволяет моделировать случай «мгновенного» появления наноалмазов при детонации этих ВВ. Для проведения этих экспериментов была также изменена работа ускорителя ВЭПП-3 на режим с двумя электронными сгустками, которая позволила проводить измерения через 125 нс.

Проведенные эксперименты показали отсутствие сигналов МУРР в зоне химической реакции (следовательно — отсутствие наноалмазов в этой зоне). Основной рост МУРР происходит в волне разгрузки.

1. Алешаев А.Н., Зубков П.И., Кулипанов Г.Н. и др. // ФГВ. 2001. Т. 37. № 5. С. 104–113.

2. Ершов А.П. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 277. Вып. 19. С. 90–94.
3. Тен К.А., Титов В.М., Толочко Б.П. и др. // Физика экстремальных состояний вещества — 2004. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2004. С. 89–91.

ОБ ИЗМЕРЕНИИ КРИВИЗНЫ ФРОНТА ДЕТОНАЦИИ ДЛЯ УЧЕТА ПРИ ОЦЕНКЕ ПАРАМЕТРОВ РАЗЛЕТАЮЩИХСЯ ПРОДУКТОВ

*Пруцэл Э.Р.¹, Мерзиевский Л.А.*¹, Лукьянчиков Л.А.¹,
Тен К.А.¹, Вагин М.С.²*

¹ИГиЛ СО РАН, ²НГУ, Новосибирск

**merzh@hydro.nsc.ru*

Одно из направлений исследований, осуществляемых в ИГиЛ СО РАН с помощью созданной методики на основе синхротронного излучения (СИ), связано с задачами о разлете продуктов стационарной детонации взрывчатых веществ. Важную роль в распределении параметров продуктов играет кривизна фронта детонации. В работе приводятся данные об измерении кривизны фронта с помощью СИ и специально разработанного метода на основе применения контактных датчиков. Экспериментальные данные сравниваются с результатами расчетов соответствующих задач. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-02-17355, интеграционного проекта СО РАН № 23, и молодежного гранта СО РАН № 18.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ С ВОЛНАМИ РАЗРЕЖЕНИЯ В ТРУБЕ С ПОДВИЖНОЙ СТЕНКОЙ И ОТКРЫТЫМ КОНЦОМ

*Сёмин Н.В.*¹, Голуб В.В.¹, Ласкин И.Н.²*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²ЦИАМ, Москва

**seminnikolay@mail.ru*

Пульсирующие детонационные двигатели (ПДД) ввиду своей простоты и эффективности могут найти приложение в дозвуковых и сверхзвуковых полетах. За последнее десятилетие были достигнуты большие успехи в разработке и создании ПДД, однако все еще остаются трудности. Возможность забора воздуха ПДД на дозвуковых скоростях без существенного снижения характеристик работы является технологической трудностью. Использование компрессора для забора воз-

духа в ПДД уменьшает его простоту по сравнению с общепринятым турбореактивным двигателем. В данной работе впервые предложена новая концепция ПДД, в которой сжатие окислителя при нулевой скорости ($M = 0$) осуществляется без помощи компрессора. Исследована возможность сжатия окислителя поршнем, движущимся под действием детонационных и ударных волн. Для этого выполнено численное моделирование движения поршня и ПДД новой концепции. Численные результаты указывают на возможность создания ПДД предложенной концепции.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В ЧАСТОТНОМ РЕЖИМЕ

Решетняк Р.Б., Головастов С.В., Бакланов Д.И.,
Голуб В.В., Гильязова А.А., Володин В.В., Семин Н.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**temp84g@gmail.com*

Исследовалась детонационная камера сгорания длиной 2500 мм и внутренним диаметром 22 мм (что в два раза больше ширины детонационной ячейки стехиометрической водородо-воздушной смеси $\lambda \sim 10$ мм и в 3.5 раза больше ширины ячейки стехиометрической ацетилено-воздушной смеси $\lambda \sim 6$ мм). Использовалась бесклапанная подача горючего и окислителя. Скорость смеси составляла 1–2 м/с при расходе 0.5–1 л/с. Источником инициирования служил искровой разряд, формирование детонации происходило в потоке перемешивающихся компонентов топлива.

Исследовалось влияние выбора окислителя на характер работы устройства, влияние кольцевых преград и форкамер на переход дефлаграции в детонацию, влияние выбора горючего на выходные параметры устройства.

При скорости потока 2 м/с преддетонационное расстояние в стехиометрической водородо-кислородной смеси составляло менее 14 калибров.

Искусственным созданием в канале камеры сгорания областей повышенного давления с помощью кольцевых преград (степень перекрытия 0.75–0.94) и форкамер (степень расширения 2.56) получено сокращение преддетонационного расстояния в стехиометрической водородо-воздушной смеси более, чем в два раза (с более, чем 90 калибров до 45).

Использование заингибированного ацетиленового горючего позволило сократить преддетонационное расстояние до 30 калибров.

В работе будут представлены характеристики формирования детонационных волн следующих топливных смесей: $H_2 + 0.5O_2$, $H_2 + 2.5air$, $C_2H_2 + \beta air$, $\beta = 7.8, 10, 12.5, 15.4$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: 06-08-00685-а.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СОБСТВЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ИСКРОВОГО РАЗРЯДНИКА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ДВИЖУЩЕЙСЯ ТОПЛИВНОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ

*Савельев А.С.¹, Голуб В.В.*¹, Аксенов В.С.², Губин С.А.²,
Ефремов В.П.²*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²МИФИ, Москва

*golub@ihed.ras.ru

Электрический разряд — наиболее распространенный способ инициирования воспламенения горючей смеси. В установках, где используется детонационное сжигание топлива, необходимо обеспечить небольшой вес и размеры, минимальную энергию поджига смеси. Недавние исследования показали, что наложение внешнего магнитного поля (около 1 Тл) на область разряда уменьшает преддетонационный период и расстояние более чем в пять раз в неподвижной водородовоздушной смеси.

Целью данного исследования было увеличение эффективности разряда при инициировании детонации в движущейся горючей смеси, максимальное снижение энергии поджига. Исследование влияния магнитного поля на электрический разряд проводилось в детонационной камере сгорания (ДКС) и в диэлектрической трубе. ДКС продувалась потоком смеси воздуха с распылом жидкого топлива (гексан) со скоростью расхода от 15 до 20 л/с. Иницирование детонации проводилось при атмосферном давлении. Энергия, запасенная в конденсаторах, менялась от 500 до 1100 Дж. Дополнительные витки были включены последовательно с электродами разрядника, при этом собственное магнитное поле разрядника увеличивалось. Всего было испытано 4 конструкции разрядника: Р1, дуговой шнур образует с силовыми электродами прямую линию, силовые электроды перпендикулярны дуге; Р2, есть 1 виток поддержки, усиливающий магнитное поле; Р3, аналогичен по устройству Р2 и содержит 2 витка поддержки; Р4, аналогичен Р2, но нет витков поддержки.

Оценочный расчет показал, что собственное усиленное магнитное поле разрядника увеличивает расширяющую разрядную дугу силу, увеличивается работа, производимая током при изменении формы и длины дуги. Эксперимент с диэлектрической трубой показал, что максимальная скорость ударной волны при одинаковой запасенной в конденсаторах электрической энергии достигается при использовании разрядника РЗ. Использование собственного магнитного поля разрядника позволяет до двух раз увеличить эффективность инициирования детонации топливовоздушной смеси.

ОТРАЖЕНИЕ ВЗРЫВНОЙ ВОЛНЫ ОТ ЛЕГКО РАЗРУШАЕМОЙ СТЕНКИ

Голуб В.В., Баженова Т.В., Мирова О.Ф., Паршиков А.Н.,
Шаров Ю.Л.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**golub@ihed.ras.ru*

В [1, 2] исследовалось ослабление взрывной и ударной волн при взаимодействии с преградой из слабосвязанной смеси песка и цемента.

В данной работе исследуется отражение взрывной волны от преград различной толщины, изготовленной из различных материалов.

При проведении эксперимента использовалась ударная труба квадратного сечения, поперечные размеры которого 70 мм × 70 мм. Длины камер высокого и низкого давления были соответственно 25 см и 6 м. В стенке первой находились датчики давления, с помощью которых измерялись скорости падающей и отраженной волна, а так же проводилось измерение профилей во времени давления за падающей и отраженной волнами. В начале второй секции устанавливались различные преграды: жесткая металлическая, разрушаемая стеклянная, бумажная и преграда из прессованного песка. Вторая исследовательская секция была снабжена прозрачными стенками из оргстекла для визуализации движения задней границы песка после взаимодействия с ударной волной. Расстояние от установленной преграды до закрытого торца ударной трубы составляло 115 мм. Визуализация движения фронта песка производилась с помощью оптомеханической цифровой скоростной камеры CORDIN в режиме покадровой съемки.

Амплитуда давления на фронте отраженной от преграды волны зависит от материала преграды. При отражении от стеклянной стенки до ее разрушения давление на фронте близко к его значениям, полученным при отражении от жесткой стенки и из расчета для плоской

ударной волны. При отражении от стенки из песка давление на фронте меньше, чем при отражении от жесткой стенки. Коэффициент ослабления k зависит от толщины слоя песка. При увеличении толщины стенки от 9 до 16 мм коэффициент ослабления давления на фронте отраженной волны изменяется от 1 до 0.7.

1. Golub V.V., et al. Blast wave attenuation by lightly destructible granular materials // In Proc. of the 24th International Symposium on Shock Waves, Beijing, China, July 11–16. Paper 1891. P. 1–6, 2004.
2. John A.G., et al. Shock wave impact on weak concrete // In Proc. of the 25th International Symposium on Shock Waves, Bangalore, India, July 11–16. Paper 1817. P. 1–6, 2005.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ДИНАМИКА КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ В УДАРНЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛНАХ В МНОГОАТОМНЫХ ЖИДКОСТЯХ

Смирнов А.Л. , Каркач С.П., Скребков О.В., Дрёмин А.Н.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**asm2@mail.ru*

Исследуются процессы передачи энергии на внутренние степени свободы молекул во фронте ударных и детонационных волн в многоатомных жидкостях.

Используется новый вариант метода неравновесной молекулярной динамики, основанный на простейших представлениях о поверхностях потенциальной энергии реагирующих многоатомных молекул [1, 2]. Отличительная особенность - адаптация к условиям жидкости моделей и методов, разработанных применительно к газовым системам.

Показано, что ударное сжатие приводит к возникновению колебательной неравновесности, которая затем влияет на протекание химических реакций. Как следствие, структура ударных и детонационных волн в жидкостях многоатомных молекул существенным образом зависит от особенностей колебательных спектров и структуры нормальных мод.

Представлены результаты расчетов, демонстрирующие различия в протекании химических реакций в условиях ударноволнового нагружения для веществ, имеющих одинаковое поведение в статических условиях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-03-32676).

1. Смирнов А.Л., Каркач С.П., Скребков О.В., Дрёмин А.Н. // Физика экстремальных состояний вещества — 2006 / Под ред. Фортва В.Е. и др. Черногловка: ИПХФ РАН, 2006. С. 143.
2. Smirnov A.L., Dremin A.N. // Proceedings of 13th International Detonation Symposium. Norfolk, Virginia, July 23–28, 2006. IDS128.

HOT WIRE AND LASER DOPPLER MEASUREMENTS IN SHOCK INDUCED MIXING ZONES

*Mariani C.¹, Jourdan G.¹, Houas L.¹, Haas J.F.*²,
Counilh D.², Schwaederle L.²*

¹PM & IUSTI, Marseille, ²CEA/DIF, Bruyères le Châtel, France

**jean-francois.haas@cea.fr*

We are conducting two similar RMI induced air/SF₆ mixing experiments on two shock tubes using two different point diagnostics: the constant temperature hotwire anemometer (CTHWA) at IUSTI and the laser doppler velocimeter (LDV) at CEA/DIF. In these experiments, the air/SF₆ interface is initially materialized by a thin nitrocellulose microfilm maintained next to a metallic wire mesh with a wire spacing of 1.8 mm. Thus the forcing wavelength of the RMI is 1.8 mm in both tranverse directions with an unmeasured initial amplitude estimated at 1–3 mm. For the light to heavy (or fast to slow) case, the incident shock in air is nominally Mach 1.2.

At IUSTI, the horizontal 85 mm by 85 mm shock tube is equipped with three hot wire probes supported close to the test section center by prongs inserted from the end plate. Each wire can be set at a different abscissa, thus each shock tube run provides three heat transfer measurements. The CTHWA output voltage is a function of local gas characteristics: velocity, density, temperature, viscosity and heat conductivity. Using Wilke and Vassilievski laws for the transport coefficients in the mix and a simplifying hypothesis on temperature variation, this voltage depends on velocity and concentration. For sampled instants we calculate all possible values of hot wire signal for a logical range of velocity and concentration in the mix then match it to the experimental signal to obtain a probable pair of velocity and concentration. We found that the evolution of the concentration profile is much less sensitive to the range of velocity then the velocity profile. The CTHWA is a good mixing zone detector. However, the intrusive nature of

the CTHWA makes it less useful for the reshocked mixing zone because the reflected shock waves propagates along the prongs and the wire is located in the wake of its support. The frequency response of the hot wire is also limited to 80 kHz.

At CEA/DIF, we use a two component LDV in a vertical 130 mm by 130 mm shock tube to obtain axial and transversal velocity components at various abscissa along the shock tube. Prior to the run, air and SF₆ are seeded with incense smoke and olive oil droplets respectively. The LDV provides a velocity data point whenever a particle crosses the measuring volume (intersection of two pairs of laser beams) and the Doppler shifted light diffused from it reaches the receiving optics. We found that the membrane fragments reduce the data rate in the mixing zone. Many identical runs are needed at each location to measure the velocity mean and rms in the mix. Before reshock, the scatter of the velocity points is on the order of the noise in the pure gases. After reshock, the mix is turbulent as seen on schlieren visualization.

We conceptually combine the two diagnostics by using the range of velocities measured with the LDV in one experiment for determining with the inverse method for CTHWA the evolution of the concentration in the other.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИНГИБИРОВАНИЯ САМОРАЗЛОЖЕНИЯ АЦЕТИЛЕНА С ПОМОЩЬЮ УГЛЕВОДОРОДОВ

Головастов С.В., Бакланов Д.И., Володин В.В.,
Голуб В.В., Решетняк Р.Б.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**golovastov@yandex.ru*

Переход горения в детонацию тесно связан с реакционной способностью смеси и широко изучен для многих монотопливных смесей. Однако детонационные свойства бинарных топливных смесей все еще остаются неисследованными, особенно если компоненты топлива значительно отличаются по реакционной способности [1]. Актуален вопрос о безопасности использования таких топлив. В этом случае целесообразно использовать бинарные топливные смеси, в которых один из компонентов может являться ингибитором непреднамеренного горения или саморазложения.

Одним из перспективных газовых топлив в устройствах, использующих как дефлаграционное сжигание топлива (сварка, резка метал-

ла), так и детонационное (напыление, разрушение) является смесь ацетилен с воздухом (с кислородом), которая имеет не только высокую теплотворную способность, но и малое преддетонационное расстояние, высокие параметры продуктов детонации и широкие концентрационные пределы формирования детонации. Однако недостатком чистого ацетилена является его способность разлагаться до образования углерода и метана или водорода с выделением энергии и возможным формированием детонации, что с точки зрения безопасности ограничивает его применение.

Экспериментально изучен процесс ингибирования экзотермического разложения ацетилена с помощью разбавления его сжиженным бытовым газом (пропан/бутан), который сам является топливом. Находящаяся в цилиндрической ударной трубе смесь ацетилена с ингибитором нагревалась отраженной ударной волной. Источником ударной волны служила детонационная волна, которая инициировалась в стехиометрической ацетилено-кислородной смеси, а затем переходила в ударную в смеси ацетилена с ингибитором. Получен минимальный объемный концентрационный предел ингибитора, равный 7%, при котором саморазложения ацетилена не происходило.

Полученные данные могут быть использованы при хранении и транспортировке ацетилена в нерастворенном состоянии под давлением.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: 06-08-00685-а.

1. Kazuhiro I., et al. // 20th ICDERS, Montreal, Canada, 2005, Paper 112.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ МАЛЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ (< 10 нм) В ПРОЦЕССАХ ПИРОЛИЗА ГАЗООБРАЗНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ПРИ T > 2000 К

*Вагнер Х.Г.¹, Дракон А.В.², Емельянов А.В.*²,
Еремин А.В.², Яндер Х.К.¹*

¹ГУ, Геттинген, Германия, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия

*aemelia@ihed.ras.ru

Получение знаний о ходе процесса формирования наночастиц определенной структуры и изучение их свойств является одной из приоритетных задач современной науки. В предыдущих работах [1, 2] показано, что уменьшение оптической плотности на 633 нм с ростом температуры выше 2000 К, наблюдаемое при пиролизе углеродосодержащих

смесей, связано с уменьшением размера частиц и соответствующим падением коэффициента экстинкции на данной длине волны. Однако детальные характеристики роста частиц при этих температурах исследованы мало.

В данной работе экспериментально исследовано формирование малых углеродных наночастиц за ударными волнами в широком температурном диапазоне 2000–3800 К. В экспериментах исследовались частицы, образующиеся в смесях с различной концентрацией C_6H_6 (200–800 ppm) и C_3O_2 (500–20000 ppm) разбавленных Ag. Процесс образования конденсированных углеродных частиц с размерами < 10 нм наблюдался с помощью регистрации временных профилей оптических свойств среды в УФ и видимой областях спектра. В качестве источника в УФ области использовался лазер «Wave train» фирмы Spectra physics на длине волны 266 нм. Данные оптических измерений сопоставлены с электронно-микроскопическим анализом образцов полученных наночастиц. Установлено, что в бензоле при увеличении начальной концентрации C_6H_6 от 200 до 800 ppm происходит резкое увеличение оптической плотности в УФ области при температурах $T > 2000$ К, что указывает на рост размера образующихся наночастиц. В C_3O_2 подобный эффект наблюдается при увеличении концентрации от 5000 к 10000 ppm. Однако при добавлении водорода к C_3O_2 происходит существенное снижение оптической плотности от температур > 2100 К, что указывает на расходование части углеродного пара на образование углеводородов, вследствие чего происходит падение размера образующихся углеродных частиц.

Работа поддержана грантами РФФИ и Геттингенской академией.

1. Emelianov A., Eremin A., Gurentsov E., Makeich A., Jander X., Wagner H.G., Starke R., Roth P. // Proc.of the Combustion Institute. 2005. V. 30. P. 1433.
2. Starke R., Kock B., Roth P. // Shock Waves. 2003. V. 12. P. 351.

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕЛАКСАЦИОННОЙ ЗОНЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ГЕЛИИ С ПРИМЕСЬЮ



*Вагнер Х.Г.¹, Деппе Й.², Дракон А.В.*³, Емельянов А.В.³,
Еремин А.В.³, Яндер Х.К.¹*

¹ГУ, Геттинген, Германия, ²ЛаВижн, Геттинген, Германия,

³ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия

*drakon.a.v@gmail.com

В недавних экспериментах [1] обнаружены интенсивные пики неравновесного излучения во фронте слабых ударных волн в инертных газах, содержащих малую примесь (40–120 ppm) карбонила молибдена $\text{Mo}(\text{CO})_6$. Анализ полученных данных показал, что механизм возникновения данного эффекта может быть связан как с высокоэнергетичными соударениями во фронте ударной волны, так и с перегревом малых металлических кластеров, образующихся при пиролизе молекул $\text{Mo}(\text{CO})_6$ и последующей конденсации пересыщенного пара металла.

Задачей данной работы было выяснение реальной природы наблюдаемых неравновесных эффектов. С этой целью были проведены одновременные эмиссионные и ионизационные измерения в релаксационной зоне ударной волны в гелии, содержащем 0.5–1% пентакарбонила железа $\text{Fe}(\text{CO})_5$. С помощью высокоскоростной камеры «StreakStar» (LaVision) были получены временные развертки спектров излучения в области 250–700 нм с частотой 300 кГц. Для измерения степени ионизации использовались калиброванные пристеночные зонды специальной конструкции, позволявшие регистрировать концентрации заряженных частиц от 10^8 см^{-3} .

Параметры падающей ударной волны составляли $M = 2.0\text{--}4.0$, $P_2 = 1.0\text{--}3.5 \text{ атм}$, $T_2 = 1000\text{--}1500 \text{ К}$. В экспериментах были зарегистрированы интенсивные пики излучения в области 450–650 нм, что может быть определено отнесено к излучению перегретых кластеров железа, а также пики тока зондов, соответствующие концентрации электронов не менее $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Показано, что амплитуда пиков экспоненциально возрастает с увеличением числа Маха ударной волны, причем эффективная энергия ионизации составляет 5–8 эВ. Данное значение существенно меньше потенциалов ионизации как исходных молекул, так и кластеров железа, что подтверждает неравновесный характер процесса. Полученные данные могут быть использованы для построения кинетической модели возбуждения и ионизации растущих кластеров железа.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, Геттингенской академии наук и компании LaVision.

1. Диваков О.Г., Еремин А.В., Ефремов В.П., Зиборов В.С., Фортон В.Е. // Тезисы XI международной конференции «Уравнения состояния вещества». Эльбрус, 2006. С. 85.

НЕРАВНОВЕСНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ЖЕЛЕЗНЫХ НАНОЧАСТИЦ ВО ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

*Дракон А.В., Емельянов А.В., Еремин А.В.**

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**eremin@ihed.ras.ru*

Целью работы явилось экспериментальное изучение процессов неравновесной ионизации и разделения зарядов во фронте слабой ударной волны, распространяющейся по газу, содержащему металлические наночастицы.

В ряде исследований последних лет было экспериментально доказано наличие существенных неравновесных эффектов в зоне поступательной неравновесности ударной волны [1, 2]. Наиболее ярко эти процессы проявляются в легких газах, содержащих малые примеси тяжелых частиц [3], поэтому наличие примеси металлических наночастиц может вызывать явление неравновесной ионизации. Для экспериментального изучения данного эффекта была создана экспериментальная установка, сочетающая ударную трубу с реактором фотосинтеза металлических наночастиц в газовом объеме при комнатной температуре [4]. Установка оснащена калиброванными высокочувствительными пристеночными зондами. Проведены эксперименты по измерению концентраций отрицательных и положительных зарядов во фронте слабых ударных волн, распространяющихся по различным инертным газам (Ar, Ne, He), содержащих наночастицы железа размером 20–40 нм. Установлено, что при числах Маха ударных волн от 2.5 до 3.8, во фронте волны наблюдается пик концентрации электронов, составляющий не менее 10^8 до 10^9 см⁻³. Измерения, проведенные на зонде с отрицательным потенциалом, также зарегистрировали пик концентрации электронов, увеличивающийся по мере снижения массы молекул несущего газа, что свидетельствует о наличии зоны разделения зарядов, растущей пропорционально скорости ударной волны. Показано, что измеренная концентрация электронов пропорциональна произведению концентрации частиц на концентрацию молекул газа во фронте

и на их отношение масс и экспоненциально растёт со средней кинетической энергией газовых молекул во фронте.

Работа поддержана грантами РАН и РФФИ.

1. Диваков О.Г., Еремин А.В., Зиборов В.С., Фортвов В.Е. // ДАН. 2000. Т. 373. С. 487.
2. Диваков О.Г., Еремин А.В., Ефремов В.П., Зиборов В.С., Фортвов В.Е. // 21 Межд. конф. «Уравнения состояния вещества», Эльбрус, 2006. С. 85.
3. Emelianov A.V., Eremin A.V., Velikodny V.Yu. // ISSW-22, London, 1999. P. 807.
4. Гуренцов Е.В., Емельянов А.В., Еремин А.В. // Заявка на изобретение: «Способ получения углеродных, металлических и металлоуглеродных наночастиц». Рег. № 2005121234.

ИЗМЕРЕНИЕ АБСОЛЮТНОГО ПОТОКА ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ ВО ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

*Емельянов А.В., Еремин А.В., Ефремов В.П.,
Зиборов В.С.* , Фортвов В.Е.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**vziborov@rambler.ru*

Процессы неравновесного излучения в релаксационной зоне ударных волн, распространяющейся в инертных газах (Ar, Ne, He) с малой примесью тяжелых молекул карбонила молибдена $\text{Mo}(\text{CO})_6$ исследованы методами многоканальной время-разрешённой спектроскопии. Изучены смеси, содержащие 40, 80, 120 млн.д. карбонила молибдена в диапазоне параметров торможения $T_2 = (700 - 1350 \text{ K})$, $P_2 = (0.3 - 1.3 \text{ атм})$. Измерена форма полосы излучения с центром на длине волны 519 нм и динамика её изменения во фронте ударной волны с пространственно-временным разрешением 200 нс. Получены зависимости максимальной интенсивности излучения в центре полосы от давления, концентрации $\text{Mo}(\text{CO})_6$ и от температуры. Установлена линейная зависимость интенсивности излучения в данной полосе от концентрации карбонила молибдена. Обнаружено, что в экспериментах, проведённых при одинаковых температурах, но разных давлениях торможения время между скачком плотности и максимумом сигнала излучения изменяется обратно пропорционально давлению. Измерен абсолютный поток излучения в зоне поступательной релаксации в ударной волне в полосе 5193 нм. Определена средняя концентрация

излучающих центров в релаксационной зоне УВ.

Количественные измерения запаса энергии, накапливающейся в релаксационной зоне, могут дать ключ к пониманию механизмов неравновесной ионизации среды, содержащей малые кластеры и наночастицы металлов во фронте ударной волны.

Работа выполнена при поддержке Программы РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях».

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И УДАРНЫХ ВОЛН НА ФИЛЬТРАЦИЮ СМЕСИ МЕТАН-Н-БУТАН В ИМИТАТОРЕ ГАЗОКОНДЕНСАТНОГО ПЛАСТА

*Торчинский В.М.*¹, Голуб В.В.², Головастов С.В.²,
Директор Л.Б.¹, Зайченко В.М.¹, Майков И.Л.¹*

¹ИВТ РАН, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

*torch@ihed.ras.ru

В процессе эксплуатации продуктивного газоконденсатного пласта происходит падение давления и изменение температуры вблизи забоя скважины. Вследствие специфики фазовой диаграммы газоконденсат в призабойной зоне частично конденсируется с образованием ретроградной жидкости, которая заполняет поровое пространство и препятствует выходу газовой фазы. Для разрушения конденсатной пробки исследовались два варианта — кратковременное воздействие на углеводородную внутрипластовую систему детонационными волнами, которые генерируются химическим путем в забое скважины, и тепловое воздействие путем увеличения температуры продуктивного пласта.

Исследования проводились на физической модели газоконденсатного пласта, созданной на базе установки «Пласт», позволяющей создать в экспериментальном участке давление до 40 МПа и температуру до 400°С. В качестве модельной использовалась смесь метан-н-бутан. Для описания фильтрации смеси в поровом пространстве при изменении термобарических условий пласта была разработана математическая модель процесса. Результаты проведенных при различных термобарических условиях экспериментов показали возможность физического и математического моделирования поведения газового конденсата в условиях реального пласта. Повышение температуры имитатора пласта вызывает разрушение конденсатной пробки и восстанавливает исходный расход и состав смеси. Результаты математического моделирования качественно совпадают с экспериментальными данными.

Были проведены оценки параметров ударно-волнового воздействия на внутрипластовую систему. В предварительных экспериментах по совместной работе генератора детонационных волн с установкой «Пласт» была измерена скорость прохождения ударной волны в экспериментальном участке.

Работа выполнена в рамках программы РАН и при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-08-00685).

ПРОЦЕССЫ ГОРЕНИЯ НЕПЕРЕМЕШАННЫХ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ ПРИ КУМУЛЯЦИИ ВОЛН И ТЕЧЕНИЙ

*Петухов В.А.*¹, Набоко И.М.¹, Солнцев О.И.¹, Гусев П.А.²*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²ИХФ РАН, Москва

**petukhov@ihed.ras.ru*

В ИТЭС ОИВТ РАН проводятся исследования нестационарного горения водородно-воздушных смесей. Эти режимы горения характеризуются тем, что в них развивается высокое давление, превосходящее давление во фронте стационарной детонации. Особенно большие давления возникают, когда нестационарное горение развивается в кумулирующих устройствах. В ИТЭС проводились исследования кумуляции волн и потоков и развития горения в конусе и пирамиде. Реакционный объем, в котором находилась водородно-воздушная смесь, отделялся от окружающего пространства тонкой резиновой оболочкой. Высокие давления при нестационарном горении возникают в зоне кумуляции в результате взрыва газовой смеси, подогретой ударными волнами, порожденными первичным горением. Нужный режим при исследовании получался с помощью навески ВВ (гексогена или тена), величина которой менялась от 0.4 до 3.5 г. Максимальные давления были зафиксированы в вершине конуса и достигали значений более 1000 ата. В данной работе проведено исследование распространения взрывных волн в реакционном объеме, разделенном на две части: верхняя часть — жесткий конус, фокусирующий волны и потоки, — заполнен воздухом, а нижняя часть, ограниченная резиновой оболочкой, заполнена водородно-воздушной смесью. Между обеими частями натянута тонкая резиновая пленка. При инициировании процесса взрывами ВВ в привершинной области конуса зарегистрированы давления, на 10–15% превышающие значения, полученные при полностью заполненном водородно-воздушной смесью объеме.

Этими исследованиями ставится цель определение нагрузок на эле-

менты конструкции при горении и взрыве неперемешанных водородно-воздушных смесей, в случае, когда имеются полости, незаполненные водородом, что может иметь место в начальный период аварии после разгерметизации сосудов с водородом.

Другой целью является определение влияния тонкой резиновой пленки на процесс распространения волн давления и движения фронта пламени, что важно при исследовании процессов горения в больших сферических объемах, ограниченных резиновой оболочкой, внутри сферической камеры 1ЗЯЗ.

Обсуждаются полученные результаты.

ВОЗДЕЙСТВИЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО РАЗРЯДА НА КРЫЛО В ДОЗВУКОВОМ И СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

*Аксенов В.С.¹, Губин С.А.¹, Голуб В.В.², Ефремов К.В.*¹*

¹МИФИ, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**dm2k@yandex.ru*

Цель работы - экспериментальная оценка силового воздействия плазмы скользящего разряда на модель крыла в дозвуковом и сверхзвуковом потоке воздуха.

Плазма электрического разряда, иницируемая вдоль полупроводящей поверхности крыла или корпуса, изучается в качестве перспективного средства управления летательным аппаратом (ЛА). Образование мощной ударной волны при пробое воздушного промежутка скользящим разрядом изменяет обтекание поверхности ЛА и создает импульс для изменения траектории полета. Измерения критических условий существования скользящего разряда в потоке воздуха важны для его использования в сверхзвуковых ЛА. Такие измерения для сверхзвукового потока ранее не проводились.

Скользющий разряд, изучался в частотном режиме в потоке воздуха, который создавался вентиляторной установкой (дозвуковой режим) или истечением воздуха в вакуумированную ёмкость (высокоскоростные режимы). Разряд представлял собою пробой между электродами и поверхностью полупроводящего стержня из углярафита, расположенного по нормали к потоку «заподлицо» с поверхностью обтекаемых тел - клина с углом 10 градусов или модели крыла. Пробиваемый промежуток между электродами составлял 3 см - 8 см, текущее напряжение между электродами регистрировалось, и разряд снимался видеокамерой. В потоках воздуха до 40 м/с заметное влияние на

разряд не обнаружено. В сверхзвуковой аэродинамической трубе измерения были проведены при двух скоростях потока - 200 м/с и 520 м/с.

Основные факторы, влияющие на разряд - это напряженность поля на разряднике, величина сегментов, разогрев электродов и давление (электрическая прочность воздуха зависит от давления).

Показано устойчивое возбуждение скользящего разряда при скоростях потока от 0 до 520 м/с и напряжённостях электрического поля 0.5 - 1.0 кВ/см. Энергии разрядов с частотой до 40 Гц составляла 8 - 40 Дж при подводимой мощности от 100 Вт до 500 Вт.

Экспериментально измерено усилие, возникающее при инициировании электрического разряда на поверхности крыла, обтекаемой дозвуковым и сверхзвуковым потоками воздуха. Испытания проводились с различными профилями крыла и энергиями разряда.

ПРОЧНОСТНАЯ МОДЕЛЬ ГЕТЕРОГЕННОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛА

Головин А.М.

МГУ, Москва

valtar@iht.mpei.ac.ru

Предложена количественная модель перехода от режима защитного к режиму разрушающего окисления металлических частиц шаровой формы в газообразной окислительной среде. На примере окисления циркония в атмосфере водяного пара рассматривается эволюция механических напряжений, развивающихся на границе оксид-металл, из-за существенного различия мольных объемов оксида и металла. Считается, что при превышении предела прочности на растяжение на внешней поверхности оксидной пленки происходит ее разрушение, приводящее к интенсификации скорости окисления металла.

Работа выполнена при частичном финансировании РФФИ (грант 05-02-17180).

АПРИОРНАЯ ОЦЕНКА ХАРАКТЕРА ТЕЧЕНИЯ В ЗОНЕ ОТРАЖЕННОЙ ОТ КОНТАКТНОЙ ГРАНИЦЫ ЦЕНТРИРОВАННОЙ ВОЛНЫ РАЗРЕЖЕНИЯ

Боклов Д.Н., Козловских А.С., Крайчикова С.С.,
Старцев А.Н.*

РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск

**d.n.bokov@vniitf.ru*

Доклад посвящен анализу взаимодействия центрированной волны разрежения (ЦВР) с контактной границей (КГ), разделяющей нормальные газы с разными показателями Пуассона (γ) для одномерной плоской газовой динамики.

В основе численного метода лежит использование характеристических свойств решения системы уравнений газовой динамики. В отличие от классических методов характеристик и сеточно-характеристических методов, решение определяется на трех независимых сетках. Решение на характеристике определяется из решения системы линейных алгебраических уравнений относительно консервативных переменных. Отслеживается: образование, эволюция и взаимодействие сильных и слабых разрывов.

Достоверность представляемых выводов основывается на результатах численных расчетов тестовых задач, имеющих аналитическое решение:

- Отражение ЦВР от «жесткой» стенки для дозвукового и сверхзвукового случаев;
- Расчет «фиктивной» контактной границы;
- Взаимодействие ЦВР с контактной границей двух сред с одинаковыми γ . Случай хорошо изучен и изложен в литературе.

Выводы для случая разных показателей γ :

Если в области падающей волны показатель γ больше, чем в области прошедшей волны, то ЦВР отражается в асимптотике волной сжатия. Если в начальный момент импеданс в области падающей волны меньше, чем в области прошедшей волны ($\rho_1 c_1 < \rho_2 c_2$), то возможен начальный этап отражения волной разрежения.

Если в области падающей волны показатель γ меньше, чем в области прошедшей волны, то ЦВР отражается в асимптотике волной разрежения. Если в начальный момент импеданс в области падающей волны больше, чем в области прошедшей волны ($\rho_1 c_1 > \rho_2 c_2$), то возможен начальный этап отражения волной сжатия.

**КВАЗИКЛАССИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ СФЕРИЧЕСКОЙ
ИОННОЙ ЯЧЕЙКИ И ДВУМЕРНОЙ КРУГОВОЙ
КВАНТОВОЙ ТОЧКИ**

Шпатаковская Г.В.

ИММ РАН, Москва

shpat@imamod.ru

В работе в квазиклассическом приближении исследуются свойства двух физических объектов разной размерности с центральной симметрией.

1. Рассматривается ионная ячейка: система N электронов в сферической ячейке объема $V = 4\pi R^3/3$ в поле центрального ядра заряда Z при температуре T . Заряд ионной ячейки $z = Z - N \geq 0$. Решается уравнение Томаса–Ферми для определения пространственного распределения плотности электронов в такой системе при различных значениях параметров z, V, T . Вычисляется свободная энергия электронов с учетом обменных, градиентных и оболочечных эффектов. Обсуждается возможность использования этих расчетов для оценки статистических сумм сложных частиц (атомов и ионов), фигурирующих в химической модели плазмы.

2. Проведено исследование двумерной круговой квантовой точки с различными потенциалами удержания. Использовались модели Томаса–Ферми (ТФ) и Томаса–Ферми–Дирака (ТФД). Показано, что для квадратичного потенциала конфайнмента в модели ТФ не существует всюду конечного распределения электронной плотности: имеется логорифмическая расходимость в центре квантовой точки. Доказано, что используемое некоторыми авторами введение в модель квантовой поправки, приводящее к конечной плотности, неправомерно для размерности $D = 2$. Получено выражение для оболочечной поправки к числу электронных состояний в такой системе.

О СУЩЕСТВОВАНИИ СТРУКТУРНОГО ПЕРЕХОДА В АЛЮМИНИИ ПРИ ДАВЛЕНИИ ПОРЯДКА 1.5 Мбар И ТЕМПЕРАТУРАХ ВЫШЕ 1000 К

Синько Г.В. , Смирнов Н.А.*

РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск

**gevas@uniterra.ru*

В работе представлены некоторые результаты расчетов термодинамических функций кристаллического алюминия. Показано, что сжатие кристалла алюминия со структурой *fcc* при температурах выше ~ 1000 К должно привести к структурному переходу либо непосредственно в структуру *bcc*, либо в некую промежуточную структуру. Этот структурный переход будет иметь место при давлениях порядка 1.5 Мбар. При современном уровне развития техники высоких давлений, этот результат вполне может быть проверен экспериментально.

КВАЗИЗОННАЯ МОДЕЛЬ ВЕЩЕСТВА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ И ПЛОТНОСТЯХ

Грушин А.С. , Новиков В.Г., Соломянная А.Д.*

ИПМ РАН, Москва

**GrushinA@gmail.com*

На текущий момент существует довольно много моделей, позволяющих рассчитывать различные характеристики ионизованного вещества и получать результаты, неплохо согласующиеся между собой и с экспериментальными данными. Развитие и усовершенствование этих моделей позволяет расширять область их применимости, лучше описывать различные особенности поведения той или иной производной величины, корректировать расчёты по экспериментальным данным и т.д. Одной из трудностей, возникающих при распространении области применимости моделей на более широкий диапазон температур и плотностей, является учёт эффектов плотности (давления), т.е. межзонного и ион-электронного взаимодействия в плотной плазме.

В докладе описан сравнительно простой и экономичный в плане расчётов метод учета плотностных эффектов, расширяющий модель Хартри–Фока–Слэтера для среднего атома [1] и основанный на расчёте особой структуры энергетического спектра электронов, состоящей из полос разрешённых энергий [2] (будем называть такие полосы квазизонами). Однако, в отличие от работы [2], распределение электронов внутри квазизон рассчитывается исходя из квазиклассического при-

ближения, что, во-первых, вполне оправданно с точки зрения его применимости в областях, близких к непрерывному спектру, во-вторых, лаконично вписывается в общую систему уравнений Хартри–Фока–Слэтера и, в результате, даёт гладкие зависимости термодинамических функций и средних коэффициентов поглощения, плавно отрабатывая превращение дискретных уровней в квазизоны и последовательное их «погружение» в непрерывный спектр. Расчёты для ряда элементов (Al, Be, Fe и др.) показали общую работоспособность предложенного подхода, при этом область устойчивой сходимости итераций существенно расширилась по плотности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 05-01-00682.

1. Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы и методы расчёта росселандовых пробегов и уравнений состояния. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2000.
2. Rozsnyai B.F. // Phys. Rev. A. 1972. V. 5. № 3. P. 1137–1149.

ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В НЕДРАХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Иосилевский И.Л.

МФТИ, Долгопрудный

ilios@orc.ru

В работе обсуждается неконгруэнтность фазовых переходов в недрах планет-гигантов и коричневых карликов. Неконгруэнтность (т.е. равновесное сосуществование фаз различающейся стехиометрии) приводит к существенному изменению параметров и структуры фазовых границ. Эти отличия иллюстрируются на примере неконгруэнтного испарения в высокотемпературной системе уран–кислород, продукте экстремального нагрева диоксида урана (UO_2). В сообщении обсуждается неконгруэнтность гипотетических «плазменного» (PPT) и «диссоциативного» (DPT) фазовых переходов в гелий-водородной плазме недр Юпитера, Сатурна и коричневых карликов. Обсуждается состояние проблемы существования PPT и DPT в водороде и гелии и соотношение теоретических предсказаний с последними результатами экспериментов по изоэнтропическому сжатию дейтерия (Саров). Неконгруэнтность плазменного фазового перехода в H_2/He смеси приближенно оценена на примере популярной в астрофизических приложениях вер-

сии PPT (Saumon and Chabrier). Оцененная степень неконгруэнтности сравнима по величине и совпадает по знаку с наблюдаемой величиной гелиевого обеднения атмосфер Юпитера и Сатурна. Обсуждается возможная взаимосвязь неконгруэнтности фазовых превращений в H_2/He смеси недр Юпитера и Сатурна с гипотетическим механизмом седиментации гелия в этих планетах, как объяснения известных противоречий в описании их эволюции. Обсуждаются перспективы проведения полноценных расчетов обсуждаемой неконгруэнтности во всех остальных версиях PPT и DPT в гелий-водородной плазме недр планет-гигантов, а также перспективы проведения новых экспериментов по поиску таких переходов.

ОБ ИОНИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ ОСТОВА В ЩЕЛОЧНЫХ И ЩЕЛОЧНО-ЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛАХ ПРИ СИЛЬНОМ СЖАТИИ

Дегтярева В. Ф.

ИФТТ РАН, Черноголовка

degtyar@issp.ac.ru

Для щелочных и щелочно-земельных металлов при повышении давления наблюдаются переходы из плотноупакованных высокосимметричных структур (ГЦК, ОЦК, ГПУ) в структуры с понижением симметрии и компактности упаковки. Эти переходы сопровождаются скачкообразным понижением атомного объема, при этом происходит уменьшение атомного радиуса на 12–14%. Структуры, наблюдаемые для щелочных и щелочно-земельных металлов (ЩМ и ЩЗМ) при сжатии с уменьшением атомного объема более 0.5, характерны для поливалентных металлов IV и V групп. Эти превращения сопровождаются резкими изменениями электрорфизических свойств (электросопротивления, сверхпроводимости). Анализ имеющихся в литературе данных по структуре и электрофизическим свойствам щелочных и щелочно-земельных металлов [1–3] дает основание предположить возможное перекрытие электронных уровней валентной зоны и внешних электронных уровней остова — частичную ионизацию электронов остова. Рассмотрение кристаллической структуры фаз высокого давления ЩМ и ЩЗМ с применением модели взаимодействия сферы Ферми и зоны Бриллюэна в рамках почти свободных электронов [3] показывает, что такие структуры являются энергетически выгодными для поливалентных металлов.

1. McMahon M.I., Nelmes R. J. // Chem. Soc. Rev. 2006. V. 35. P.943.
2. Максимов Е.Г., Магницкая М.В., Фортвов В.Е. // УФН. 2005. Т. 175. С. 793.
3. Дегтярева В.Ф. // УФН. 2006. Т. 176. С. 383.

РАСЧЕТ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ ВЫРОЖДЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕГО БОЗЕ-ГАЗА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ КОНТИНУАЛЬНОГО ИНТЕГРАЛА

*Бронин С.Я.¹, Зеленер Б.Б.*², Зеленер Б.В.¹,
Михайловский И.А.¹*

¹ОИВТ РАН, ²МИФИ, Москва

*boboze1@mail.ru

Проведен расчет уравнения состояния взаимодействующего Бозе-газа методом Монте-Карло для выражения записанного в виде континуального интеграла. Проведен проверочный расчет идеального Бозе-газа. Получено хорошее согласие с имеющимися аналитическими формулами [1], как для уравнения состояния, так и для теплоемкости. В той же постановке задачи добавлено взаимодействие, учитываемое в виде длины рассеяния и также проведено сравнение с имеющимися выражениями.

1. Керзон Хуанг // изд. Иностранная литература, 1967.

МНОГОФАЗНОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ АЛЮМИНИЯ

Ломоносов И.В.

ИПХФ РАН, Черноголовка

dontlikespam@mail.net

Уравнение состояния алюминия до сих пор остается «горячей» проблемой в современной физике высоких плотностей энергии, что объясняется многолетней интригой возможного структурного фазового перехода при давлении около 2 Мбар, находящего подтверждение в отдельных данных по ударному сжатию и теоретических расчетах. Кроме того, область жидкого алюминия при высоких давлениях сравнительно слабо изучена.

Данное исследование мотивировано прогрессом в получении новых реперных данных по термодинамическим свойствам алюминия. К ним

относятся эксперименты на Z-машине Лаборатории Сандиа, США, по ударному сжатию до давлений около 500 ГПа [1], изэнтропическому сжатию до 300 ГПа [2] и изэнтропическому расширению ударносжатого алюминия в аэрогель [3]. Также прогресс в теоретических расчетах с помощью метода квантовой молекулярной динамики (QMD) позволил с высокой точностью описать указанные данные и получить новую информацию в околоритической области состояний [4].

В работе выполнено построение многофазного уравнения состояния алюминия. Использован массив доступных сегодня экспериментальных и теоретических данных при высоких давлениях. Особое внимание уделено качеству описания новых прецизионных измерений [1–3] и реперной информации в области жидкой фазы [4]. На основании анализа описания расчетной и экспериментальной информации сделан вывод о монотонном характере сжатия алюминия до давлений 500 ГПа и более «жестком» поведении алюминия при сжатии. Согласно разработанному уравнению состояния, алюминий плавится в ударной волне при давлении 113 ГПа, а параметры критической точки: $P_c = 0.197$ ГПа, $T_c = 6250$ К, и $V_c = 1.423$ см³/г.

Работа выполнена при поддержке программ Президиума РАН «Теплофизика экстремальных состояний» и «Математическое моделирование». Автор также признателен д-ру M. Desjarlais за представленные данные QMD-расчетов.

1. Knudson M.D., et al. // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. P. 4420.
2. Davis J.-P. // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. P. 103512.
3. Knudson M.D., Asay J.R., Deeney C. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 073514.
4. Desjarlais M.P. Personal communication. 2006.

СКОРОСТЬ ЗВУКА В УДАРНО-СЖАТОМ ОЛОВЕ И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ МЕТАЛЛА ПРИ ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЯХ ЭНЕРГИИ

*Хищенко К.В.^{*1}, Жерножлетов М.В.², Ковалев А.Е.²,
Ломоносов И.В.¹, Межеев А.Б.², Мочалов М.А.²,
Новиков М.Г.², Фортвов В.Е.¹, Шуйкин А.Н.²*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, ²РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров

*konst@ihed.ras.ru

Проведены измерения скорости звука за фронтом ударных волн в олове при давлениях $P_H \simeq 0.77$ –1.38 Мбар. Использован оптический метод догоняющей разгрузки с тетрахлорметаном CCl₄ и 1,3-

перфтордиметилциклогексаном C_8F_{16} (карбогал) в качестве индикаторной жидкости.

Записи свечения ударного фронта в индикаторе (CCl_4) при давлении нагружения олова $P_H \simeq 774$ кбар свидетельствуют о возможном расщеплении тыльной волны разгрузки в образце на упругую и пластическую составляющие. Регистрации свечения ударно-сжатых индикаторов при $P_H \simeq 872$ кбар и выше не дают характерного для двухволновой разгрузки вида зависимостей излучения от времени. Следовательно, полученные данные о скорости звука в олове при $P_H \gtrsim 872$ кбар можно отнести к состояниям жидкой фазы.

Обобщение новых данных и имевшейся ранее информации об ударной сжимаемости олова выполнено в виде полуэмпирического уравнения состояния для области высоких плотностей энергии, с учетом полиморфных превращений, плавления и испарения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 06-02-17464).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОКОЛОКРИТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ЖИДКОСТЬ–ПАР МАГНИЯ В УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

*Емельянов А.Н.**, *Николаев Д.Н.*, *Пяллинг А.А.*,
Терновой В.Я.

ИПХФ РАН, Черноголовка

**emelyanov@fcr.ac.ru*

Проведены исследования околокритических состояний фазового перехода жидкость–пар магния. Для генерации околокритических состояний перехода жидкость–пар магния использован процесс быстрого нагрева металла ударно-сжатым гелием со стороны свободной поверхности [1]. Исследуемые образцы после ударного сжатия расширились в гелий (начальное давления $\sim 0.01 \div 40$ атм.). Скорость ударной волны в гелии определялась оптическим базисным методом. Расчет массовой скорости (U_s) и конечного давления расширения (P_s) молибдена производился по уравнению состояния гелия [2]. Температура поверхности образца измерялась оптическим многоканальным пирометром. Для магния были проведены две серии измерений. В первой серии измерений на экспериментальных температурных кривых наблюдали температурные «полочки». Значение установившейся температуры принимали, как бинодальную температуру. Во второй серии

измерений в отличие от первой серии между дном экспериментальной сборки и образцом находился тонкий слой клея, который являлся источником слабых волн возмущающих свободную поверхность металла в процессе разгрузки [1]. В результате интенсифицируется процесс теплообмена на свободной поверхности образца, что приводит к более интенсивному разогреву металла до температуры превышающей бинальные температуры, наблюдаемые в первой серии измерений. Установившиеся значения температуры, полученные во второй серии измерений, принимали равными температурам жидкостной спинодали. При давлении 0.205 ГПа наблюдается резкое повышение температуры, и значительное различие регистрируемой яркостной температуры для разных длин волн. Оценка параметров критической точки магния из проведенных экспериментов $T_c = 4000 \pm 500$ К, $P_c = 0.2 \pm 0.02$ ГПа.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 04-02-16790) и Президиума РАН в рамках комплексной программы научных исследований ПРАН 09-2006.

1. Ternovoi V.Ya., Filimonov A.S., Fortov V.E., Lomonosov I.V., Nikolaev D.N., Pyalling A.A. // Shock compression of condensed matter — 1998 / Ed. by Shmidt S.C., Dandekar D.D., Forber J.W. V. 1. P. 87–90.
2. Грязнов В.К., Иосилевский И.Л., Фортов В.Е. // Ударные волны и экстремальные состояния вещества / Под ред. Фортова В.Е., Альтшулера Л.В., Трунина Р.Ф., Фунтикова А.И. Москва: Наука, 2000. С.342–387.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ
СМЕСИ ЖЕЛЕЗА С СЕРОЙ ПРИ ВЕСОВОМ
СОДЕРЖАНИИ СЕРЫ В СМЕСИ 10%, МОДЕЛИРУЮЩЕЙ
СОСТАВ ЯДРА ЗЕМЛИ, ПРИ ДАВЛЕНИЯХ 130–230 ГПа**

*Терновой В.Я.^{*1}, Литвин Ю.А.², Николаев Д.Н.¹,
Квитов С.В.¹, Пяллинг А.А.¹, Филимонов А.С.¹,
Фортов В.Е.¹*

¹ИПХФ РАН, ²ИЭМ РАН, Черноголовка

**ternovoi@fcr.ac.ru*

Разработана и изготовлена серия измерительных ячеек для одновременного измерения собственного оптического излучения и сопротивления модельных сред ядра Земли (90% Fe + 10% S) в процессе многократного ударного сжатия до давлений 130–230 ГПа. Отработана технология и изготовлены две серии пористых образцов смесей

Fe + S, Fe + FeS с весовым содержанием S в смеси 10% и с пористостью $m \approx 1.44$.

Проведены эксперименты по многократному ударному сжатию сапфира, смеси Fe + S, однократному ударному сжатию железа $m \approx 1.83$ до 130 ГПа.

Испытания образца железа с серой при многократном ударном сжатии до 130 ГПа показали, что резкое увеличение проводимости смеси происходит в области давлений 100–120 ГПа (металлизация серы). Снижение давления приводит к обратимому увеличению сопротивления. Измеренный максимальный уровень проводимости равен 6000 ± 1500 1/Ом/см. Наблюдаемая температура — 4500 ± 300 К, близка к уровню температур, являющихся верхней оценкой температуры границы ядро–мантия.

Работа выполнена при поддержке программы президиума РАН П9, подпрограмма 3.

ИЗУЧЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ ВОДОРОДА В ОБЛАСТИ ПРОТЕКАНИЯ В НИХ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Пяллинг А.А. , Терновой В.Я., Николаев Д.Н.,
Квитов С.В., Филимонов А.С., Фортвов В.Е.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**pyal@icp.ac.ru*

Проведены эксперименты по многократному ударному сжатию исходно газообразного водорода различной начальной плотности до 130 ГПа. Измерен ход изменения сопротивления сжимаемого слоя, а также ход изменения температуры водорода по регистрации зависимости интенсивности оптического излучения от времени в процессе сжатия и расширения.

Построены полуэмпирические уравнения состояния водорода для описания его поведения в мегабарном диапазоне давлений с учетом предполагаемого фазового перехода в металлическое состояние. Построенное уравнение состояния корректно описало холодную кривую водорода, ударную адиабату, изэнтропу сжатия (Саров).

Предложено описание выполненных экспериментов на основе сравнения результатов численного моделирования процесса сжатия и расширения с экспериментальной информацией.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 07-02-00812-а) и программы президиума РАН П9.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПЛОТНОГО ВОДОРОДА И ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ В МЕГАБАРНОМ ДИАПАЗОНЕ ДАВЛЕНИЙ

*Грязнов В.К.^{*1}, Иосилевский И.Л.², Фортвов В.Е.¹,
Жерножлетов М.В.³, Мочалов М.А.³*

¹ИПХФ РАН, Черноголовка, ²МФТИ, Долгопрудный,
³РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров

*grvk@icp.ac.ru

На основе разработанной модели для описания термодинамических свойств сильно сжатого вещества проведено исследование термодинамических свойств плотных водорода (дейтерия) и инертных газов в условиях интенсивного ударного и изоэнтропического сжатия в мегабарном диапазоне давлений. Теоретическая модель учитывает кулоновское взаимодействие заряженных частиц и их короткодействующее отталкивание на близких расстояниях, а также эффекты вырождения свободных электронов, диссоциации и многократной ионизации.

Проведены расчеты ударных адиабат аргона и гелия. Результаты сопоставляются с последними экспериментальными данными ВНИИЭФ (Саров) экстремального ударного сжатия гелия различной начальной плотности, а также однократному и двукратному сжатию жидкого аргона.

Проведены расчеты ударных адиабат дейтерия с различными начальными плотностями, соответствующими серии экспериментов, проведенных во ВНИИЭФ (Саров). Результаты расчета удовлетворительно согласуются как с ранее полученными, так и с самыми последними экспериментальными данными по ударному сжатию дейтерия.

Модель уравнения состояния плотного водорода применена для расчета параметров изоэнтропического сжатия дейтерия в области возможного фазового перехода. Результаты расчета демонстрируют скачкообразное изменения плотности, качественно, и по ряду параметров количественно, совпадающее с разрывом на изоэнтропе дейтерия, экспериментально зафиксированным во ВНИИЭФ (Саров). Обсуждаются возможные физические объяснения природы этого разрыва и поведение молекулярно-ионизационного состава вещества в районе указанной аномалии.

Работа поддержана программами Президиума РАН «Теплофизика

экстремальных воздействий» и «Физика высоких давлений и недр земли и планет», Грантом CRDF MO-011-0, Грантом РФФИ 06-08-01166.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ УДАРНО СЖАТОГО ФУЛЛЕРИТА C₆₀

Авдонин В.В.¹, Жуков А.Н.¹, Ким В.В.¹, Молодец А.М.*¹,
Осипьян Ю.А.², Сидоров Н.С.², Фортвов В.Е.¹,
Шульга Е.М.¹

¹ИПХФ РАН, ²ИФТТ РАН, Черноголовка

*molodets@icp.ac.ru

В развитие работы [1] выполнено комплексное исследование электрофизических и термодинамических свойств монокристаллов фуллерита C₆₀ при ступенчатом ударноволновом нагружении. Измерено увеличение и последующее падение удельной электропроводности монокристаллов фуллерита C₆₀ при ступенчатом ударном сжатии до 30 ГПа.

Построены уравнения состояния фуллерита гцк C₆₀, а также 2D полимера C₆₀ и 3D полимера C₆₀. Рассчитаны термодинамические состояния фуллерита C₆₀ при ступенчатом ударном сжатии. Рентгеноструктурные исследования сохраненных после ударного сжатия образцов выявили смесь гцк фуллерита C₆₀ и х-гау рентгеноаморфной компоненты фуллерита. Начало образования рентгеноаморфной компоненты составляет по давлению $P_m \approx 19.8$ ГПа и по температуре $T_m \approx 520$ К.

При давлении и температуре превышающих P_m и, соответственно T_m , ударно сжатый фуллерит C₆₀ представляет собой двухфазную смесь гцк C₆₀ фуллерит и рентгеноаморфной фазы предположительно состоящей из зародышей полимерной фазы. Уменьшение электропроводности фуллерита при ступенчатом ударном сжатии может быть объяснено перколяционным эффектом, связанным с изменением давления, размера и числа зародышей полимерной фазы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 06-02-16552А и программы Президиума РАН «Исследования вещества в экстремальных состояниях».

1. Ossipyan Y.A., Avdonin V.V., Kagan K.L., et al. Nonmonotonic variation of the electrical conductivity of C-60 fullerene crystals dynamically compressed to 300 kbar as evidence of anomalously strong reduction of the energy barrier of C-60 polymerization at high pressure. // JETP LETTERS.2005. V. 81 (9): P. 471-474

**ПОЛИМОРФНЫЕ ПЕРЕХОДЫ И
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
УДАРНОСЖАТОЙ НЕСОРАЗМЕРНОЙ ФАЗЫ
СКАНДИЯ Sc-II**

Шахрай Д.В., Молодец А.М., Голышев А.А., Фортвов В.Е.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**shakhray@icp.ac.ru*

В последние годы в физике высоких давлений была обнаружена неожиданная тенденция в ряду полиморфных переходов щелочных и щелочно-земельных металлов (см. обзоры [1, 2] и ссылки в них). Было обнаружено, что в интервале давлений до 200 ГПа щелочные металлы испытывают целый ряд структурных превращений, причем возникающие фазы высокого давления часто являются менее симметричными и обладают менее компактной упаковкой, чем фазы, реализующиеся при атмосферном давлении. Это такие фазы, как например, недавно обнаруженная несоизоморфная фаза высокого давления скандия [3, 4].

В данной работе представлено комплексное исследование электропроводности и термодинамических свойств ударно сжатой несоизоморфной фазы высокого давления Sc-II. Ударное сжатие осуществлялось ступенчатой ударной волной до максимальных амплитуд 90 ГПа. Метрология свойств скандия при ударном воздействии осуществлялась путем одновременной регистрации давлений и электропроводности образцов в процессе их ударного сжатия. Уравнение состояния фазы низкого давления скандия Sc-I, а также несоизоморфной фазы Sc-II построены по их изотермам высокого давления в форме [5]. Для Sc-I, а также для несоизоморфной фазы Sc-II использовалась экспериментальная изотерма из [3], с учетом поправки [4].

В добавление к [6] на экспериментальной ударной адиабате выявлены дополнительные изломы и соответственно область Sc-I, область смеси Sc-I и Sc-II, область Sc-II, а также области последующих фаз высокого давления скандия. Экспериментально исследовано электросопротивление этих фаз в условиях высоких давлений и температур ударного сжатия.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 06-02-16552А и программы Президиума РАН «Исследования вещества в экстремальных состояниях».

1. Kolobianina T.N. // Uspekhi Fiz. Nauk. 2002. V. 172. P. 1361.
2. Maksimov E.G., et al. // Uspekhi Fiz. Nauk. 2005. V. 175. № 8.
3. Fujihisa H., et al. // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 132103.

4. McMahon M.I., et al. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 134102.
5. Molodets A.M., et al. // High Pressure Res. 2005. V. 25. № 4. P. 267–276.
6. Carter W.J., et al. // J. Phys. Chem. Solids. V. 36. P. 741–752.

МОДЕЛЬНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРИ БОЛЬШИХ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ И ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Гольшев А.А. , Молодец А.М.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**golyshev@icp.ac.ru*

В научной литературе хорошо известны модельные формулы для фоновой составляющей коэффициента теплопроводности k диэлектрических материалов [1]. Одной из таких формул является формула Дугдала-МакДональда (см.[2]) $k \sim const((V\theta^3)/(T\gamma^2))$, где V - объём, θ - характеристическая температура Дебая, T - температура, γ - коэффициент Грюнайзена.

Можно также получить модельную формулу для коэффициента теплопроводности металлических материалов (см. [3]). Известно, что удельное электросопротивление металлов ρ из-за электрон-фононного взаимодействия выражается соотношением Блоха-Грюнайзена, которое при температурах $T > \theta$ имеет вид: $\rho \sim T/\theta^2$. Применение закона Видемана-Франца дает для коэффициента теплопроводности k металлических материалов соотношение $k \sim \theta^2$.

Общеизвестно, что указанные формулы позволяют исследовать температурную зависимость k при атмосферном давлении [2,3]. Очевидно также, что эти формулы могут быть использованы для исследования поведения k при сжатии, если учесть уменьшение объёма $V = V(P, T)$, обусловленное большим давлением P . Наконец, если существуют разумные обоснования зависимости $\gamma(V)$ и $\theta(V)$ при растяжении, то указанные формулы позволяют исследовать изменения k при больших растягивающих давлениях.

В данной работе представлены результаты вычислений коэффициента теплопроводности некоторых твердых тел в области давлений от -20 ГПа до $+20$ ГПа. При этом для $\gamma(V)$ и $\theta(V)$ как и в [4] использовались соотношения из [5].

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Исследования вещества в экстремальных состояниях».

1. R. Berman, Thermal Conductivity in Solids, Clarendon Press, Oxford, 1976
2. J.S. Dugdale, D.K. MacDonald, Latic Thermal Conductivity, Phys. Rev., v. 98, pp. 1751-1752, (1955).
3. R.G. Ross, P. Andersson, B. Sundqvist, G. Bäckström, Thermal conductivity of solids and liquids under pressure. Rep. Prog. Phys., V. 47, p. 1347-1402, 1984.
4. Голышев А.А., Молодец А.М. // 4-й Российский симпозиум «Проблемы физики ультракоротких процессов в сильнонеравновесных средах», Абхазия, г.Новый Афон, 2006. с. 9.
5. Molodets A.M. // High Pressure Research. 2004. V. 24, No3. P. 365-370

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ АВАРИИ РЕАКТОРА: ПОЛНОТА И ДОСТОВЕРНОСТЬ ЧИСЛЕННЫХ ДАННЫХ

*Зицерман В.Ю.*¹, Кобзев Г.А.¹, Фокин Л.Р.¹,
Стрижов В.Ф.², Озрин В.Д.²*

¹ИВТ РАН, ²ИБРАЭ РАН, Москва

*vz1941@mail.ru

Исследования безопасности АЭС, проводимые в рамках международных программ, позволили сформулировать требования к фонду справочных теплофизических данных: круг актуальных веществ и композиций, набор свойств, диапазон параметров, степень неопределенности, форма представления и т.п. В работе обсуждаются методические принципы экспертизы, проводимой при выборе и оценке достоверности справочных данных.

Основное внимание уделяется свойствам при температурах выше 2000 К, где возникают характерные трудности в постановке эксперимента: деструкция вещества, взаимодействие со стенкой контейнера, потери на излучение, неравновесность в форме гистерезиса. Современный эксперимент дает возможность регистрации быстропротекающих процессов (*subsecond thermophysics*), лазерные методы создания высокотемпературных условий и диагностики состояния вещества, выход на высокие температуры. Бесконтактные методы исключают взаимодействие образца со стенкой, позволяя для изолированной капли измерить комплекс свойств, а субсекундный режим дает механическую устойчивость проволоки и исключает потери на излучение.

Новые методы, преодолевая ограничения традиционных, порождают новые проблемы, от решения которых зависит достоверность из-

мерений. Динамические и левитационные эксперименты сопряжены с протеканием комплекса процессов, теория которых, а тем более, количественная оценка недостаточно разработаны. Фактически измерения приходится основывать на весьма огрубленных представлениях, то есть решать обратную задачу в отсутствие надежных решений для прямой. Достоверность результата падает не столько за счет роста неопределенности, сколько за счет неконтролируемых условий эксперимента, то есть, не поддающихся учету систематических ошибок.

На конкретных примерах показано, что ключевым условием обоснованности выбора является всесторонняя проверка на согласованность результатов: полученных разными методами и лабораториями; относящихся к физически разнородным данным; полученных в эксперименте и следующих из проверенных моделей и корреляций. Показана необходимость при создании фонда справочных данных учитывать факторы, определяющие специфику образца, условия эксперимента, возможность проявления неравновесности.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬФРАМОВЫХ ОБРАЗЦОВ В ТОКАМАКЕ ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗКАХ

Недоспасов А.В. , Сергиенко Г.В., Зыкова Н.М.*

ИВТ РАН, Москва

**nedospasov@ihed.ras.ru*

В проекте международного экспериментального термоядерного реактора (ИТЕР) делается замена материала стенок, контактирующих с плазмой. Для пластин дивертора рекомендована замена углеродных материалов на вольфрам. Сотрудники ИВТ РАН активно участвуют в экспериментальных и теоретических исследованиях тугоплавких материалов в токамаках. В докладе описаны эксперименты по экстремальным тепловым нагрузкам на вольфрамовые образцы в токамаке ТЕХТОР. Показано, что нагревом плазмы с помощью инъекции нейтрального пучка устраняется температурная неустойчивость, связанная с излучением многозарядных ионов примесей. Этим были созданы условия для широкого исследования взаимодействия горячей плазмы с поверхностями из тугоплавких металлов в токамаках. При одинаковых концентрации и температуре пристеночной плазмы измеренный поток тепла на вольфрамовую поверхность на 30% меньше, чем на графитовую. Это подтверждает зависимости коэффициента теплопередачи от массы и зарядов ядер атомов стенки. Изучено поступление атомов

вольфрама в плазму в зависимости от температуры его поверхности. При температурах ниже температуры плавления поток определяется суммой физического распыления ионами плазмы и термическим испарением. Исследовано плавление вольфрамовой поверхности, обращенной к плазме токамака. Показано, что жидкая пленка толщиной порядка 1 мм движется под действием силы Ампера, создаваемой током термоэлектронной эмиссии. Движение пленки может существенно влиять на эффективную эрозию диверторных пластин при срывах тока в ITER. В докладе обсуждаются способы подавления капельной эрозии, связанной с движением расплава.

ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ПОЛИМОРФНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ В ТИТАНЕ И ЦИРКОНИИ ПРИ ПЕРЕМЕННЫХ СКОРОСТЯХ НАГРЕВА И ОХЛАЖДЕНИЯ

Пелецкий В.Э. , Петрова И.И.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**pel@iht.mpei.ac.ru*

Систематизированы результаты экспериментального исследования фазовых превращений в металлах четвертой группы периодической системы методом субсекундного импульсного нагрева. Использованная экспериментальная техника позволила варьировать скорости нагрева от 100 до 10000 К/с, прерывая процесс нагрева на любой заранее заданной температуре или по истечении заданного интервала времени. В отличие от традиционной схемы подобных экспериментов в данном случае осуществлялся мониторинг процесса остывания образца после прерывания токового воздействия.

Температурный контроль за процессами был организован с помощью бесконтактной фототермометрии миллисекундного разрешения. В зависимости от цели опыта измерялась либо истинная либо яркостная температура образца. Планирование экспериментов включало компьютерное моделирование ожидаемого процесса для любой комбинации геометрии образца, приложенного напряжения и граничных условий.

Представлены опытные данные, свидетельствующие о зависимости термодинамических параметров полиморфного превращения в названных металлах от интенсивности и направленности теплового воздействия на металл.

КИНЕТИКА ОКИСЛЕНИЯ ЦИРКОНИЯ. ОКИСЛЕНИЕ РАЗРУШАЮЩЕЕ

Тарасов В.Д. , Чеховской В.Я., Григорьева Н.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**valtar@iht.mpei.ac.ru*

Кинетика окисления иодидного циркония исследовалась термогравиметрическим методом в атмосфере воздуха при температуре 1610 К. Исследования проводились на образцах в виде цилиндров диаметром 7 и высотой 22 мм. По оси образца сделана полость диаметром 3 и глубиной 20 мм, которая служила моделью черного тела при измерении температуры оптическим пирометром ЭОП-66. Разрушающее окисление наступало через 5–6 мин после выхода на температурный режим, и являлось результатом появления трещин в оксидной плёнке. Трещины в пленке обусловлены разностью мольных объемов металла и оксида. Мольный объем оксида превышает мольный объем металла при 1600 К на 44%, что вызывает появление тангенциальных и осевых напряжений, интенсивность которых превышает предельно допустимые напряжения сжатия оксида. Это приводит к смещению оксидной пленки в радиальном направлении. Интенсивность напряжений по мере оттеснения оксида под действием очередного слоя зарождающегося оксида будет уменьшаться. При этом тангенциальные напряжения сжатия сменяются на напряжения растяжения, которые при достижении интенсивности напряжений предельно допустимых приведет к появлению направленных вдоль оси цилиндра трещин на его поверхности, что является причиной смены режима защитного окисления на режим разрушающего окисления.

Для изучения влияния кривизны поверхности на окисление была использована модель черного тела. Толщину пленки, образовавшуюся на вогнутой поверхности образца, сравнивали с толщиной пленки, образовавшейся на внешней поверхности. Оказалось, что толщина на выпуклой поверхности больше, чем на вогнутой почти в три раза. Можно предположить, что факторы, вызывающие трещины в оксидной плёнке на выпуклой поверхности, в случае вогнутой цилиндрической поверхности действуют в противоположном направлении, т.к. рост параметров кристаллической решётки за счёт образования твёрдого раствора с кислородом приводит к сжатию твёрдого раствора оксидной плёнки, что вызывает рост напряжения сжатия в самом растворе. Таким образом, экспериментально показано, что на скорость окисления и на характер окисления (защитное, разрушающее) может

сказываться эффект кривизны окисляемой поверхности. Это явление, а также начало разрушающего окисления, требуют более детального экспериментального и теоретического исследования.

Работа выполнена при частичном финансировании РФФИ (грант 05-02-17180).

ОБЪЕМНОЕ РАСШИРЕНИЕ И СТРУКТУРА ЖИДКОГО УГЛЕРОДА ВБЛИЗИ ЕГО ТРОЙНОЙ ТОЧКИ

Башарин А.Ю. , Турчанинов М.А.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**ayb@iht.mpei.ac.ru*

Исследована динамика плавления базисной грани графита лазерным импульсом с длительностью ~ 1 мс в газостате с давлением 15–80 МПа и структура затвердевшего расплава. Показано, что быстрая кристаллизация, создающая препятствия массопереносу в жидком углероде характеризуется образованием нанокристаллов карбина, и объемной усадочной пористостью в сформированном графите монокристаллической структуры. Наличие карбина установлено методами спектроскопии комбинационного рассеяния и микродифракции электронов и свидетельствует о существовании карбиноподобных кластеров в жидком углероде. Затвердевший жидкий углерод обнаружен за пределами кратера, ограничивающего область лазерного воздействия. На модернизированной установке, реализующей метод точек кипения получены предварительные параметры плавления графита и кипения жидкого углерода в зависимости от давления, причем впервые в практике исследований фазовой диаграммы углерода эти параметры определяются за один цикл импульсного лазерного нагрева на этапе роста температуры. Получены предварительные данные о положительной величине dP/dT на линии плавления, что в сочетании с наблюдением усадочной пористости и растеканием жидкости за пределы области лазерного воздействия свидетельствуют о расширении углерода в жидкой фазе. Перечисленные экспериментальные факты являются первым косвенным подтверждением структуры жидкого углерода низкой плотности как кластерной sp-sp² смеси предсказанной Галли, 1990 по результатам молекулярно-динамического моделирования. Получение нанокристаллов карбина монокристаллической структуры является первым примером синтеза практически значимой структуры, которую можно получить при кристаллизации жидкого углерода, применимой в нанoeлектронике, благодаря уникальным термоэмиссионным

свойствам карбина.

ПРЕЦЕЗИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ В ТРОЙНОЙ ТОЧКЕ ГРАФИТА

Турчанинов М.А. , Башарин А.Ю.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**turchaninoff@mail.ru*

Литературные данные по величине давления в тройной точке графита $P_{ТТ}$, полученные определением минимального давления инертного газа, при котором интенсивный нагрев графита фиксирует его жидкофазную перекристаллизацию, оказываются систематически заниженными на 2–4 МПа относительно значений, определенных по пересечению кривых плавления графита и кипения жидкого углерода. Можно предположить, что это как-то связано с трудностями обнаружения малых количеств закристаллизованной жидкой фазы углерода в первом методе.

Для проверки данной гипотезы в работе были определены морфологические и структурные признаки углерода, перекристаллизованного из жидкой фазы и после сублимации, для базисной грани НОРГ графита в результате импульсного лазерного нагрева с длительностью импульса ~ 1 мс в газостате.

При быстрой кристаллизации с ограничением массопереноса в жидкой фазе формируются усадочные поры, свидетельствующие о деформации объема твердой фазы относительно жидкой. Кроме того, следы затвердевшего жидкого углерода обнаруживаются за пределами кратера, ограничивающего область лазерного воздействия при сублимации. Из тонких пленок жидкости образуются углеродные и карбиновые нанонити. Как показано в [1], тонкая жидкая пленка, не смачивающая кристалл, дифрагментируется с образованием отдельных капель, занимающих площадь α , и полимолекулярного жидкого слоя площадью $(1 - \alpha)$. Капли в виде нанонитей — характерная особенность углерода, склонного к образованию трубчатых структур.

В результате сублимации образуется углубленный пологий кратер с выходящими на его склон радиальными ступенями, а роста новых структур не наблюдается.

Нанонити и другие вышеперечисленные признаки служили индикатором малых количеств жидкой фазы углерода. Минимальное давление $P_{ТТ}$, при котором она появлялась, сопоставлено со значением на кривой кипения, исследованной в диапазоне давлений 2–100 МПа

методом точек кипения, соответствующем температуре плавления графита определенной в [2] как 4800 К.

1. Сумм В.Д., Горюнов Ю.В. Физико-химические основы смачивания и растекания. М.: Химия, 1976. 232 с.
2. Башарин А.Ю., Брыкин М.В. и др. // ТВТ. 2004. Т. 42. № 1. С. 64–71.

ПОВЕДЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ ИОДИДОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ

*Карпенко С.В.*¹, Савинцев А.П.², Темроков А.И.²*

¹НИИ ПМА КБНЦ РАН, ²КБГУ, Нальчик

**sv_karpenko@mail.ru*

Полиморфные превращения представляют собой фазовые переходы первого рода, протекающие с изменением структуры твердых кристаллов. При нулевом внешнем давлении устойчивой является фаза со структурой типа NaCl (B1); при некотором давлении p_0 термодинамические потенциалы G_1 и G_2 диэлектрических фаз со структурами типа NaCl и CsCl оказываются равными — происходит структурный B1–B2 фазовый переход; с повышением давления устойчивой становится фаза со структурой типа CsCl (B2). На сегодняшний день в построении теории структурных фазовых превращений в экстремальных условиях высоких давлений достигнуты значительные успехи, однако, большинство теоретических работ посвящено расчету свойств полиморфных превращений в кристаллах бесконечно большого размера при температуре абсолютного нуля. Настоящая работа посвящена изучению свойств структурных фазовых превращений в ионных кристаллах иодидов щелочных металлов в условиях высоких давлений в рамках метода функционала плотности. Причем, рассматривается случай кристаллов конечных размеров.

Для расчета поверхностной энергии в работе применен подход термодинамики Гиббса макроскопических систем. Минимизируя термодинамический потенциал и вычисляя межионное расстояние при данном давлении, можно определить изменение термодинамического потенциала в точке фазового перехода. Если p_0 — давление полиморфного превращения, то условие осуществления фазового перехода: $G_{B1} = G_{B2}$. По данной методике был проведен расчет давлений B1–B2 переходов для кристаллов иодидов щелочных металлов, имеющих размеры от 25 до 200 ангстрем и построены зависимости $p_0(r)$ для 4 исследованных щелочно-галлоидных соединений.

Анализ полученных результатов показывает, что для всех исследованных кристаллов, за исключением LiI, давление полиморфного превращения возрастает при уменьшении размера кристалла. Причем особым образом ведет себя кристалл иодида лития: при уменьшении размера кристалла давление B1–B2 перехода уменьшается. Такое аномальное поведение данного кристалла связано с тем, что при рассматриваемых давлениях порядка нескольких сотен кбар поверхностная энергия в фазе со структурой типа CsCl (B2) меньше, чем в фазе со структурой типа NaCl (B1), поэтому учет поверхностного вклада в термодинамический потенциал «ускоряет» фазовый переход, снижая значение давления перехода по сравнению со значением давления полиморфного превращения для бесконечного кристалла.

ПОСТРОЕНИЕ АППРОКСИМАЦИОННЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ МЕЖЧАСТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И РАСЧЕТ ДАВЛЕНИЯ B1–B2 ПЕРЕХОДА ДЛЯ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

*Мамчурев М.О., Карпенко С.В.**

НИИ ПМА КБНЦ РАН, Нальчик

**sv_karpenko@mail.ru*

Знание точного потенциала взаимодействия между ионами имеет большое значение для предсказания многих свойств ионных кристаллов. До сих пор нет какого-либо общего метода для получения аналитических межчастичных потенциалов для реальных атомно-молекулярных систем. Существующие в аналитическом виде известные потенциалы, например, потенциал Леннард–Джонса или Морзе [1] получены для модельных систем. Потенциалы такого типа можно применять лишь к разреженным инертным газам, для всех остальных систем для получения более или менее точных результатов приходится пользоваться численными потенциалами, заданными в табулированной форме. При этом возникает целый ряд проблем вычислительного характера, приводящих к резкому снижению точности расчетов и увеличению расхождения с экспериментальными данными. Рассмотрим термодинамический потенциал ионного кристалла, находящегося в условиях всестороннего сжатия

$$G_{B_i} = \sum_{k=1}^7 N_k^{(i)} U_k^{(i)} \left(a_k^{(i)} R^{(i)} \right) - \\ - V^{(i)} \frac{\partial}{\partial V^i} \left[\sum_{k=1}^7 N_k^{(i)} U_k^{(i)} \left(a_k^{(i)} R^{(i)} \right) \right] - \frac{\alpha_\mu^{(i)}}{R^{(i)}}.$$

Если проводить расчеты с численными потенциалами и вычислять производные численным способом, то погрешность расчетов может достигать 30%. Поэтому желателен следующий подход: необходимо аппроксимировать численно заданные потенциалы гладкой функцией, удовлетворяющей известным физическим требованиям [2], вычислить производные аналитическим способом, а затем подставить их в термодинамический потенциал кристалла G_{B_i} . В данной работе аппроксимация потенциалов парного взаимодействия производилась методом экспоненциальной регрессии в системе MathCad. полученные аналитические потенциалы затем использовались для построения термодинамического потенциала ионного кристалла, находящегося в условиях высокого давления. Применение полученных парных потенциалов привело к систематическому улучшению совпадения результатов расчета с экспериментом.

1. Mayer I.E. // J. Chem. Phys. 1974. V. 60. P. 270.
2. Gordon R.G., Kim I.S. // J. Chem. Phys. 1972. V. 56. P. 3122.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕКОНСТРУКТИВНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ КОНЕЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

*Коровяков Д.А., Карпенко С.В.**

НИИ ПМА КБНЦ РАН, Нальчик

**sv_karpenko@mail.ru*

В предлагаемой работе проведено исследование влияния температуры на свойства В1–В2 превращения; особое внимание уделено определению температурной зависимости давления полиморфного превращения для ряда щелочно-галлоидных кристаллов.

Термодинамический потенциал кристалла, находящегося в услови-

ях гидростатического сжатия, может быть записан в виде

$$G_{B_i} = \sum_{k=1}^7 N_k^{(i)} U_k^{(i)} \left(a_k^{(i)} R^{(i)} \right) - \\ - V^{(i)} \frac{\partial}{\partial V^i} \left[\sum_{k=1}^7 N_k^{(i)} U_k^{(i)} \left(a_k^{(i)} R^{(i)} \right) \right] - \frac{\alpha_\mu^{(i)}}{R^{(i)}} - TS,$$

где $a_k = \frac{R_k}{R_0}$ — отношение радиуса k -й координационной сферы к радиусу первой координационной сферы; N_k — координационное число; индекс i нумерует обе фазы, $\alpha_{\mu_1} = 1.747558$, $\alpha_{\mu_2} = 1.76268$ — постоянные Маделунга B_1 и B_2 структур соответственно; S — конфигурационная энтропия; индекс i нумерует обе фазы. Как нетрудно видеть, учет некулоновских вкладов в термодинамический потенциал кристалла проведен в приближении семи координационных сфер. Наибольшие трудности возникают при определении последнего слагаемого в записи термодинамического потенциала кристалла. Дело в том, что при вычислении энтропии (а затем и энтропийного скачка при полиморфном превращении) у разных авторов получены существенно различные результаты. Особенно большой разброс наблюдается в значениях скачка энтропии при В1–В2 переходе — неопределенным остается даже знак данной величины. Одна из причин этого заключается в том, что энтропия очень чувствительна к малейшим неточностям в потенциале межионного взаимодействия. В предлагаемой работе для вычисления энтропии и изменения энтропии, а затем и давления В1–В2 перехода при конечных температурах применялся метод молекулярной динамики, который принадлежит к числу безаппроксимационных методов, то есть является точной моделью реальной физической системы. Кроме того, данный метод позволяет отслеживать динамику характеристик системы на любом этапе ее эволюции.

1. Ухов В.ф., Кобелева Р.М., Дедков Г.В., Темроков А.И. Электронно-статистическая теория металлов и ионных кристаллов. М.: Наука, 1982. 160 с.
2. Карпенко С.В., Кяров А.Х., Темроков А.И. // ТВТ. 2000. Т. 38. № 5. С. 748.

ФРАКТАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ РЕКОНСТРУКТИВНЫХ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ИОННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

*Вайтанец О.С.*¹, Карпенко С.В.¹, Савинцев А.П.²*

¹НИИ ПМА КБНЦ РАН, ²КБГУ, *Нальчик*

*sv_karpenko@mail.ru

В настоящей работе сделана попытка построить схему этих переходов, опираясь на теорию протекания и гипотезу подобия, успешно используемые в теории фазовых переходов второго рода. В рамках этого подхода получают объяснение характер изменения энтропии фазового превращения и скачкообразный характер превращения.

Согласно нашей модели фазовый переход начинает развиваться в поверхностной области кристалла. Как известно, внешнее давление изменяет соотношение между радиусами частиц, слагающих элементарную ячейку, что приводит к изменению кристаллической сингонии, так как энергетически выгоднее становится более плотноупакованная структура. Подобная трансформация с большей вероятностью может произойти на поверхности кристалла. В результате возникает зародыш новой фазы, который представляет собой макроскопическое образование со счетным числом частиц (кластер). Зарождение кластеров происходит стохастически вблизи дефектных областей поверхности.

При увеличении числа частиц новой фазы начинается образование конгломератов из частиц, в терминах теории фракталов–кластеров. Законы образования таких кластеров нам неизвестны, однако, можно предположить, что первоначально протекают наиболее быстрые процессы, которые отвечают образованию кластеров с минимальной энергией связи, то есть отвечающие преодолению барьеров минимальной высоты $Q_{\alpha\beta}$. После завершения этого этапа начинают складываться кластеры, энергия образования которых больше. Эти образования состоят из большего числа частиц, чем образовавшиеся на предыдущей энергетической стадии. При увеличении концентрации новой фазы данный процесс может идти вплоть до $x = 1$, где x — концентрация образующейся фазы в системе. Классификацию таких уровней можно вести как по строению кластеров, так и по величине энергии их образования и распространить ее не только на отдельные кластеры, но и на всю систему «фаза низкого давления–фаза высокого давления» в целом.

Таким образом монофрактальные кластеризованные поверхностные области в процессе развития фазового превращения сливаются

между собой. Как только в системе образуется бесконечный кластер, который является мультифракталом, будет зарегистрирован фазовый переход, хотя при этом новая фаза образовалась не во всем объеме, а, преимущественно, в поверхностной области кристалла.

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ОКРЕСТНОСТИ ИНДУЦИРОВАННЫХ ДАВЛЕНИЕМ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ГАЛОГЕНИДОВ АММОНИЯ

Тихомирова Г.В. , Бабушкин А.Н.*

УрГУ, Екатеринбург

**galina.tikhomirova@usu.ru*

В галогенидах аммония обнаружены инициированные высокими давлениями фазовые переходы, проявляющиеся в резком изменении проводимости. Характеристики этих переходов типичны для фазовых переходов первого рода.

Обнаружено, что в галогенидах аммония NH_4X ($\text{X}=\text{F}, \text{Cl}, \text{Br}$) критические давления перехода из низкоомного в высокоомное состояние коррелируют с расстоянием анион-катион и составляют 40, 25-27 и 15 ГПа, соответственно, для NH_4F , NH_4Cl и NH_4Br [1]. Это показывает, что для всех трех этих материалов данный переход является переходом одного типа структурных превращений.

Впервые по зависимостям электропроводности от времени детально исследованы релаксационные процессы, протекающие при обработке давлением. Показано, что вблизи фазовых переходов времена релаксации резко возрастают, достигая десятков и сотен минут [1, 2].

Обнаружено, что свойства галогенидов аммония, существенно зависят от времени обработки давлением и барической предыстории образца. Определено время первоначальной обработки давлением, необходимое для стабилизации низкоомного состояния образцов NH_4X , различное для разных галогенидов аммония. Установлена корреляция времени обработки и величины критического давления с ионным радиусом галогенов F, Cl, Br.

Исследование релаксационных процессов проводимости позволяет получить важную дополнительную информацию о переходах в различные состояния, в том числе промежуточные и метастабильные.

Работа выполнена при частичной поддержке программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (гранты № ЕК-005-Х1 и У4-Р-05-16) Американского фонда гражданских исследований

(CRDF), Министерства образования и науки РФ и Правительства Свердловской области в рамках Уральского научно-образовательного центра «Перспективные материалы».

1. Tikhomirova G.V., Babushkin A.N. // Stat. sol. (b) 2003, V. 235, No. 2, P. 337.
2. Tikhomirova G.V., Babushkin A.N. // Phys. stat. sol. (b) 2007, V. 244, No. 1, P. 424.

ГОДОГРАФЫ ИМПЕДАНСА $\text{AgGeAsS}_{3x}\text{Se}_{3(1-x)}$ ($x = 0.1, 0.2$) ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Бабушкин А.Н. , Хейфец О.Л., Филиппов А.Л.*

УрГУ, Екатеринбург

**alexey.babushkin@usu.ru*

В Проблемной Лаборатории Физики экстремальных воздействий на вещество (УрГУ) были синтезированы новые сложные халькогениды $\text{AgGeAsS}_{3x}\text{Se}_{3(1-x)}$ ($x = 0.1-0.9$) и исследованы их электрические свойства.

Соединения имеют серый цвет и металлический блеск. При нормальном давлении синтезированные халькогениды являются ионными проводниками с областью температур начала ионного переноса 150–310 К. На температурных зависимостях электропроводности и диэлектрической проницаемости для соединений с $x = 0.2, 0.3, 0.7-0.9$ обнаружены фазовые переходы. Годографы импеданса при нормальном давлении характеризуется наличием двух четко разделяющихся областей — высокочастотной (процессы в объеме образца) и низкочастотной (электродные процессы).

Для исследования электрических свойств под воздействием высоких давлений 10–45 ГПа были выбраны соединения со значениями $x = 0.1, 0.2$ (с фазовым переходом и без фазового перехода). Такое исследование представляет большой научный и практический интерес, позволяет уточнить области возможного применения этих соединений при высоких давлениях.

Для генерации давлений до 45 ГПа использовали камеру высокого давления с наковальными типа «закруглённый конус–плоскость» из искусственных поликристаллических алмазов «карбонадо» [1]. Электрические свойства образцов исследовались с помощью измерителя-анализатора импеданса RLC-2000 в области частот 100 Гц–200 кГц.

Были получены годографы импеданса халькогенидов при разных

давлениях и исследованы зависимости проводимости от частоты. Исследован гистерезис проводимости при постепенном снятии нагрузки с образца.

В образцах по предварительным данным, существуют фазовые переходы при давлениях 28, 37–39 и 26, 32 ГПа для $x = 0.1$ и $x = 0.2$ соответственно. Для $x = 0.1$ переходы необратимые, а для $x = 0.2$ обратимые.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке CRDF (Ек-005-00 [X1]) и гранта РФФИ № 06-02-16492-а.

1. Верещагин Л.Ф., Яковлев Е.Н., Степанов Т.Н., Бибаев К.Х., Виноградов Б.В., Письма в ЖЭТФ, 16, № 4 (1972).

МИКРОТВЕРДОСТЬ ХАЛЬКОГЕНИДОВ



Шабашова О.А. , Бабушкин А.Н., Хейфец О.Л.*

УрГУ, Екатеринбург

**olga.kobeleva@usu.ru*

Одним из косвенных методов определения структуры соединения, может являться метод индентирования поверхности образца. В работе [1] показано, что при нагружении с помощью индентора на поверхности стекла появляются характерные сколы и трещины. Специфика системы может быть изучена путем определения морфологии дефектов, размеров трещин как функции нагрузки на индентор.

Было проведено исследование микротвердости образцов $\text{AgGeAs-S}_{3x}\text{Se}_{3(1-x)}$. Измерения проводились на микротвердомере ПМТ-3 при нагрузке на индентор $P=0,24-1,96\text{Н}$ (масса груза 50-200г). Измерения при одинаковых условиях были проведены по 15-20 раз.

Отпечатки индентора имеют форму квадрата со слабоогнутыми сторонами. Исследуемые соединения, по-видимому, обладают малой трещиностойкостью, так как начиная с нагрузки на индентор 0.48Н, на большинстве отпечатков наблюдаются прямые трещины, исходящие из углов отпечатков. На образцах $x=0.1$ и $x=0.2$ около отпечатков имеются выколы, характерные для стекол. На образцах с большими x выколов не наблюдается.

По диагоналям отпечатков были определены значения микротвердости образцов. На графике видно, что микротвердость составов имеет максимальное значение при $x=0,5$, что соответствует составу $\text{AgGeAs-S}_{1.5}\text{Se}_{1.5}$ и равно $208 * 10^7$ Па (при нагрузке на индентор $P=0.98\text{Н}$).

Анализ трещин показал, что для всех составов кроме $x=0.1$ и $x=0.9$ ($\text{AgGeAsS}_{0.3}\text{Se}_{2.7}$ и $\text{AgGeAsS}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$), с увеличением нагрузки увеличивается длина трещин вплоть до массы груза 200 г. При нагрузке на пирамидку 1.96Н появляется разброс в размерах трещин, что, скорее всего, связано с величиной микротвердости и трещиностойкости. Для состава $\text{AgGeAsS}_{1.5}\text{Se}_{1.5}$ размер трещин минимален.

Таким образом, измерение микротвердости образцов показало, что, судя по виду трещин и наличию выколов, исследуемые материалы ведут себя как аморфные вещества. В зависимости от состава меняется величина микротвердости, причем эти изменения выходят за рамки погрешности измерений. Размер трещин изменяется как при изменении нагрузки, так и в зависимости от состава образцов.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке CRDF (Ек-005-00 [X1]) и гранта РФФИ № 06-02-16492-а.

1. J. Am. Ceram. Soc, 73 [4] 787-817 (1990).

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ZrO_2 И $\text{ZrO}_2 + \text{Y}_2\text{O}_3$ ПРИ ДАВЛЕНИЯХ 20–50 ГПа

*Корионов И.В.*¹, Бабушкин А.Н.¹, Корионова И.Г.¹,
Шумина Ю.Н.¹, Ульянова Т.М.²*

¹УрГУ, Екатеринбург, Россия, ²ИОНХ НАНБ, Минск, Беларусь

*korionov-2002@yandex.ru

Измерения были выполнены на порошковых образцах нестабилизированного и частично стабилизированного ($\text{ZrO}_2 + 3\text{mol}\%\text{Y}_2\text{O}_3$) диоксида циркония. Целью исследования было изучение влияния стабилизации и исходного фазового состава на электрические свойства диоксида циркония под действием высоких давлений в широком интервале температур, уточнение фазовой диаграммы диоксида циркония в области давлений свыше 20 ГПа. Высокие давления создавались в камере «типа закругленный конус–плоскость» на основе синтетических алмазов «Карбонадо». В результате наших исследований установлено изменение электронных свойств образцов в интервалах давлений 25–30 ГПа, 35–37 ГПа и 45–47 ГПа. Полученные нами данные для нестабилизированного и частично стабилизированного иттрием диоксида циркония позволяют уточнить вид фазовой диаграммы для ZrO_2 в исследованной нами области давлений и температур. Наличие стабилизирующей примеси приводит к сдвигу границ переходов в сторону больших давлений, что возможно связано с присутствием в

исходных стабилизированных образцах тетрагональной фазы. Также обнаружено, что стабилизация диоксида циркония приводит к появлению дополнительного механизма проводимости, характеризующегося положительным наклоном прямой на зависимостях логарифма сопротивления от обратной температуры.

БЛИЖНИЙ ПОРЯДОК И ИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В АМОРФНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ

Шабашова О.А. , Хейфец О.Л., Ячменева Н.А.,
Мельникова Н.В.*

УрГУ, Екатеринбург

**olga.kobeleva@usu.ru*

Ионная проводимость кристаллических тел связана с разупорядоченностью ковалентной подрешетки, однако беспорядок в стеклах не является абсолютно хаотичным. Периодичность в расположении атомов сохраняется в пределах нескольких координационных сфер, а далее каким либо образом нарушается [1, 2]. Наша работа посвящена анализу имеющихся в литературе моделей структуры аморфных тел, сравнению величины ионной проводимости в аморфных и кристаллических образцах сходного состава, выявлению зависимости величины ионной проводимости от состава материала на примере пятикомпонентных аморфных соединений со структурной формулой $AgGeAsS_{3x}Se_{3(1-x)}$ ($x=0,1-0,9$).

Исследуемые составы синтезированы с использованием ампульной технологии. Полученные соединения имеют серый цвет и металлический блеск. Поверхности соединений имеют характерный для стекол раковистый излом.

Рентгеноструктурный анализ халькогенидов $AgGeAsS_{3x}Se_{3(1-x)}$ ($x=0,1-0,9$) показал наличие трех размытых пиков, характерных для аморфных соединений, т.е. исследованные образцы являются квазирентгеноаморфными. Положение первого острого дифракционного максимума смещается с изменением доли x . Это изменение в зависимости от состава указывает на изменения внутренней структуры соединений.

Зависимости положения максимума и его интенсивности от величины x похожи на зависимости, наблюдаемые для стекол GeSe и AsSe [3]. В связи с этим, мы считаем, что при доле серы $x < 0,2$ в материалах главную роль играет случайное распределение катион-катионных структурных единиц, в диапазоне $0,2 < x < 0,7$ происходит формирова-

ние сетки из катион-катионных структурных единиц, а при $x > 0.7$ появляются однополярные корреляции в сетке.

Проведено сравнение величины ионной проводимости в кристаллах $AgGeAsS_3$, $AgGeAsSe_3$ и в стеклообразных $AgGeAsS_{3x}Se_{3(1-x)}$ ($x=0,1-0,9$).

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке CRDF (Ек-005-00 [X1]) и гранта РФФИ № 06-02-16492-а

1. Фельц А. Аморфные и стеклообразные неорганические твердые тела: Пер. с нем. М.: Мир, 1986.
2. Малиновский В.К. // ФТТ. 1999. V. 41. P. 5.
3. Vychkov E., Benmore C.J., Price D.L. // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 172107.

ТЕОРИЯ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

Куропатенко В. Ф.

РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск

v.f.kuropatenko@vniitf.ru

Рассматриваются вопросы, возникающие при построении моделей смесей реальных газов. Учитывается два вида взаимодействия газов — парное и кластерное. В дополнение к классическим формам обмена импульсом и энергией между взаимодействующими компонентами вводится тензор взаимодействий и потоки энергии между каждым компонентом и смесью.

КОМПЛЕКС ПРОГРАММ «ТУР» ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ

Миронова Е.Е. , Сапожников А.Т.*

РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск

**e.e.mironova@vniitf.ru*

Комплекс программ «ТУР» предназначен для математического обеспечения построения и исследованиям уравнений состояния. Комплекс «ТУР» состоит из четырёх библиотек: библиотеки специализированных программ (БСП), библиотеки теоретических моделей термодинамических свойств веществ (БТМ), библиотеки уравнений состояния (БУРС) и библиотеки наборов констант (параметров) (БНК) уравнений состояния (УРС) для конкретных веществ. Специализированные программы первой библиотеки делятся по своему назначению на

три вида. Первый вид — это программы для проведения термодинамических расчетов по УРС, в том числе фазовых диаграмм. Второй вид программ предназначен для элементарных газодинамических расчетов. Третий вид специализированных программ предназначен для построения табличных и аналитических уравнений состояния. Для автоматизации процесса создания табличных уравнений состояния создан ряд программ: программа «сшивки», которая обеспечивает построение широкодиапазонных уравнений состояния на основе локальных, программа табулирования термодинамических функций с автоматическим выбором оптимальных сеток, программа сглаживания функций одной и двух переменных и другие. Библиотека теоретических моделей содержит программу для расчёта термодинамических параметров по модели Томаса–Ферми с квантовыми и обменными поправками (модель ТФП) с описанием вклада теплового движения ядер по модели Копышева (модель ТФПК), программу для расчета ионизационного равновесия в газах по модифицированной модели Саха, программу для расчёта термодинамических параметров гомогенных и гетерогенных термомеханически равновесных смесей веществ, а также и гетерогенных смесей компонент, представляющих собой гомогенные смеси, программу расчета свойств плотных молекулярных газов и жидкостей и их смесей на основе вариационной теории возмущений в форме М.Росса, программу для расчета параметров твёрдого тела и жидкости при плавлении по закону Линдемана и правилу Трутона. Библиотека программ УРС комплекса «ТУР» содержит УРС двух видов. К первому виду относятся уравнения состояния, представляющие только научный интерес, поскольку, по своим характеристикам, например, по экономичности, они не годятся для применения в программах расчёта динамики сред. Ко второму виду относятся прикладные УРС, которые непрерывны и удовлетворяют условию нормальности вещества по Бёте–Вейлю в необходимом диапазоне плотностей и температур, а также достаточно экономичны для вычислений на ЭВМ.

ИНТЕГРИРОВАННАЯ ИНФОРМАЦИОННО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКАЯ СРЕДА ДЛЯ РАЗРАБОТКИ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ

Кузнецова О.В. , Вербицкая О.В., Миронова Е.Е.,
Сапожников А.Т., Соколов В.П.*

РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск

**o.v.kuznetsova@vniitf.ru*

Во ВНИИТФ ведутся работы по созданию различных информационно-технологических средств, обеспечивающих полный цикл работ по построению уравнений состояния (УРС). Эти средства ориентированы как на разработчиков УРС, так и на специалистов в области математического моделирования физических процессов. При создании новых уравнений состояния используется комплекс программ ТУР для подбора оптимальных значений параметров аналитических уравнений состояния, составления таблиц термодинамических функций на оптимальных сетках, построения широкодиапазонных уравнений состояния на основе локальных, проведения термодинамических и элементарных газодинамических расчетов по УРС и теоретическим моделям, обработки экспериментальных данных по ударной сжимаемости.

Взаимодействие пользователя с комплексом предполагает определенный порядок выполнения работ, наиболее кропотливыми из которых является визуальное представление данных, как экспериментальных, так и расчетно-теоретических, а также их анализ. Для ускорения и облегчения процесса исследования УРС создана интерактивная интерфейсная оболочка, представляющая собой специализированную интегрированную информационно-технологическую среду, автоматизирующую расчетные и исследовательские операции. Среда включает развитый графический интерфейс для работы с программами комплекса, базы экспериментальных данных, библиотеки программных модулей УРС и наборов параметров к ним, а также средства создания и ведения архива расчетов, информационно-справочную систему по уравнениям состояния и веществам, средства, обеспечивающие визуализацию результатов расчетов и экспериментальных данных.

Данные, используемые различными программными компонентами на отдельных этапах исследовательских работ, разнородны по своей структуре и способам представления. Все компоненты интегрированы между собой на базе единого интерфейса и совокупности унифицированных внутренних баз данных. После запуска специализированных

программ полученные результаты счета накапливаются. С помощью оконного интерфейса можно также найти и отобразить из соответствующих баз необходимые экспериментальные данные. Наличие такой среды позволяет существенно ускорить процесс разработки УРС и повысить их точность.

ОПЫТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ УНИФИЦИРОВАННЫХ МОДУЛЕЙ УРС В ПРОГРАММНЫХ КОМПЛЕКСАХ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ МАССОВЫХ РАСЧЕТОВ

Вербицкая О.В. , Дядина Н.С., Мурашкина В.А.,
Сапожников А.Т., Соколов В.П.*

РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск

**o.v.verbitskaya@vniitf.ru*

В РФЯЦ-ВНИИТФ эксплуатируется пакет уравнений состояний (УРС) «PARUS», обеспечивающий программные комплексы урсами и пробегам. В основу реализации пакета были положены следующие условия: обеспечение вычисления широкого набора ТДФ при различных входных переменных, адаптация модулей УРС и пробегов к потребностям программных комплексов, экономичность вычисления необходимых ТДФ, использование пакета на разных ЭВМ. Был выработан ряд принципов, заложенных в основу стандартов пакета. Формализовано понятие УРС, как функции произвольного вида $z = f(x, y, \phi, a_1, \dots, a_k)$, где x, y, z — три термодинамические величины из следующего ряда: ρ — плотность, T — температура, P — давление, E — энергия, S — энтропия, ϕ — номер фазы, в которой необходимо рассчитать ТДФ; a_i — параметры, зависящие от вещества. Определен порядок взаимодействия УРС и прикладных программ (ПП), в случаях, когда ПП отслеживает изменение фазового состояния или нет. Обеспечивается возможность задания независимых параметров (аргументов) и расчета ТДФ в любых единицах измерения при условии, что единицы для ρ, E и P согласованы. Стандарты в области функциональных требований определяют: набор рассчитываемых ТДФ с зафиксированными именами, организацию интерфейса при взаимодействии ПП с УРС. Стандарты в области программной реализации определяют: структуру программного модуля, способ подготовки параметров вещества, их передачу в УРС и собственно вызов УРС, порядок «фрагментации» модуля, и описания его организации. Правила подготовки модулей УРС к работе и их подключения к ПП включают: настройку модулей к работе в конкретной среде программирования, формирование описания

запросов прикладной программы на расчет ТДФ, настройку модуля УРС на систему запросов для оптимизации вычислений. Наполнение пакета составляют УРС, описывающие теплофизические свойства около ста веществ. Помимо широкодиапазонных, имеются специализированные УРС, ориентированные на применение в ограниченных диапазонах изменения аргументов и функций. УРС, реализованные по данной технологии эксплуатируются в многочисленных программных комплексах РФЯЦ-ВНИИТФ. За прошедшие годы шло развитие данной технологии, но при этом основополагающие принципы оставались неизменными. Стандарты пакета адаптированные к современным информационным технологиям сохраняют свою актуальность.

ИНТЕРПОЛЯЦИЯ МНОГОФАЗНЫХ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕРЕГУЛЯРНЫХ СЕТОК

Можарова Т.С., Левашов П.Р., Хищенко К.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**kkitan_ks@mail.ru*

Термодинамические функции различных материалов широко используются для решения различных научных и технических задач, главным образом для замыкания системы уравнений гидродинамики и магнитной гидродинамики. Между тем, современные численные коды зачастую требуют знания вторых производных термодинамического потенциала, например, скорости звука, теплоемкостей, коэффициента Грюнайзена, которые терпят разрывы на фазовых границах. Многофазные уравнения состояния, разрабатываемые в настоящее время, тратят неприемлемо большое время на расчеты термодинамических свойств в каждой точке течения, поэтому традиционно для ускорения вычислений используются различные методы интерполяции. Однако такие интерполяционные методы плохо работают для разрывных функций, и необходимо развивать новые подходы для решения этой весьма актуальной задачи.

В данной работе рассматривается прямоугольная область фазовой диаграммы в координатах температура–плотность, границы которой совместно с фазовыми границами разбивают эту область на подобласти. Производится триангуляция каждой области, в вершинах триангуляции по уравнению состояния вычисляются термодинамические функции, а затем используется интерполяция Сибсона для расчета необходимых параметров в произвольной точке рассматриваемой пря-

моугольной области. Такой подход не зависит от топологии фазовой диаграммы, обладает сравнительно высокой эффективностью и обеспечивает весьма высокую точность. В работе анализируются особенности этого подхода на примере уравнений состояния Ван-дер-Ваальса и мягких сфер [1], а также многофазных уравнений состояния металлов [2].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 04-07-90310 и 07-07-00406).

1. Левашов П.Р. Уравнения состояния жидких металлов как системы мягких сфер. Препринт ОИВТ РАН № 1-446. М: 2000. 30 с.
2. Хищенко К.В. // Физика экстремальных состояний вещества — 2005 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черногловка: ИПХФ РАН, 2005. С. 170.

О ВОЗМОЖНОСТИ ОДНОМЕРНОГО ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТИПИЧНЫХ ПОСТАНОВОК УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ЧЕРЕЗ ИНТЕРНЕТ

Мишисор М.А. , Левашов П.Р., Хищенко К.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**max@corpnet.ru*

В работе рассматривается возможность проведения одномерного газодинамического моделирования типичных постановок ударно-волновых экспериментов через Интернет на основе экспертной системы по теплофизическим свойствам веществ при высоких давлениях и температурах [1]. Система позволяет через Интернет просматривать различные типы экспериментальных данных в разных форматах и проводить расчеты большого числа кривых по нескольким моделям калорических и табличных многофазных уравнений состояния металлов [2]. Результаты расчетов вышеперечисленных кривых доступны в графическом формате в различных переменных; на графики можно наносить кривые, полученные по выбранным уравнениям состояния, а также экспериментальные данные. Для каждой кривой предусмотрен вывод результатов расчетов в виде таблицы для последующей обработки внешними программами.

Кроме того, система позволяет проводить моделирование типичных постановок ударно-волновых экспериментов на основе автоматического решения задачи о распаде разрыва. В данной работе анализируется возможность проведения полного одномерного газодина-

мического моделирования этих постановок через Интернет, рассматриваются требования к газодинамическому коду и графическому интерфейсу. Разработан интерфейс для моделирования экспериментов методом торможения с минимумом возможностей для задания параметров расчета и обработки выходных данных.

Система функционирует в режиме свободного доступа по адресам <http://teos.ficp.ac.ru/rusbank/> и <http://www.ihed.ras.ru/rusbank/>. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 04-07-90310 и 07-07-00406).

1. Левашов П.Р., Ломоносов И.В., Хищенко К.В. // Вещества, материалы и конструкции при интенсивных динамических воздействиях / Под ред. Михайлова А.Л. Саров: ВНИИЭФ, 2003. С. 151.
2. Левашов П.Р., Хищенко К.В. // Физика экстремальных состояний вещества — 2004 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черногловка: ИПХФ РАН, 2005. С. 53.

О ПОВЕДЕНИИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВА ВБЛИЗИ СПИНОДАЛИ

Байдаков В.Г.

ИТФ УрО РАН, Екатеринбург

baidakov@itp.uran.ru

Заход в метастабильную область связан с ростом как гомофазных, так и гетерофазных флуктуаций. Конечное время жизни метастабильной системы должно приводить к некоторой неопределенности в продолжении свойств вещества за линию абсолютной устойчивости фазы. Чем глубже заход в область метастабильных состояний, тем больше неопределенность.

Метод молекулярной динамики используется для оценки величины неопределенности физических параметров, обусловленной метастабильностью фазы. Для перегретой жидкости и пересыщенного пара рассчитан комплекс термодинамических свойств (давление, теплоемкость, внутренняя энергия, сжимаемость и др.) в широком диапазоне параметров состояния. Исследована динамика флуктуаций, определены спектры флуктуаций, первые и вторые моменты флуктуирующих величин.

Показано, что вблизи спинодали перегретой жидкости и пересыщенного пара гетерофазные флуктуации проявляются в значениях рассчитываемых в ходе компьютерного эксперимента физических ха-

рактических веществ. Величина неопределенности термодинамического параметра, вносимая гетерофазными флуктуациями, превышает статистическую ошибку его определения, если учитываются только гомофазные флуктуации. Это приводит к неопределенности в аппроксимации границы существенной неустойчивости фазы — спинодали.

Рассматривается поведение изодинамических и адиабатических коэффициентов неустойчивости с приближением к спинодали при исключении части фазового пространства статистического ансамбля, которая соответствует интенсивным локальным флуктуациям, вызывающим появление жизнеспособных зародышей стабильной фазы. Обсуждается поведение изохорной теплоемкости жидкости на спинодали и при подходе к ней.

МАКСИМАЛЬНЫЙ РАЗМЕР КРИТИЧЕСКОГО КЛАСТЕРА, ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО К ТЕМПЕРАТУРНЫМ ФЛУКТУАЦИЯМ

Черевко А.Г.

СибГУТИ, Новосибирск

cherevko@mail.ru

Показано, что при конденсации размер критического кластера, среднеквадратическое значение температурных флуктуаций (ТФ) — θ которого равно переохлаждению — ΔT , равен $g^{**} = (3\lambda/2N\alpha)^6 (R/C_V)^3$. Для сферического кластера с поверхностным натяжением σ и площадью поверхности S , $\alpha = \sigma S/g^{2/3}$; λ — мольная теплота фазового перехода; N — число Авогадро; C_V — мольная изохорная теплоемкость; R — универсальная газовая постоянная. Размер g^{**} можно назвать размером максимального нестабильного критического кластера (МНС), понимая под этим, что для кластеров больших размеров $\theta < \Delta T$, и температурные флуктуации не значимы. Представляет интерес зависимость МНС от температур кипения (T_B) и плавления (T_m) конденсирующихся веществ. Анализ выполнен на основе экспериментальных данных для металлов, поскольку их теплофизические характеристики хорошо изучены. При анализе полагалось $\lambda \sim \lambda_S - \lambda_m$; λ_S, λ_m — теплоты сублимации и плавления, соответственно; $C_V \sim C_P/1.33$; $S = (36\pi)^{1/3} (V_0(1 - \varepsilon))^{2/3}$, V_0 — атомный объем, ε — пористость твердого вещества. Пористость принималась $\varepsilon = 0.4$, как для случайной упаковки монодисперсных сферических частиц. В результате из формулы для g^{**} получили полуэмпирическую зависи-

$$\ln \left\{ \left[\left(\frac{3}{32\pi N} \right)^{1/3} \frac{(\lambda_S - \lambda_m)\rho^{2/3}}{\sigma((1-\varepsilon)M)^{2/3}} \right]^6 \left(\frac{1.33R}{C_P} \right)^3 \right\} = 2.3 \frac{T_B}{T_m} \quad (1).$$

Эта формула удовлетворительно выполняется для щелочных, щелочноземельных металлов, лантаноидов и ряда других металлов. Для Rm^{61} , рассчитанное по формуле [2] значение $\sigma = 417 \text{ мН/м}$. Таким образом, можно считать, что размер МНС определяется отношением температур кипения и плавления конденсирующихся веществ, и может служить масштабом для размера критических кластеров, $g^{**} = \exp(2.3T_B/T_m)$.

Работа поддержана МДИ проектом СО РАН № 81 и грантом РФФИ 06-08-00456-А.

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964.
2. McGraw R. // J. Chem. Phys. 1995. V. 102. № 22. P. 8983.

МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КАВИТАЦИИ В ЖИДКОСТЯХ ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНОМ ДАВЛЕНИИ

Бажиров Т.Т., Стегайлов В.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**bazhirov@ihed.ras.ru*

Несмотря на то, что кавитация имеет большое практическое значение, в настоящее время нет законченной теории, описывающей процесс в широкой области параметров как вблизи, так и вдали от границы устойчивости жидкой фазы. В данной работе на основе моделирования методом молекулярной динамики рассматриваются два процесса: кавитация в расплаве Pb-Li и гетерогенная кавитация вблизи твердой стенки.

Расплав свинец-литий был выбран в качестве объекта исследования в связи с тем, что он является основой перспективных теплоносителей в новом типе энергетических реакторов с быстрым поджигом ДТ-топлива [1]. Для описания межатомного взаимодействия в работе используются многочастичные потенциалы для Pb и Li из семейства потенциалов погруженного атома (embedded atom method или glue potentials), предложенные в [2, 3]. Перекрестное взаимодействие Pb-Li

моделировалось на основе потенциалов для чистых элементов аналогично работе [4]. Весовые коэффициенты вклада отдельных металлов подбирались путем нахождения наилучшего соответствия с экспериментальными данными о структуре расплава.

1. Медин С.А. и др. Препринт №41 ИПМ им. М.В.Келдыша РАН, 2004.
2. Lim H.S., Ong C.K., Ercolessi F. // Surf. Sci. 1992. V. 269/270. P. 1109.
3. Li Y., Blaisten-Barojas E., et al. // PRB. 1998. V. 57. P. 15519.
4. Landa A., Wynblatt P., et al. // Acta Mater. 2000. V. 48. P. 1753.

ОСОБЕННОСТИ ПЛАВЛЕНИЯ ЖЕЛЕЗА В УСЛОВИЯХ ПОВЕРХНОСТНОГО КОНТАКТА С ЖИДКИМ АРГОНОМ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Стариков С.В. , Стегайлов В.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**redshuhart@yandex.ru*

Эксперименты с использованием ударно-волнового нагружения дают систематически более высокие температуры плавления, по сравнению с экспериментами с использованием алмазных наковален (DAC). В DAC-экспериментах температура плавления определяется по фазовым изменениям на поверхности твердого тела, находящегося в контакте с другим веществом (например, аргоном) в жидкой фазе, выполняющим функцию изотропного распределения высокого давления на образец. В связи с этим существенный интерес представляют результаты моделирования на атомистическом уровне (см., например, [1]).

При плавлении твердого тела с поверхности, вообще говоря, имеют место как эффекты предплавления, так и перегрева поверхности. Поэтому плавление на фазовой границе, образованной различными веществами, может проходить при температуре, отличающейся от равновесной температуры плавления чистого вещества. В результате это может приводить к неадекватной интерпретации результатов DAC экспериментов.

В данной работе исследован процесс плавления железа с поверхности в однокомпонентном и двухкомпонентном (при наличии аргона как среды) случае, при давлениях порядка 100 ГПа. Была получена кривая плавления $T_m(P)$ чистого железа путем определения параметров сосуществования кристаллической и жидкой фаз [2]. В двухкомпонентной

модели железо-аргон, направленной на воспроизведение условий статических ДАС-экспериментов, при температурах ниже T_m было обнаружено предплавление. Приграничный с аргоном слой железа может при определённых условиях переходить в неупорядоченное состояние. Температурный интервал, при постоянном давлении, в котором наблюдалось это явление, сравним по величине с разницей температур плавления полученных в динамических и статических измерениях. Таким образом, это явление может быть одной из причин расхождения экспериментальных результатов по кривой плавления железа и других веществ.

1. Belonoshko A.B., Ahuja R., Johansson B. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 3638.
2. Morris J.R., et al. // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. P. 3109.

**ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ
ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ФАЗ В ПРОЦЕССЕ
КОНТАКТНОГО ПЛАВЛЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ
ПРИМЕСЕЙ И ЭЛЕКТРОПЕРЕНОСА**

*Ажжубекова С.Н.*¹, Мамаева Ж.М.², Пахунова Ю.О.²,
Подминова Ю.В.¹*

¹КБГУ, ²НИИ ПМА КБНЦ РАН, *Нальчик*

*rusten@kbsu.ru

Интерес к исследованию межфазных явлений в контакте разнородных веществ, приводящих к фазовому переходу, с каждым годом усиливается. В частности, значительное внимание уделяется изучению фазового перехода, сопровождающегося появлением жидкости при температуре значительно ниже температуры плавления контактирующих компонент в отдельности. Это явление в научной литературе называется контактным плавлением (КП).

Известны многочисленные исследования закономерностей контактного плавления в простых эвтектических системах, однако, в сложных эвтектических системах с наличием промежуточных фаз (перетектических, интерметаллических) они практически не изучены, хотя знание механизма кинетики роста фаз в контактных прослойках представляет значительный интерес. Интерес к изучению этой проблемы возрастает особенно в случае влияния внешних факторов, например, примесей различной природы и электропереноса (ЭП), на формирование и рост этих фаз.

Данное исследование посвящено выяснению особенностей формирования и роста перетектических сплавов в системе Bi–Pb и интерметаллидов в системе Bi–In, при внесении примесей щелочных металлов в один из компонентов и прохождении тока в процессе контактного плавления.

В результате проведенных экспериментов впервые установлено:

1. Введение примесей Li в Pb и Na в In понижает температуру контактного плавления (ТКП) в системах Bi–Pb и Bi–In на 5–6° ниже эвтектической.

2. Ток существенно влияет на кинетику КП и структуру контактной прослойки, полученной при температуре ниже эвтектической, т.е. $T_{KP} < T_{EV}$ и зависит от направления тока: при одном направлении тока прослойка растет, при другом — кристаллизуется прямо в термостате.

3. Изучено одновременное влияние примесей Li, Na и тока на кинетику контактного плавления в системах Bi–In и Bi–Pb при $T_{KP} > T_{EV}$. Установлено значительное влияние указанных факторов на механизм формирования и роста перетектик и интерметаллидов. При наличии тока наблюдается отклонение от параболического закона роста протяженности контактных прослоек от времени, в отличие роста этой же зависимости в случае бестокового варианта опытов.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ГРАФИТА

*Хоконов А.Х.**, *Коков З.А.*, *Кочесоков Г.Н.*, *Долов М.Х.*

КБГУ, Нальчик

**azkh@mail.ru*

Методом молекулярной динамики проведено вычисления уравнения состояния монослоев криптона и ксенона, адсорбированных на базальной плоскости в температурном интервале от 4 до 100 К. Рассматриваемая система представляет интерес ввиду большого разнообразия ввиду поверхностных структур и фазовых переходов между ними [1-2]. Экспериментально и теоретически хорошо изучена соразмерная структура $\sqrt{3} \times \sqrt{3} R30^\circ$ [3-4].

Давление определялось на основе вычисления потоков импульса, а так же на основе использования радиальной функции распределения адатомов, получаемых в результате моделирования траекторий движения под действием парных Ван-дер-Ваальсовских сил с учетом взаимодействия адсорбированного слоя с подложкой.

Уравнение состояния аппроксимировалось Ван-дер-Ваальсовской зависимостью. Найдено, что критическая температура монослоя криптона равна $T = 48.3 \pm 0.5$ К. Найден температурный интервал, в котором реализуется соразмерная с подложкой фаза $\sqrt{3} \times \sqrt{3} R30^\circ$. Вблизи фазового перехода первого рода, отвечающего плавлению двумерного кристалла, изучено поведение вторых производных термодинамических потенциалов. Реализованные численные методы основываются на алгоритме Верле и методе Рунге-Кутты четвертого порядка [5]. Проведено сравнения результатов моделирования для циклических и свободных граничных условий.

1. Joos B., Bergensen B., Klein M.L. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. P. 7219.
2. Faisal A.Q.D., Hamichi M., Raynerd G., Venables J.A. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. P. 7440.
3. Houlrik J.M., Landau D.P., Knak Jensen S.J. // Phys. Rev. E. 1994. V. 50. P. 2007.
4. Khokonov A.Kh., Kokov Z.A., Karamurzov B.S. // Surf. Sci. Lett. 2002. V. 496. P. 13.
5. Долов М.Х., Хоконов А.Х., Коков З.А., Хамукова Л.А. // Биосовместимые наноструктурные материалы и покрытия медицинского назначения: сб. науч. трудов Российской школы-конференции молодых ученых и преподавателей. Белгород: Изд-во БелГУ, 2006. С. 207.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ И КРИТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В МОДЕЛИ НАНОРАЗМЕРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ

Хизриев К.Ш. , Муртазаев А.К.*

ИФ ДНЦ РАН, Махачкала

**khizriev@iwt.ru*

В последние годы наблюдается заметный всплеск интереса к изучению многослойных магнитных структур, что связано с существенным прогрессом в технологии получения этих структур, в частности металлических магнитных сверхрешеток. Различные методы получения металлических сверхрешеток позволяют создавать монокристаллические многослойные образцы с достаточно гладкими границами раздела слоев. Причем имеется возможность получения сверхрешеток, толщины слоев которых составляют несколько монослоев металла. В течение нескольких лет в этих структурах были обнаружены крайне интересные как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения

явления: антипараллельное упорядочение ферромагнитных слоев, гигантское магнитосопротивление, длинноволновые и коротковолновые осцилляции межслойного обмена как функции толщины прослойки, неколлинеарное межслойное упорядочение ферромагнитных слоев и т.д.

В данной работе представлены результаты исследования фазового перехода в модели систем ферромагнетик-немагнетик с идеальными границами слоев методом Монте-Карло. Нами рассмотрена модель железо-ванадиевой сверхрешетки $\text{Fe}_2/\text{V}_{13}$, в которой чередуются два магнитных слоя железа и тринадцать немагнитных слоев ванадия. Взаимодействие между ближайшими соседями в плоскости носит ферромагнитный характер и определяется внутрислойным параметром обмена J_{\parallel} . Имеется также взаимодействие J_{\perp} между атомами, находящимися на соседних плоскостях, через немагнитные атомы. Величина J_{\perp} может принимать дискретное значение в зависимости от числа слоев парамагнитной прослойки, причем, это значение может быть как положительным (параллельная ориентация ферромагнитных слоев), так и отрицательным (антипараллельная ориентация ферромагнитных слоев). Для этой модели рассчитаны температурные зависимости намагниченности, теплоемкости и восприимчивости. Эти же термодинамические величины исследованы в зависимости от числа слоев немагнитной прослойки. Построена фазовая диаграмма. С высокой точностью рассчитаны статические критические индексы. Для всех полученных результатов проведено сопоставление как с теоретическими, так и с результатами лабораторных экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Фонда содействия отечественной науке и проекта РФФИ № 06-02-96602.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ДЕФОРМАЦИИ СТРУКТУРЫ «МИНЕРАЛ В МИНЕРАЛЕ» В РЕЖИМЕ С ОБОСТРЕНИЕМ

Полянский О.П. , Бабичев А.В.*

ИГМ СО РАН, Новосибирск

**pol@uiggm.nsc.ru*

Процессы деформаций горных пород в мантии при экстремально высоких давлениях и температуре (относительно параметров земной коры) доступны для наблюдений в образцах мантийных включений, вынесенных на поверхность Земли при подъеме магмы. Известно, что в метаморфических породах ультравысоких давлений (УНР) распро-

странены структуры включений одного минерала в другом. Примером служат включения микроалмазов в гранате, цирконе и др. минералах метаморфических пород земной коры (гранат-биотитовых гнейсах, сланцах, мраморе, кремний-кальциевых породах, эклогитах) (Соболев, Шацкий, 1990). Установлено, что кристаллизация алмаза осуществлялась в поле его устойчивости при параметрах $P = 4.5 \div 6$ ГПа, $T = 1000^\circ\text{C}$ (Корсаков и др., 2006). Это предполагает, что породы сначала погружались на глубину не менее $140 \div 160$ км, а затем были быстро вынесены на поверхность. Пространственные соотношения микроалмазов и вмещающей матрицы разнообразны: включения наблюдаются как на контакте зерен, так и внутри минерала-«хозяина». С целью выяснения условий возникновения негидростатических напряжений на контакте/включениях анизотропных, контрастных по свойствам минералов было выполнено численное моделирование процессов деформирования мантийных пород в режиме с обострением. Режим с обострением задавался нелинейной зависимостью одного из параметров процесса (например, теплопроводности от температуры). Моделирование в рамках механики деформируемого упругопластичного тела проводилось с помощью пакета MSC.Marc2005. Рассмотрены варианты с наличием трех типов анизотропных минералов, один из которых является включением. Смоделированы картины распределения эффективных напряжений Мизеса с локальными максимумами на контакте и внутри зерен. Модели предсказывают вероятные механизмы сдвиговых деформаций в стесненных и нестесненных условиях, генерирующие аномальные напряжения, сходные с наблюдаемыми.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ СФЕРОПЛАСТИКА НА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛА

*Петровский В.П.^{*1}, Потапенко А.И.², Слободчиков С.С.²,
Ульяненко Р.В.²*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, ²12 ЦНИИ МО РФ, Сергиев Посад

**petrovsky@ihed.ras.ru*

В настоящее время во многих областях техники широко применяются материалы, состоящие из чередующихся объемов веществ, обладающих различными свойствами. При этом чередование может иметь периодический характер (волоконистые композитные материалы) или статистический (сферопластики — полимерные материалы с наполнителями). Расчет температурного поля таких систем представляет значительные трудности. Теплофизические свойства (плотность, тепло-

проводность, теплоемкость) быстро осциллируют при изменении независимой переменной на величину порядка периода неоднородности. Это обстоятельство делает практически невозможным численное решение уравнений теплопроводности даже в периодических системах, так как приходится брать слишком мелкую сетку, чтобы, по крайней мере, несколько узлов разностной схемы попали на каждое наполнение. Метод осреднения уравнения теплопроводности в периодических системах в средах со статистически распределенными наполнителями не применим. Поэтому в данной работе температурное поле рассчитывается по уравнению теплопроводности со специально подобранными теплофизическими коэффициентами. Постановка задачи и метод решения уравнения теплопроводности схожи с работой [1]. В результате систематических расчётов при варьировании содержания связующего, диаметра микросфер с напылением и без и толщины напыления установлено: (1) Коэффициент теплопроводности уменьшается при увеличении диаметра микросфер и растёт при увеличении толщины напыления и массовой доли смолы. (2) Плотность композиции уменьшается с увеличением диаметра микросфер и почти линейно растёт с увеличением толщины напыления. Разброс значений плотностей уменьшается с увеличением диаметра микросфер. (3) Теплоемкость композиции с увеличением диаметра микросфер падает. Различие в значениях теплоемкостей растёт с увеличением толщины напыления и уменьшается с увеличением диаметра микросфер. Влияние толщины напыления слабое. Различие в значениях теплоемкостей уменьшается с увеличением доли связующего. С микросферами без напыления теплоемкость почти не меняется с увеличением массовой доли связующего.

1. Острик А.В., Слободчиков С.С. // Мат. моделирование. 1995. Т. 7. № 10. С. 33–46.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КONTИНУАЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ СРЕД С ПОРАМИ И ВКЛЮЧЕНИЯМИ

Извеков О.Я. , Кондауров В.И.*

МФТИ, Долгопрудный

**izvekov_o@inbox.ru*

Сутью моделирования процессов разрушения во многих случаях является учет поверхностной энергии микродефектов материала. Это означает, что адекватное моделирование процессов рассеянного разрушения должно явным образом описывать трансформацию термомеханических форм энергии в скрытую (поверхностную) энергию струк-

турного превращения, каковым является рассеянное разрушение. Описание такой трансформации достигается модификацией уравнения локального баланса энергии.

Принимается, что накопление поврежденности происходит в том случае, если упругая энергия при росте дефектов высвобождается быстрее, чем происходит увеличение поверхностной энергии. Разлагая упругую энергию в ряд по степеням инвариантов деформации, пренебрегая зависимостью упругих модулей от поврежденности можно показать, что поврежденность начинает развиваться при деформациях, удовлетворяющих условию

$$a_p I_1 + a_s J_1 - g > 0.$$

Этот критерий определяет границу области упругого деформирования неповрежденного материала. В случае начально-однородных сред эта граница представляет собой прямую в координатах I, J (первый инвариант тензора деформации и второй инвариант девиатора тензора деформации). Если среда является пористой или содержит твердые включения, вид этой зависимости усложняется. Знание конкретного вида зависимости позволяет получать аналитические соотношения при решении задач о континуальном разрушении.

На основе решения модельных задач теории упругости делаются выводы о качественном поведении границы области упругого деформирования. Исследуется влияние концентрации включений и пор на вид границы упругого деформирования. Показан немонотонный характер отображения свойств среды, содержащей включения (матрицы), и свойств включений на границу упругой области. Найдены границы применимости теории поврежденности со скалярным параметром для сред с включениями.

1. Кондауров В.И., Фортон В.Е. Основы термомеханики конденсированной среды. М.: Издательство МФТИ, 2002.
2. Работнов Ю.Н. Механика твердого деформируемого тела. М.: Наука, 1979.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРОЕНИЯ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ НАНОПОРИСТЫЙ УГЛЕРОДНЫЙ ЭЛЕКТРОД-ИОННАЯ ЖИДКОСТЬ

*Кисленко С.А.*¹, Асиновский Э.И.², Самойлов И.С.²*

¹МФТИ, Долгопрудный, ²ИВТ РАН, Москва

*kislenko-s@mail.ru

Известно, что на границе фаз электрод-электролит, в случае, когда электрод заряжен, формируется двойной электрохимический слой (ДЭС). В электрической цепи ДЭС ведет себя как емкость, и может быть использован для накопления электрической энергии. Такое явление положено в основу работы электрохимических суперконденсаторов (СК) [1]. Моделирование ДЭС является важной прикладной задачей, решение которой позволит теоретически предсказать влияние пористости электрода, типа электролита и его состава на емкость СК.

В данной работе исследовалась ионная жидкость гексафторфосфат 1-бутил,3-метилимидазолия $[Bmim^+][PF_6^-]$, которая является перспективным электролитом для использования в СК.

Для моделирования межфазной границы использовался метод молекулярной динамики. Рассматривалась следующая конфигурация: роль поверхности электрода выполняли два параллельных графитовых листа размером 25,5x25,5 Å, расположенных на расстоянии 34 Å; Пространство между стенками заполнялось молекулами ионной жидкости.

Равновесные конфигурации молекулярных ионов (геометрические параметры молекул, заряды атомов) рассчитывались полуэмпирическим квантово-химическим методом МР3. Анион $[PF_6^-]$ рассматривался как твердое тело. При описании катиона $[Bmim^+]$ некоторые внутримолекулярные степени свободы были разморожены. Было разрешено вращение вокруг С-С связей в бутильном радикале, что позволило описать присутствие различных конформационных изомеров.

Исследовались две ситуации: 1) обе графитовые стенки не заряжены 2) одна из графитовых стенок заряжена с поверхностной плотностью заряда $0.5 \cdot 10^{-5} \text{ C/cm}^2$. В первом и втором случае были рассчитаны усредненные по времени плотности заряда вдоль нормали к графитовым стенкам.

В случае, когда обе стенки не заряжены, вблизи поверхности электродов обнаружены осцилляции плотности заряда, которые не могут быть объяснены классической теорией строения двойного слоя. В случае, когда одна из графитовых стенок заряжена, показано, что катод-

ный и анодный ДЭС имеют сложную структуру, которая зависит от геометрии молекул и внутримолекулярного распределения заряда.

1. Conway B.E., *Electrochemical Supercapacitors: Scientific Fundamentals and Technological Applications*, Plenum Publishing, New York, 1999.

МУЛЬТИПОЛЬНЫЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ АТОМОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

Кяров А.Х.

КБГУ, Нальчик

sv_karpenko@mail.ru

В ряде случаев одночастичное приближение для вычисления поляризуемости оказывается недостаточным вследствие важности многочастичных эффектов. Установлено, что определяющий вклад в поляризуемость атомов благородных газов дают виртуальные переходы из внешней оболочки в α — состояние непрерывного спектра. Вклад переходов в дискретный спектр составляет около 10–20%. В рамках теории неоднородного электронного газа задача сводится к определению возмущения электронной плотности атома в слабом электрическом поле.

Однако реальная ситуация состоит в том, что прямая функциональная связь плотности $n(\vec{r})$ основного состояния связанной системы взаимодействующих электронов и потенциала $\varphi(\vec{r})$ неизвестна. Эта проблема подробно обсуждалась в работе [1], но её нерешенность не является препятствием для практических приложений теории функционала плотности.

В данном контексте обоснованность модели в теории неоднородного электронного газа не является слишком существенной (если она не нарушает основные принципы теории), а успешность во многом зависит от совпадения полученных результатов с экспериментом. Это подтверждается, например, широким и успешным применением модели Томаса–Ферми.

В данной работе в рамках модели Томаса–Ферми рассчитываются мультипольные поляризуемости атомов инертных газов.

Схема расчета практически стандартная (см., например, [2]) с точки зрения выбора возмущенного потенциала и связи электронной плотности с потенциалом взаимодействия в основном состоянии атома. Однако сам потенциал выбирался с учетом вкладов переходов в непре-

рывном спектре в рамках теории возмущений в виде

$$\varphi(r) = \varphi_0(r) \exp\left(-\frac{2}{\pi^2 \varphi_0(r)}\right),$$

где φ_0 — потенциал невозмущенного атома в модели Хартри–Фока.

Полученные результаты для мультипольной поляризуемости ($k = 1, 2, 3$) атомов гелия, неона, аргона и криптона очень близки к экстремуму и результатам более точных моделей в рамках квантовомеханического рассмотрения. Ошибка не превышает 20%.

1. Кон В. // УФН. 2002. Т. 172. Вып. 3. С. 336.
2. Винокурский Д.Л., Кяров А.Х., Темроков А.И. // Физика экстремальных состояний вещества — 2003. Черногловка: ИПХФ РАН, 2003. С. 146.

СРАВНЕНИЕ СПЕКТРОВ ИНФРАКРАСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И РАМАНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ С ПОЗИЦИИ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ОБРАЗЦОВ ДЕТОНАЦИОННОГО СИНТЕЗА

*Корец А.Я.*¹, Миронов Е.В.¹, Крылов А.С.²*

¹КрГТУ, ²ИФ СО РАН, Красноярск

*priem@krgtu.ru

Синтез детонационного материала осуществлялся из смеси взрывчатых веществ — тринитротолуола и гексогена во взрывной камере в буферной среде углекислого газа. Сравнение ИК-спектров образцов, выделенных по методу Милошенко и Чигановой, показало отсутствие различий. Данный материал в литературе традиционно называют ультрадисперсным алмазом (УДА) или ультрадисперсным алмазосодержащим материалом, авторы считают возможным в данной работе сохранить аббревиатуру УДА. Регистрация спектров комбинационного рассеяния света (КРС) проводилась в области частот 100–4000 см⁻¹ в геометрии рассеяния назад на Фурье-спектрометре Bruker RFS100/S со спектральным разрешением 1 см⁻¹.

В полученных спектрах КРС УДА можно обнаружить полосу в области 1301 см⁻¹, а также полосу в области 1607 см⁻¹. Подобные полосы КРС указаны и в других работах. Можно предположить, что широкая полоса 1607 см⁻¹ является суперпозицией полос. ОН-группы

имеют полосу в Раман-спектре в интервале 1590–1600 см⁻¹. И эти группы обнаружены методами ИК-спектроскопии и значит обуславливают один из вкладов в эту полосу Раман-спектра. Анализ некоторых азотсодержащих молекулярных группы позволяет предположить, что некоторый вклад в полосу 1607 см⁻¹ может быть связан с функциональными группами типа X–NO₂ (где X = O, N) или с группами типа R–X–N=O где X = O, C, N. На основе анализа экспериментальных ИК-спектров уже допускалась возможность присутствия таких молекулярных групп в частицах УДА. Таким образом, если молекулярные группы УДА составляют значительную долю, то можно связать наблюдаемые особенности спектров КРС УДА именно с их колебаниями. Основной вывод о структурной неоднородности УДА ранее делался на основе значительного разброса основных параметров — элементного анализа, пикнометрической плотности и других. В данной работе на основе сходства ИК и Раман спектров УДА был предложен способ оценки структурной неоднородности частиц УДА. Анализ структурной неоднородности, создаваемой частично молекулярными фрагментами и функциональными группами, предложено рассматривать с позиции неравномерного распределения энергии при формировании конденсированных вещества, что включает в себя размерный, фрактальный и флуктуационный факторы.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПЛОТНЫХ ВВ

Сахаров М.Ю.

РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск

m.yu.sakharov@vniitf.ru

Сделана попытка построить максимально простое уравнение состояния для кристаллических ВВ, опираясь на распространенные физические принципы, достаточно традиционный вид представления и желание обойтись минимумом подгоночных параметров. Уравнение состояния строится в традиционном виде, типа Ми–Грюнайзена, с разделением на потенциальную и тепловую части. Для построения потенциальной части берется потенциал типа Леннарда–Джонса, параметры которого, с помощью известных соотношений, выражаются через комбинации физических величин, для которых есть экспериментальные значения. Для построения тепловой части берется зависимость, аппроксимирующая теплоемкость при постоянном давлении, причем вид этой зависимости выбирается, наряду с физичностью, из соображений возможности легкого получения функции тепловой энергии и, далее,

тепловой части давления. Тепловая часть давления связана с тепловой частью энергии через функцию Грюнайзена, зависящий от плотности вещества. Предложен вид функции Грюнайзена, аппроксимирующий характер ее поведения и предельные значения. Исходя из предложенной функции Грюнайзена, получено выражение для функции температуры Дебая. В тепловую часть включен член, учитывающий вклад электронной составляющей. Учтен вклад энергии нулевых колебаний. Сконструированное уравнение состояния имеет несколько подгоночных параметров, в дальнейшем называемых коэффициентами УРС. Численные значения коэффициентов УРС для каждого ВВ подбираются таким образом, чтобы расчетные значения как можно лучшим образом аппроксимировали известные экспериментальные значения, например, в представленном докладе, аппроксимировалась ударная адиабата и изобарическое температурное расширение. Подобранные значения коэффициентов проверяются на других процессах (теплоемкость при постоянном давлении, изобарическая температурная зависимость скорости звука), для которых есть достоверные экспериментальные данные. Представлены результаты подбора коэффициентов предложенного УРС для ГНТ. Представленная работа является развитием подхода, предложенного в докладе на конференции 2006 года.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ R23 ДЛЯ ШИРОКОГО ИНТЕРВАЛА ДАВЛЕНИЙ И ТЕМПЕРАТУР, ВКЛЮЧАЯ КРИТИЧЕСКУЮ ОБЛАСТЬ

*Устюжанин Е.Е.^{*1}, Рыков В.А.², Кудрявцева И.В.²*

¹МЭИ, Москва, ²СПбГУНиПТ, Санкт-Петербург

*ustmei@itf.mpei.ac.ru

В докладе представлена параметрическая модель (1) для теплоносителя R23, которая оперирует полярными координатами (r, θ) ,

$$\Delta\mu = ar^{\beta\delta}\Theta(1 - \Theta^2) + cr^{\beta\delta+\Delta}\Theta, \quad \Delta\rho = r^{\beta}k\Theta, \quad \tau = r(1 - b^2\theta^2) \quad (1).$$

В этом случае избыточный химический потенциал $\Delta\mu$ содержит асимптотический и неасимптотические члены и отвечает критериям масштабной теории (МТ). В узкой окрестности критической точки выявлена рабочая зона параметров (P, T) , в которой нерегулярное УРС (1) удовлетворительно согласуется с экспериментом и описывает сингулярность свойств. Второй вариант УРС нами предложен в виде сво-

бодной энергии F с физическими аргументами $(\Delta\rho, \tau)$,

$$F(\rho, T) = F_r(\rho, T) + F_{nr}(\rho, T) = F_r(\rho, T) + RT_c f(\omega) \times \sum \sum u_{ij} f_{ij}(t) |\Delta\rho|^{(2-\alpha+\Delta_i)/\beta} a_i(x). \quad (2)$$

где $\omega = \rho/\rho_c$ — относительная плотность, $a_i(x)$ — масштабные функции свободной энергии, $x = \tau/|\Delta\rho|^{1/\beta}$ — масштабная переменная, $t = T/T_c$ — относительная температура, $\tau = 1 - T/T_c$, $\tau_1 = T_c/T - 1$ — обратная температура, f_ω и $f_{ij}(t)$ — вспомогательные функции, u_{ij} — регулируемые коэффициенты, которые определяются статистической обработкой исходного массива данных. УРС (2) представлено в виде суммы двух слагаемых: первое, F_r , обеспечивает описание регулярной части термодинамической поверхности и переход УРС (2) в уравнение идеального газа, второе слагаемое, F_{nr} , «отвечает» за выполнение требований МТ. Был сформирован массив исходных данных, который включал известные опытные результаты: данные (p, v, T) в однофазной области (жидкость, газ), данные о давлении насыщения, значения теплоемкости C_v и теплоемкости насыщенной жидкости C'_x для теплоносителя R23, а также опытные данные о кажущейся теплоте парообразования. Предложена методика поиска коэффициентов u_{ij} , которая позволила минимизировать невязки указанных разнородных данных. Оценки показали, что среднеквадратические отклонения свойств, рассчитанных с помощью УРС (2), удовлетворительно согласуются с допуском исходных экспериментальных данных. УРС (2) передает термодинамические свойства во всем исследованном диапазоне температур 235–460 К и давлений 0.01–25 МПа и отвечает условиям МТ. Работа выполнена при поддержке РФФИ.

МЕТОД РАСЧЕТА АСИММЕТРИЧНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ СВОБОДНОЙ ЭНЕРГИИ И УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

Кудрявцева И.В. , Рыков С.В.*

СПбГУНхПТ, Санкт-Петербург

**rykov@sarft.spb.ru*

В настоящее время при расчете термодинамических свойств рабочих веществ все большее распространение получают уравнения состояния (УС) в физических переменных, описывающие широкую окрестность критической точки в соответствии с требованиями современной теории критических явлений. Однако известные масштабные и

широкодиапазонные УС, разработанные в физических переменных плотность–температура, описывают жидкость и газ в окрестности критической точки на основе модели решеточного газа, т.е. не учитывают асимметрию реальной системы жидкость–газ относительно критической изохоры.

Нами предложен метод расчета нерегулярных составляющих термодинамических функций, которые передают все степенные законы, описывающие поведение равновесных свойств на критической изотерме, линии фазового равновесия и критической изохоре в соответствии с требованиями современной теории критических явлений. Впервые показано, что для того, чтобы передать асимметрию жидкости и газа относительно критической изохоры в структуру нерегулярных составляющих свободной энергии должны быть включены следующие слагаемые:

$$a_2(\tilde{x}) = \sum_{j=0}^{m_{21}} A_{2j}(\tilde{x} + x_{2j})^{2-\alpha+\Delta_1} + \sum_{j=m_{21}+1}^{m_{22}} A_{2j}(\tilde{x} + x_{2j})^{\gamma+\Delta_1} + \sum_{j=m_{22}+1}^{m_{23}} A_{2j}(\tilde{x} + x_{2j})^{\beta\delta+\Delta_1} + C_2, \quad (1)$$

$$a_3(\tilde{x}) = \sum_{j=0}^{m_{31}} A_{3j}(\tilde{x} + x_{3j})^{2-\alpha+\Delta_2} + \sum_{j=m_{31}+1}^{m_{32}} A_{3j}(\tilde{x} + x_{3j})^{\gamma+\Delta_2} + C_3, \quad (2)$$

где $\Delta_1 = \beta\delta - 1$, $\Delta_2 = \gamma - \alpha$, \tilde{x} — обобщенная масштабная переменная.

Предложенная методика построения асимметричных составляющих свободной энергии (1), (2) апробирована на примере построения асимметричного масштабного уравнения состояния аргона. Показано, что рабочая область данного УС практически совпадает с нерабочей областью аналитических УС.

Обсуждается возможность использования данного подхода для построения единого УС, учитывающего асимметрию системы жидкость–газ относительно критической изохоры.

**О КАЧЕСТВЕННЫХ СВОЙСТВАХ УРАВНЕНИЯ
СОСТОЯНИЯ ОДНОМЕРНОЙ СИСТЕМЫ
«ВХОД–ВЫХОД» СМЕШАННОГО ТИПА И ЕГО
ПРИМЕНЕНИЕ**

Нахушев А.М.

НИИ ПМА КБНЦ РАН, Нальчик

nipma@mail333.com

Многие проблемы математического моделирования ударно-волновых процессов, протекающих в сложных системах с распределенными параметрами, в том числе в системах с фрактальной организацией, приводят к вход-выходным отношениям смешанного типа с уравнением состояния следующего вида:

$$D_{0t}^\alpha u(x, \tau) - \beta \frac{\partial^2 u^2}{\partial x^2} = \lambda \left(-D_{0t}^\alpha v(x, \tau) + \gamma \frac{\partial^2 v^2}{\partial x^2} \right). \quad (1)$$

Здесь β и γ – неотрицательные числа, λ – спектральный параметр, $v = v(x, t)$ – скалярный вход, а $u = u(x, t)$ – скалярный выход в точке $x \in \mathbb{R}$ в момент времени t ; D_{0t}^α – оператор дробного в смысле Римана-Лиувилля дифференцирования порядка $\alpha \in]0, 1]$ по t с началом в начальном моменте времени $t = 0$ и с концом в точке $t \leq T$ [1], [2].

С уравнением состояния (1) при $\alpha = 1$ непосредственно связано уравнение в частных производных смешанного типа

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \text{sign}(t - t_*) |t - t_*|^m \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = -\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \text{sign}(t - t_*) |t - t_*|^n \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad (2)$$

где t_* – время, когда средние значения сигнала $\bar{v}(t)$ и отклика $\bar{u}(t)$ достигают экстремальных значений, m и n – неотрицательные числа.

В работе даются: качественный анализ различных систем «вход-выход» с уравнением состояния (1) и (2); его применение к моделированию селевых потоков; доказательство разрешимости ударной задачи Франкля [3] для уравнения состояния (2) при $m = 0$ и для любого сигнала v , удовлетворяющего уравнению

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \text{sign}(t_* - t) |t - t_*|^n \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = 0.$$

1. Нахушев А.М. Об уравнениях состояния непрерывных одномерных систем и их приложениях. Нальчик: Логос, 1995. 59 с.

2. Нахушев А.М. Дробное исчисление и его применение. М.: Физматлит, 2003. 272 с.
3. Нахушев А.М. // Труды XXI международной конференции «Уравнения состояния вещества». (Эльбрус, 1-6 марта 2006 г.). С. 61-63.

О ПОВЫШЕНИИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ПИРОУГЛЕРОДА ИЗ ДРЕВЕСНЫХ ОТХОДОВ

Зайченко В.М., Косов В.Ф., Синельщиков В.А. , Сокол Г.Ф.*

ИВТ РАН, Москва

**sinelshchikov@mail.ru*

Рассмотрена комплексная технология переработки древесных отходов с получением пироуглерода и технического водорода. В результате термической обработки древесины (стадия карбонизации) получается древесный уголь, используемый в дальнейшем в качестве углеродной матрицы, на поверхности которой в процессе гетерогенного пиролиза газообразных углеводородов образуется пироуглерод. Содержание водорода в газовой смеси на выходе из реактора определяется эффективностью процесса термического разложения используемых углеводородов. Производительность рассматриваемого технологического процесса зависит от ряда факторов и, в частности, от удельной поверхности углеродной матрицы, температуры, при которой проводится процесс гетерогенного пиролиза, и от состава газообразного углеводородного сырья. В работе приводятся экспериментальные данные по зависимости темпа набора массы пористой углеродной матрицей от перечисленных выше факторов. Эксперименты проводились в интервале температур 800–1000°С. Удельная поверхность углеродной матрицы менялась за счет процесса активации в парах воды. В качестве газообразных углеводородов использовались метан и бутан высокой чистоты. Показано, что активация поверхности приводит к существенному увеличению скорости осаждения пироуглерода. Если для двукратного увеличения массы неактивированного образца за счет гетерогенного пиролиза метана требуется около десяти часов, то после активации аналогичный эффект достигается за один час. На зависимости набора массы активированным образцом от времени наблюдается излом, после которого скорость гетерогенного пиролиза существенно падает и приближается к скорости гетерогенного пиролиза на неактивированном образце. Указанную особенность можно объяснить тем, что по мере осаждения пироуглерода происходит выравнивание удельных поверхностей образ-

цов. Сопоставление скорости образования пироуглерода в результате гетерогенного пиролиза метана и бутана показало, что она увеличивается при переходе к более тяжелым предельным углеводородам. Так при температуре 1000°С масса пироуглерода, образовавшегося за 60 минут в результате пиролиза бутана, была вдвое больше, чем в случае пиролиза метана. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 06-08-00543.

═══════════ **ФИЗИКА** ════════════
═══════════ **НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ** ════════════
═══════════ **ПЛАЗМЫ** ════════════

**РАСЧЕТЫ УДАРНЫХ АДИАБАТ ДЕЙТЕРИЯ
РАЗЛИЧНОЙ НАЧАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ
КВАНТОВЫМ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО**

*Левашов П.Р.*¹, Филинов В.С.¹, Бониц М.², Фортвов В.Е.¹*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, ²КУ, Киль, Германия

*pasha@ihed.ras.ru

В работе представлены новые результаты расчетов ударных адиабат дейтерия различной начальной плотности. Адиабаты вычислялись на основе первопринципного моделирования квантовым методом Монте-Карло в кубической ячейке с периодическими граничными условиями [1]. Для правильного учета обменных эффектов при высоких значениях параметра вырождения использовалась специальная корректирующая процедура, учитывающая эти эффекты не только в основной ячейке Монте-Карло, но и в ближайших ее образах. Это позволило существенно увеличить точность расчетов при сравнительно высоких плотностях. Точки на ударных адиабатах при заданной температуре вычислялись линейной интерполяцией по двум точкам, лежащим на изотерме, между которыми проходила ударная адиабата. В работе проводились расчеты трех ударных адиабат дейтерия с газообразными начальными состояниями различной плотности, в том числе равной плотности жидкого дейтерия. Эти начальные состояния соответствуют экспериментам, выполненным в последние годы на полусферическом взрывном устройстве в РФЯЦ-ВНИИЭФ. Результаты моделирования сравниваются с экспериментальными данными и расчетами, выполненными другими методами.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы фундаментальных исследований РАН и гранта CRDF Y2-P-11-02.

1. Замалин В.М., Норман Г.Э., Филинов В.С. Метод Монте-Карло в статистической термодинамике. М.: Наука, 1977. 228 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИССОЦИАТИВНОГО РАВНОВЕСИЯ И УДАРНОЙ АДИАБАТЫ В ГАЗАХ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ РЕАГИРУЮЩИХ СМЕСЕЙ

*Боцан А.В., Левашов П.Р.**

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**pasha@ihed.ras.ru*

Метод Монте-Карло является основой большого числа разнообразных методов моделирования в статистической физике. В последние годы разработаны подходы, позволяющие моделировать фазовое и химическое равновесие без непосредственного вычисления химических потенциалов. Такими методами являются метод Монте-Карло в ансамбле Гиббса [1] и метод Монте-Карло для реагирующих смесей [2]; последний метод можно также применять для исследования фазового равновесия, осложненного химическими реакциями. В данной работе метод Монте-Карло применяется для исследования диссоциации молекулярных газов в ударной волне на примере дейтерия [3]. Метод рассчитывает вероятности прямой и обратной реакций и быстро сходится к равновесию, позволяя вычислять концентрации реагентов и термодинамические свойства смеси. При расчете константы равновесия реакции принимаются во внимание колебательные и вращательные энергетические уровни, а межчастичное взаимодействие описывается потенциалом Buckingham-EXP6, исправленном на малых расстояниях. В работе проведено моделирование диссоциативного равновесия вдоль изотерм в широком диапазоне концентраций, рассчитаны давление и внутренняя энергия на изотермах, а также ударные адиабаты дейтерия. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными подтверждает возможность использования метода для более сложных систем. Работа выполнена при финансовой поддержке программы фундаментальных исследований РАН и гранта CRDF Y2-P-11-02.

1. Panagiatopoulos A.Z. // *Mol. Phys.* 1987. V. 61. P. 813.
2. Sindzige P., Massobrio C., Ciccoti G., Frenkel D. // *Chem. Phys.* 1989. V. 129. P. 213.
3. Bezkrvniy V., Schlanges M., Kremp D., Kraeft W.D. // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 69. P. 061204.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЯХ ЭНЕРГИИ В ОДНО- И ДВУХТЕМПЕРАТУРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Волков Н.Б., Болтачев Г.Ш., Жукова Е.А.*

ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург

**nbv@ami.uran.ru*

Для исследования высокоинтенсивных электро- и теплофизических явлений необходимо иметь модель, пригодную во всей области фазовой диаграммы вещества и для исследования быстропротекающих процессов в условиях отсутствия в системе полного локального термодинамического равновесия. Целью нашей работы является конструирование модели металла для описания его поведения при высоких плотностях энергии в одно- и двухтемпературном приближении.

Согласно нашей модели, твердый металл — плазмоподобная среда, а жидкий металл — двухкомпонентная плазма с электронной компонентой, подчиняющейся статистике Ферми–Дирака. Свободная энергия в твердом состоянии металла эффективно учитывает вклад длинноволновых и коротковолновых мод, а также — ангармонизма. Выражение для внутренней энергии металла при обеспечивает правильные теоретические асимптотики при $\delta = \varrho/\varrho_0 \rightarrow \infty$ и хорошо описывает его поведение при $\varrho \leq \varrho_0$. Свободная энергия жидкого металла учитывает уменьшение энергии взаимодействия между ионами и электронами с ростом температуры и увеличением объема, а также фазовый переход «металл–диэлектрик» при низких температурах. Полученные в приближении среднего поля выражения для термодинамических функций и транспортных коэффициентов имеют правильные теоретические асимптотики в области высоких давлений и температур, а также — малых плотностей. Определены свободные параметры модели для меди и построена её фазовая диаграмма. Рассчитанные по модели ударные адиабаты и изэнтропы разгрузки меди качественно и количественно согласуются с известными экспериментальными результатами. Рассчитаны электропроводность, теплопроводность и термоэлектрический коэффициент меди в широком диапазоне температур и давлений. Полученные значения электропроводности качественно и количественно согласуются с известными экспериментальными данными.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 06-08-00355), а также — Президиума УрО РАН в рам-

ках программы фундаментальных междисциплинарных исследований, выполняемых совместно сотрудниками УрО, СО и ДВО РАН.

РАЗРАБОТКА ДВУХТЕМПЕРАТУРНОГО УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ МОДЕЛИ ТОМАСА–ФЕРМИ

Обручкова Л.Р., Анфельбаум Е.М., Левашов П.Р.,
Хищенко К.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**o_liliya@ihed.ras.ru*

Для многих расчетных задач необходимы простые и универсальные модели уравнения состояния, использующие минимум информации об индивидуальных свойствах вещества и одновременно реалистично описывающие его термодинамику в широком диапазоне параметров. Хорошо известным примером такой модели является ячеечная модель Томаса–Ферми для $T \neq 0$, впервые сформулированная в работе [1].

В обобщенной модели Томаса–Ферми при заданной температуре и плотности вещества электроны непрерывно распределены в соответствии со статистикой Ферми–Дирака. Электростатический потенциал для распределения электронов удовлетворяет нелинейному уравнению Пуассона, связывающему самосогласованный потенциал $V(r)$ с электронной плотностью. Уравнение для потенциала Томаса–Ферми решается численно итерационным методом. Ячеечная модель Томаса–Ферми позволяет самосогласованно при заданной температуре и плотности определить среднюю степень ионизации вещества, потенциал ионизации, а также различные термодинамические функции [2, 3]. В настоящей работе предлагается метод расчета скорости звука, также применимый и для других величин, выражающихся через вторые производные термодинамического потенциала.

Недостатки модели Томаса–Ферми при использовании ее для построения двухтемпературного уравнения состояния могут быть скомпенсированы полумпирическим выражением для вклада ядер.

1. Feynman R., Metropolis N., Teller E. Equations of state of elements based on the generalized Fermi–Thomas theory // Phys. Rev. 1949. V. 75. № 10. P. 1561–1573.
2. Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы и методы

расчета росселандовых пробегаов и уравнений состояния. М.: Физматлит, 2000.

3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. V. Статистическая физика. Ч.1. М: Физматлит, 2001.

РАСЧЁТ ИОНИЗАЦИИ ДАВЛЕНИЕМ ПРОСТЫХ МЕТАЛЛОВ В ЗАКРИТИЧЕСКОЙ ФАЗЕ

Апфельбаум Е.М.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

apfel_e@mail.ru

В настоящий момент времени при описании транспортных свойств металлов в широком диапазоне основную проблему представляет собой область перехода от плазмы к жидкости [1]. При этом приблизительно в окрестности критической точки с ростом плотности происходит ионизация вещества, которое обеспечивает рост абсолютных величин транспортных коэффициентов до значений, соответствующих жидкому металлу. Этот процесс наблюдается так же и для ряда газов (чуть при других условиях), и его часто называют «ионизацией давлением» или переходом металл–неметалл [2].

Для описания этого эффекта до сих пор использовались либо феноменологические подходы [3], либо различные обобщённые химические модели [4, 5]. Эти подходы, однако, имеют ограниченную область применимости, из-за вырождения электронов, которое является следствием той же ионизации. Другой способ расчёта строиться на использовании метода функционала плотности (как правило, в формулировке Кона–Шема) [6]. Хотя данный подход является формально точным, описание обменно-корреляционного взаимодействия является неоднозначным. По-видимому, именно последнее обстоятельство приводит к тому, что при низких плотностях (ещё до начала процесса ионизации) этот метод не позволил до сих пор получить корректное значение степени ионизации, соответствующее частично ионизованной плазме, которую дают методы [4, 5]. Поэтому в данном докладе ионизация давлением рассчитывалась методом функционала плотности так, чтобы получить при этом правильное значение при низких плотностях. Результаты расчётов сравнивались с данными других авторов.

1. Apfelbaum E.M. // J. Phys. A: Math. Gen. 2006. V. 39. P. 4407.
2. Hensel F., et al. // J. Phys.: Cond. Matt. 1998. V. 10. P. 11395.
3. Ликальтер А.А. // УФН. 1992. Т. 162. С. 119.

4. Грязнов В.К., Иосилевский И.Л., Сон Э.Е. и др. Теплофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора. М.: Энергоатомиздат, 1980.
5. Kuhlbrodt S., Redmer R. // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. P. 7191.
6. Dharma-Wardana M.W.C. // Phys. Rev. E. 2006. V. 73. P. 036401.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПЛАЗМЫ ПАРОВ МЕТАЛЛОВ

Шумихин А.С., Хомкин А.Л.*

ОИВТ РАН, Москва

**shum_ac@mail.ru*

В работе [1] приведены экспериментальные данные по проводимости плазмы паров различных металлов для диапазона температур $8000 \leq T \leq 30000$ К и плотностей $0.001 \leq \rho/\rho_m \leq 1$, где ρ_m — плотность металла. Расчёт параметров взаимодействия ион–атом и электрон–ион показал, что эти параметры очень велики (~ 10) в указанном диапазоне температур и плотностей. Сильное ион–атомное взаимодействие приводит к образованию кластеров, которые учтены с помощью модели Ликальтера [2]. Сильное кулоновское взаимодействие учтено в приближении ближайшего соседа. Расчёт состава плазмы паров металлов выполнен с помощью модифицированной базовой химической модели [3]. Проводимость рассчитывалась с использованием интерполяционной формулы Фроста. Для электрон–ионного транспортно-го сечения рассеяния использовалась формула Резерфорда, электрон–атомное транспортное сечение рассеяния рассчитано в квазиклассическом приближении для поляризационного потенциала. Расчёты демонстрируют неплохое согласие с экспериментальными данными [1] для плазмы паров различных металлов: Al, Cu, Fe, Ni, W.

1. DeSilva A.W., Rakhel A.D. // Contrib. Plasma Phys. V. 45. № 3–4. P. 237–243.
2. Ликальтер А.А. // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. III-1 / Под ред. Фортова В.Е. М.: Физматлит, 2004. С. 140–162.
3. Хомкин А.Л., Муленко И.А., Шумихин А.С. // ТВТ. 2004. Т. 42. № 6. С. 835–842.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ В КУЛОНОВСКИХ СИСТЕМАХ

Чигвинцев А.Ю.¹, Иосилевский И.Л.*¹, Грязнов В.К.²,
Украинец А.В.¹

¹МФТИ, Долгопрудный, ²ИПХФ РАН, Черногловка

*NPP-2004@mail.ru

Особенности поведения межфазного скачка потенциала [1] обсуждаются и иллюстрируются на примере фазовых переходов в семействе идеализированных «безассоциативных» кулоновских моделей плазмы [2], и для реальных кулоновских систем. В работе вычислена зависимость скачка потенциала от температуры для этих систем. Для модифицированной модели однокомпонентной плазмы с однородно-сжимаемым фоном, $OSP(\sim)$, обсуждается взаимосвязь поведения межфазного потенциала и скачка плотности в пределе $T \Rightarrow 0$ в зависимости от величины заряда центрального иона. Результаты данной работы сравниваются с результатами вычислений M. Fisher et al. для межфазного потенциала границы газ-жидкость в зарядово-асимметричной модели заряженных твердых сфер [3]. Для реальных веществ обсуждается поведение межфазного потенциала, вычисленного в рамках химической модели плазмы, в металлическом уране (граница газ-жидкость) [4], а также для границы неконгруэнтного испарения в высокотемпературной ионно-молекулярной плазме уран-кислород (продукте «аварийного» нагрева диоксида урана) [5]. Изучение электростатики межфазной границы может оказаться полезным в анализе и селекции среди многочисленного семейства гипотетических «плазменных» (ПФП) и «диссоциативных» (ДФП) фазовых переходов, неоднократно теоретически предсказывавшихся для плазмы водорода, гелия и других благородных газов, а также для смеси H/He в недрах астрофизических объектов. В работе получены оценки скачка потенциала на границе гипотетического «плазменного фазового перехода» в версии Saumon and Chabrier в гелий-водородной плазме.

1. Иосилевский И.Л. // Физика экстремальных состояний вещества— 2004 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черногловка: ИПХФ РАН, 2004. С. 179–180.
2. Iosilevski I., Chigvintsev A. // J. de Physique IV. 2000. V. 10. Pr5. P. 451–454.
3. Aqua J.N., Banerjee S., Fisher M.E. // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. P. 041501.
4. Iosilevskiy I., Gryaznov V. // J. Nucl. Mat. 2005. V. 344. P. 30.

5. Иосилевский И.Л. Грязнов В.К. и др. // Вопросы атомной науки и техники. 2003. Вып. 1(61). С. 3.; Contrib. Plasma Phys. 2003. V. 43. №5–6. P. 316.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С СИЛЬНО-НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМОЙ

*Запорожец Ю.Б.^{*1}, Минцев В.Б.¹, Грязнов В.К.¹,
Фортос В.Е.², Рейнгольц Х.³, Рёнке Г.³*

¹ИПХФ РАН, Черноголовка, Россия,

²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, ³РУ, Росток, Германия

*yubz@icp.ac.ru

Завершено создание базы данных по отражательным характеристикам сильно-неидеальной плазмы инертных газов для широкого спектрального интервала [1-3]. Для этого были проведены дополнительные измерения коэффициентов отражения ударно-сжатой плазмы ксенона с применением зондирующего излучения с $\lambda = 532$ нм (вторая гармоника $Y_3Al_5O_{12}:Nd^{3+}$ лазера) при варьировании электронной концентрации в диапазонах $n_e = 2 \cdot 10^{21} - 4 \cdot 10^{21}$ см⁻³ (околокритическая область для частоты зондирования, $n_{ec} = 3.9 \cdot 10^{21}$ см⁻³) и $n_e = 8 \cdot 10^{21} - 10^{22}$ см⁻³. Изучение отражательных свойств плотной невырожденной плазмы выполнено при изменении термодинамических параметров плазменного объекта в пределах: плотности $\rho = 0.8 - 1.1$ г/см³ и $\rho = 2.8 - 3.3$ г/см³, давления $P = 3 - 4.1$ ГПа и $P = 12 - 16$ ГПа, температуры $T \sim 3.3 \cdot 10^4$ К, параметра кулоновской неидеальности $\Gamma = 1.1 - 1.8$ и степени вырождения $\Theta = 1.7 - 3.9$. Измерение коэффициентов отражения осуществлено для линейно-поляризованной зондирующей волны, падающей на плазменный объект при нулевых углах взаимодействия.

Результаты моделирования процесса распространения пробной электромагнитной волны в изучаемой среде на основе численного решения системы уравнений Максвелла с использованием существующих моделей высокочастотной проводимости позволили сделать вывод о том, что для получения согласия с экспериментальными данными в случае применения равновесной модели среды для описания состояния неидеальной плазмы без привлечения дополнительных механизмов диссипации энергии необходимо допустить существование переходного слоя, характерный продольный размер которого ($\sim 6 \cdot 10^{-7}$ м) превышает значение, получаемое экстраполяцией положений теории идеальной плазмы в область высоких плотностей носителей заряда.

1. Yu. Zaporoghets, V. Mintsev, V. Gryaznov, V. Fortov. Reflectivity of Dense Xenon Plasma at the Wavelength $\lambda = 694$ nm // GSI Scientific Report. 2002. P. 16–18.
2. H. Reinholz, Yu. Zaporoghets, V. Mintsev, V. Fortov, I. Morozov, G. Röpke. Frequency-dependent reflectivity of shock-compressed xenon plasmas // Phys. Rev. E. 2003. V. 68. P. 036403-1-10.
3. Yu. Zaporoghets, V. Mintsev, V. Gryaznov, V. Fortov, H. Reinholz, T. Raitza and G. Röpke. Reflectivity of nonideal plasmas. // J. Phys. A: Math. Gen. 2006. V. 39. P. 4329-4333.

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЯ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ АРГОНА

*Юрьев Д.С.^{*1}, Шилкин Н.С.¹, Минцев В.Б.¹, Фортвов В.Е.²*

¹ИПХФ РАН, Черноголовка, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**yuryev@ficsp.ac.ru*

Представлены экспериментальные данные по сопротивлению слабонеидеальной плазмы аргона в поперечном магнитном поле. Генерация плазмы осуществлялась ударно-волновым сжатием исследуемого газа в линейных взрывных генераторах. Импульсное магнитное поле с индукцией до 20 Т получалось с помощью разряда батареи конденсаторов через соленоид, который наматывался на канал генератора. Начальные параметры газа были нормальными. Эксперименты были выполнены в следующем диапазоне: $\Gamma_D = 0.07 \div 0.3$, $n_e = 8 \cdot 10^{15} \div 3 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $T = 8000 \div 13000$ К. Приведено сравнение экспериментальных данных сопротивления плазмы аргона с расчетными значениями.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда содействия отечественной науке, гранта Президента РФ № МК-5782.2006.8 и комплексной программы научных исследований президиума РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях».

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРЕНОСНЫХ СВОЙСТВ НЕОНА ПРИ МНОГОКРАТНОМ УДАРНОМ СЖАТИИ

Николаев Д.Н.^{}, Терновой В.Я., Пяллинг А.А.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**nik@ficsp.ac.ru*

В работе представлены результаты экспериментов по многократно-

му ударному сжатию газообразного неона при различных начальных давлениях и температурах. Начальное давление варьировалось от 18 до 133 бар, температура — от 77 до 293 К. Одномерное сжатие газа осуществлялось при плоском соударении стального ударника с дном сборки; слой газа сжимался между стальным дном сборки и толстым диэлектрическим окном из сапфира с индиевыми электродами. Было достигнуто конечное давление многократного сжатия 130 ГПа. Одновременно регистрировалось электрическое сопротивление проводящего сжатого слоя газа. Для интерпретации экспериментальных данных было построено полумпирическое уравнение состояния неона по вариационной модели мягких сфер, описывающее его поведение в мегабарном диапазоне давлений. Проведенное с этим УРС одномерное гидродинамическое моделирование экспериментов достаточно хорошо описало кинематику многократного сжатия неона.

В экспериментах с помощью оптического пирометра была измерена скорость первой ударной волны, а так же интенсивность оптического излучения нагретого газа. Это позволило рассчитать яркостную температуру и определить оптический коэффициент поглощения при однократном ударном сжатии в диапазоне длин волн от 600 до 1500 нм, а также определить достигаемый при многократном ударном сжатии уровень проводимости. Приводятся данные первых выполненных экспериментов.

Работа выполнена при поддержке программы президиума РАН П9 «Теплофизика и механика интенсивных энергетических воздействий».

СЖАТИЕ КАНАЛА РАЗРЯДА СВЕРХВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ДОСТИЖЕНИИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ПИЗА–БРАГИНСКОГО

Пинчук М.Э., Богомаз А.А., Будин А.В., Лосев С.Ю.,
Позубенков А.А., Рутберг Ф.Г.*

ИЭЭ РАН, Санкт-Петербург

**pinchme@mail.ru*

Рассмотрены результаты исследований по сжатию канала разряда в зависимости от амплитуды тока (0.5–1.5 МА), величины начального давления (5–30 МПа) и рода газа (водород, гелий). Наблюдаемое уменьшение яркостной температуры канала разряда с $8 \cdot 10^4$ К до $4 \cdot 10^4$ К при увеличении энерговклада связывается с прогревом окружающего канал газа. Сжатие канала, зарегистрированное в районе максимума разрядного тока, обусловлено достижением критического

тока Пиза-Брагинского. Как было показано ранее [1], в мегаамперном диапазоне амплитуд токов разряд горит целиком в парах металла эродировавших электродов. Как известно, величина критического тока Пиза-Брагинского в этом случае ~ 100 кА. Зарегистрированное увеличение величины критического тока до величины ~ 1 МА связывается с поглощением излучения вследствие высокой плотности окружающего канала газа.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 05-02-16091-а, 05-02-16001-а, 05-02-16025-а и 06-08-00339-а).

1. Богомаз А.А., Будин А.В., Коликов В.А., Пинчук М.Э., Позубенков А.А., Рутберг Ф.Г. // Физика экстремальных состояний вещества — 2005 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2005. С. 214–216.

ЭРОЗИЯ МЕДНОГО КАТОДА В ОТРИЦАТЕЛЬНОМ КОРОННОМ РАЗРЯДЕ

*Асиновский Э.И.¹, Петров А.А.*², Самойлов И.С.¹*

¹ИВТ РАН, Москва, ²МФТИ, Долгопрудный

**lioha84@mail.ru*

Исследован импульсно-периодический режим отрицательной короны — импульсы Тричела (ИТ) [1] в воздухе при атмосферном давлении, — связанный с реализацией взрывоэмиссионных механизмов эрозии (эктонов) [2] острых катодов. Измерены амплитудно-частотные электрические характеристики отрицательной короны на металлических острых медных катодах в зависимости от напряжения, кривизны острия, межэлектродного расстояния. Установлена корреляция осциллограмм разряда с движением катодного пятна.

Основное влияние на амплитуду ИТ оказывает кривизна и микро-рельеф поверхности катодного острия. Изменение межэлектродного расстояния и напряжения разряда влияет в основном на частоту ИТ, что вероятно связано с влиянием средней величины поля в промежутке на время релаксации объемного заряда.

Обнаружен струйный эрозионный процесс на острие медного катода. Зарегистрирован частичный возврат продуктов эрозии на катод, которые формируют на поверхности катода микронные дендрито-подобные структуры размер элементарных фрагментов которых не превышает 100 нм, а макроразмер достигает десятков микрометров.

Согласно оценкам, величина интеграла действия [3] ИТ составляет $10^9 \text{ A}^2 \cdot \text{с}/\text{см}^4$, поэтому возможным механизмом катодной эрозии в отрицательной короне могут быть эктонные процессы.

Исследования показали, что элементарный акт эрозии медного катода имеет размер 0.01 мкм. Кратеры на поверхности катода размером в десятки микрон образуются в результате импульсно-частотного воздействия ИТ при неподвижной привязке катодного пятна.

1. Trichel G.W. // Phys. Rev. 1938. V. 54. P. 1078.
2. Месяц Г.А. // УФН. 1995. Т. 165. № 6. С. 601.
3. Месяц Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. 424 с.

ГЕНЕРАЦИЯ ЭКТОНОВ В ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ КОРОНЕ

*Самойлов И.С.*¹, Асиновский Э.И.¹, Петров А.А.²*

¹ИВТ РАН, Москва, ²МФТИ, Долгопрудный

*pulse@ihed.ras.ru

Исследован импульсно-периодический режим отрицательной короны постоянного тока — импульсы Тричела (ИТ) в воздухе при атмосферном давлении с целью выяснения возможности реализации взрывоэмиссионных механизмов эрозии катодов (эктонов), инициированных ИТ.

Измерены амплитудно-частотные характеристики отрицательной короны. Установлена корреляция поведения катодного пятна с осциллограммами разрядного тока.

Проведено микроскопическое исследование эрозионных особенностей на поверхности катодов из материалов с существенно различающимися физическими свойствами (медь, вольфрам, алюминий, графит).

Анализ спектра комбинационного рассеяния графитового катода позволяет предполагать выделение на поверхности катода энергии высокой плотности в отрицательной короне.

Причиной, вызывающей концентрирование энергии на субмикронной катодной площадке, является периодически возникающий катодно-направленный стример в прикатодном слое разряда. Объемный заряд в головке стримера может создать на поверхности катода локальные значения поля до 1 МВ/см и инициировать электровзрыв микроучастка поверхности, аналогично электровзрывным катодным процессам в вакуумном разряде или эктонам.

Обнаружено струйное истечение микрофрагментов материала катода из эрозионных кратеров на катоде. Частотное воздействие эктонов, инициируемых импульсами Тричела, формирует на поверхности катода эрозионные поры размером до нескольких микрометров. Взрывоэрозионные процессы на внутренней поверхности пор порождают истекающую из пор эрозионную струю нанодисперсной фракции и, возможно, пара.

Поверхность зоны эрозии графитового катода в отрицательной короне покрывается наноструктурированной углеродной пленкой. Рентгеноструктурный анализ и спектр комбинационного рассеяния показал, что продукты эрозии графитового катода образуют на поверхности анода пленку аморфного графита, а на кремниевом аноде кроме аморфной углеродной пленки образуется также пленка карбида кремния.

Результаты исследования подтверждают существование эктонного механизма эрозии катода в отрицательной короне в режиме импульсов Тричела.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОЛОЧНОЙ СПИРАЛИ, СВЁРНУТОЙ В ТОР

Власов А.Н. , Колесников С.А., Маношкин А.Б.*

РГРТУ, Рязань

**anv@fulcra.ryazan.ru*

Электрический взрыв проволочек является одним из эффективных способов создания интенсивных потоков энергии, воздействующих на вещество. При использовании проволочки виде спирали, свёрнутой в тор, появляется возможность формирования сильного тороидального магнитного поля, часть которого после плавления и испарения материала проволочки может быть захвачена создаваемой плазмой. Этот процесс подобен передаче электромагнитной энергии в трансформаторе в обратноточковой импульсной схеме. Для обеспечения эффективности рассматриваемого процесса следует учитывать следующие его особенности: необходимо обеспечить такую величину тока перед электрическим взрывом, чтобы магнитное давление тороидального магнитного поля превосходило давление окружающей атмосферы на величину, определяемую потерями энергии на формирование тороидального токового слоя; необходимо обеспечить формирование газового вихря из вещества взрывающейся проволочки. В докладе представлены расчеты параметров картриджей с проволочными спиралями, приводится

схема экспериментальной установки, и обсуждаются результаты экспериментов, в которых получены ярко светящиеся плазменные шары с большим временем жизни.

МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГРОЗОУПОРНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ МОБИЛЬНОГО ИСПЫТАТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА НА ОСНОВЕ ВЗРЫВОМАГНИТНОГО ГЕНЕРАТОРА

*Базелян Э.М.¹, Борисов Р.К.², Дудин С.В.³, Козлов А.В.⁴,
Лебедев Е.Ф.⁵, Леонтьев А.А.⁴, Минцев В.Б.³,
Осташев В.Е.⁵, Ушнурицев А.Е.³, Шурупов А.В.*⁴,
Шурупова Н.П.⁴*

¹ОАО ЭНИН, Москва, ²ООО НПФ ЭЛНАП, Москва,
³ИПХФ РАН, Черноголовка, ⁴ШФ ИТЭС ОИВТ РАН, Шатура,
⁵ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

*shurupov@fites.ru

В работе представлены материалы экспериментальной апробации методики проведения испытаний энергетических объектов. Методика разработана с учетом возможностей сильноточных испытаний с помощью мобильного испытательного комплекса на основе взрывомагнитного генератора. Методика ориентирована на получение заключения об уровне грозоупорности испытуемого объекта. Система молниезащиты энергетических объектов может иметь величину сопротивления заземления в диапазоне 1–60 Ом при индуктивности контура заземления более 100 мкГн. Для любого типа генератора импульсных токов нагрузка с параметрами, отличающимися на два порядка, представляется сложной для согласования. Представленный в работе мобильный генератор импульсных токов использует в качестве энергоисточника взрывомагнитный генератор спирального типа. Формирование импульса напряжения и тока в нагрузке производится с помощью взрывного ключа и импульсного трансформатора. Обсуждаются два типа мобильного испытательного комплекса, а именно макетный образец с выходной энергией 100 кДж и рабочим напряжением до 0.8 МВ, и экспериментальный образец с выходной энергией 2 МДж и рабочим напряжением до 4 МВ. Предложена предварительная методика испытаний молниезащиты объектов с низким сопротивлением заземления, например, подстанции и методика определения грозоупорности объектов с высоким сопротивлением заземления, например ЛЭП с вы-

соким сопротивлением заземления опор. Для экспериментальной отработки методики испытаний системы молниезащиты использовался макетный образец МИК. Обсуждаются результаты испытаний на открытом распределительном устройстве подстанции 110 кВ и на макете опоры ЛЭП. По результатам испытаний уточнены требования к экспериментальному образцу МИК и предложена концепция повышения надёжности электроснабжения путём определения реального уровня грозоупорности.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ВМГ ДЛЯ ИМИТАЦИИ ТОКОВОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ МОЛНИИ

*Дудин С.В.*¹, Базелян Э.М.², Борисов Р.К.³, Козлов А.В.⁴,
Лебедев Е.Ф.⁵, Леонтьев А.А.⁴, Минцев В.Б.¹,
Осташев В.Е.⁵, Ушнурицев А.Е.¹, Шурупов А.В.⁴*

¹ИПХФ РАН, Черноголовка, ²ОАО ЭНИН, Москва,

³ООО НПФ ЭЛНАП, Москва, ⁴ШФ ИТЭС ОИВТ РАН, Шатура,

⁵ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**dudinsv@fsc.ac.ru*

В работе рассмотрена электрическая схема имитатора тока молнии на основе ВМГ с выходной энергией на уровне несколько сотен килоджоулей. Для обострения сильнооточного высоковольтного импульса в нагрузке использовался взрывной размыкателя и твердотельный разрядник. Были разработаны ВМГ с энергией на выходе до 100 кДж. При начальной энергии 3–4 кДж эти генераторы дают на индуктивные нагрузки в 0.2 мкГн энергию до 100 кДж за время ~ 65 мкс. Проведено исследование заземления объектов электроэнергетики с помощью мобильного испытательного комплекса. Результаты экспериментов ВМГ с реальной LR нагрузкой сравниваются с электрофизическими моделями работы ВМГ в трансформаторной схеме.

АНАЛИЗ И МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ВЗРЫВНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА ОСНОВЕ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ РАБОЧИХ ТЕЛ

Янковский Б.Д.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

yiy2004@mail.ru

Использование ферромагнетиков для преобразования энергии

взрывчатых веществ позволяет создавать автономные малогабаритные генераторы электрических импульсов.

В основе процесса преобразования энергии лежит зависимость намагниченности ферромагнетика (эффект Виллари) от механической деформации (возможны и другие механизмы). Во взрывных генераторах такая деформация возникает при ударно-волновом нагружении ферромагнетика.

Конструктивное решение взрывного генератора допускает две схемы организации магнитной цепи с ферромагнитным рабочим телом: замкнутую и разомкнутую (с воздушным зазором). Для генераторов с разомкнутой магнитной цепью необходимы магнитотвердые ферромагнетики, сохраняющие высокое значение остаточной магнитной индукции. Для генераторов с замкнутой магнитной цепью требуются кольцевые сердечники из магнитомягких материалов. Из различия магнитных цепей следует и различное исполнение токосъемных контуров: для разомкнутой магнитной цепи удобна соленоидальная обмотка, а для замкнутой магнитной цепи наиболее пригодна тороидальная обмотка.

Из общих соображений максимальная энергия в токосъемном контуре и нагрузке пропорциональна квадрату сечения сердечника и обратно пропорциональна индуктивности контура. Потери энергии происходят в основном в материале сердечника в виде омических потерь при протекании индуцированных токов. Ленточная технология изготовления сердечников из магнитомягких материалов позволяет минимизировать потери на вихревые токи.

Для обоих конструктивных решений генераторов проведено сравнительное электротехническое моделирование при условии идентичности геометрии зарядов ВВ, а также равенства объемов и характеристик ферромагнетика. Реализация этих условий в геометрические параметры выявила принципиальное различие конструкций. Генератор с разомкнутой магнитной цепью обладает большим сечением сердечника при относительно большой индуктивности, в то время как сердечник генератора с замкнутой магнитной цепью имеет меньшее сечение при меньшей же индуктивности токосъемного контура. Таким образом, для каждой схемы генератора должен существовать свой определенный тип оптимальной нагрузки. По результатам моделирования рассчитана эффективность передачи энергии в зависимости от соотношения индуктивностей генератора и нагрузки.

ОБРАБОТКА ДАННЫХ МАГНИТНОЙ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ СКРЫТЫХ МОДЕЛЕЙ МАРКОВА

Лукьяница А.А.

МГУ, Москва

andrei.luk@gmail.com

Обработка и интерпретация данных, получаемых при магнитной диагностике плазмы, является непростой задачей. Это связано как с огромным потоком данных, так и со сложностью восприятия информации, представленной в виде колебательного процесса. В настоящей работе для решения этой проблемы предлагается использовать скрытые модели Маркова, которые хорошо зарекомендовали себя при решении задачи распознавания человеческой речи. Каждому разряду соответствует своя уникальная модель, которая для проанализированных разрядов сдержала не более десяти состояний. Это позволило сократить объем информации о разряде с десятков гигабайт до нескольких килобайт. Для каждого состояния были найдены характерные визуальные изображения разряда, что существенно облегчило интерпретацию процесса динамики плазмы. Полученные результаты оказались крайне полезными для создания системы навигации по базам данных, содержащих записи о магнитной диагностике плазмы.

МНОГОЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЗЫРЬКИ В ЖИДКОМ ГЕЛИИ

Шикин В.Б.

ИФТТ РАН, Черноголовка

shikin@issp.ac.ru

Предложена модель многоэлектронного пузырька, возникающего в жидком гелии при развитии гидродинамической неустойчивости на его заряженной поверхности. В классическом пределе речь идет о конкуренции между электростатическим отталкиванием, увеличивающим радиус пузырька R , и лапласовским давлением, стремящимся его уменьшить. Возникающее равновесное значение R , оказывается таким, что соотношение между R и полным зарядом пузырька Q попадает точно на границу зоны устойчивости заряженной жидкой сферы такого радиуса. В результате для выяснение вопроса об устойчивости пузыря баланс энергий, дающих равновесное значение его радиуса, должен

уточняются введением в рассмотрение дополнительных вкладов: энергии нулевых колебаний, энергии кулоновской кристаллизации и т.д. Общее заключение — многоэлектронный пузырь все же устойчив, но оказывается чрезвычайно «рыхлым» метастабильным образованием.

Обсуждаются имеющиеся экспериментальные данные, подтверждающие само существование многоэлектронных пузырей в жидком гелии, возможность их визуального наблюдения, наличие признаков метастабильности, большие значения полного заряда (число электронов гораздо больше 1) и заметные отклонения подвижности от стоковского режима.

ГЕНЕРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ ПРИ РЕЛАКСАЦИИ БЫСТРЫХ ДЕЙТРОНОВ В ДЕЙТЕРИЕВОЙ МИШЕНИ

*Крайнов В.П.*¹, Смирнов Б.М.²*

¹МФТИ, Долгопрудный, ²ИВТ РАН, Москва

*smirnovbm@mail.ru

Рассмотрен источник нейтронов, где нейтроны возникают в результате столкновения быстрого дейтрона с дейтерий-содержащей мишенью согласно схеме



Быстрые дейтроны образуются в результате импульсного возбуждения дейтерий-содержащей мишени. Примером такого источника нейтронов, который подробно исследован экспериментально, является облучение дейтериевого кластерного пучка сфокусированным лазерным импульсом фемтосекундной длительности [1, 2]. В частности, при облучении дейтериевых кластерных пучков фемтосекундным лазерным импульсом [3, 4] при пиковой интенсивности лазера до $2 \cdot 10^{20} \text{ Вт/см}^2$, длине волны 800 нм и длительности импульса от 100 фс до 1 пс удалось получить до 10^6 нейтронов в импульсе при средней энергии ионов до 10 кэВ. Такого масштаба выход нейтронов происходит при облучении дейтерий содержащих кластерных пучков, а также при лазерном облучении капель и пленок [5]. Мы ориентируемся также на столкновение дейтериевых кластерных пучков [6]. Во всех этих случаях первой стадией процесса является образование быстрых дейтронов, а затем в процессе их торможения в результате их столкновения с медленными дейтронами мишени протекает реакция (1).

Проведенный анализ показывает возможность создания источника нейтронов при импульсном возбуждении дейтерий-содержащей ми-

пени. Эффективность образования нейтронов в процессе релаксации быстрых дейтронов тем выше, чем выше начальная энергия дейтронов. Тем не менее, вероятность вступления в термоядерную реакцию отдельного дейтрона относительно мала, так что критерий Лоусона не выполняется при импульсном возбуждении дейтерий-содержащей мишени.

1. Zweiback J., et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 3650.
2. Zweiback J., et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 2634.
3. Ditmire T., et al. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. P. 1993.
4. Madison K.W., et al. // Phys. Rev. A. 2004. V. 70. P. 053201.
5. Ter-Avetisyan S., et al. // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 012702.
6. Крайнов В.П., Смирнов Б.М. // Физика экстремальных состояний вещества — 2006 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2006. С. 228.
7. Bosch H.S., Hale G.M. // Nucl. Fus. 1992. V. 32. P. 611.

НЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ВОЗБУЖДЕННЫМИ АТОМАМИ

Капитанов П.В., Косарим А.В. , Смирнов Б.М.*

ИБТ РАН, Москва

**kosarim@mail.ru*

Классическая схема процессов ступенчатой ионизации атомов в плазме при столкновениях с электронами плазмы, разработанная Бейтсом, Кингстоном и Мак-Уиртером [1] и подробно описанная в монографиях [2, 3], включает в себя цепь столкновительных и излучательных процессов с переходами между возбужденными состояниями атома. В данной работе для нахождения сечений неупругих столкновений электронов с высоковозбужденными атомами используется развитый ранее метод компьютерного моделирования [4, 5] для процесса перехода классических связанных электронов, находящихся в поле кулоновских центров. Этот метод был развит для нахождения сечения резонансной перезарядки с участием высоковозбужденного атома [4], а также ширины автоионизационного состояния двух взаимодействующих ридберговских атомов [5]. Сечения процессов возбуждения, тушения и ионизации для высоковозбужденного атома даются единой формулой, которая следует из соображений размерности

$$\sigma(\varepsilon, J, \Delta\varepsilon) = \frac{\pi e^4}{J^2} f(\varepsilon/J, \Delta\varepsilon/\varepsilon).$$

Здесь $f(x, y)$ — универсальная функция, J — потенциал ионизации, ε — энергия налетающего электрона, $\Delta\varepsilon$ — изменение потенциала ионизации для связанного классического электрона. Предложенное рассмотрение позволило также определить константы скорости ступенчатой ионизации атома в плотной плазме низкой температуры, которая определяется формулой

$$k_{st} = \sqrt{\frac{2\pi}{T_e^3}} \int_0^\infty \sqrt{\varepsilon} \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_e}\right) d\varepsilon \int_J^\infty d\Delta\varepsilon \sigma(\varepsilon, J, \Delta\varepsilon),$$

а также константу скорости трехчастичной рекомбинации электронов и ионов в этой плазме — детально противоположного процесса.

1. Bates D.R., Kingston A.E. // Nature. 1961. V. 189. P. 652.; Bates D.R., Kingston A.E., McWhirter R.W.P. // Proc. Roy. Soc. A. 1962. V. 267. P. 297.; V. 270. P. 155.
2. Смирнов Б.М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомиздат, 1968.
3. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
4. Andreev E.A., Kashtanov P.V., Smirnov B.M. // ЖЭТФ. 2006. V. 129. №3. P. 995.

ПРОЦЕССЫ В МАГНЕТРОННОЙ КЛАСТЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Каштанов П.В. , Смирнов Б.М.*

ИБТ РАН, Москва

**kashtan@maryno.net*

Магнетронный разряд с полым катодом был предложен в 1936 г. Пеннингом [1], а его модификация с цельным катодом была предложена в 1940 г. Пеннингом и Мобиусом [2]. Впоследствии эти схемы были модифицированы и получили широкое развитие (например, [3–5]), что прежде всего связано с высокой эрозией катода и эффективной генерацией атомов металла в этом разряде. Мы рассматриваем кластерный режим магнетронного разряда, когда металлические атомы с заметной эффективностью превращаются в кластеры, и магнетронный разряд становится генератором металлических кластеров [6], которые далее могут быть использованы.

Целью данной работы является анализ процессов, происходящих в магнетронной кластерной плазме, которая находится в потоке буферного газа, а также оптимизация этих процессов в рассматриваемом генераторе металлических кластеров. Рассматриваются две группы процессов в магнетронной кластерной плазме. Первая группа включает в себя процессы с участием металлических атомов в прикатодной области. Эти атомы с энергией порядка 10 эВ выбиваются ионами разряда из катода и далее термализуются в буферном газе, после чего могут прилипать к кластерам, которые уносятся потоком буферного газа или возвращаться на катод в результате диффузии и прилипать к нему. Конкуренция этих процессов определяет эффективность образования кластеров в прикатодной области разряда. Другая группа процессов происходит при выходе кластеров в потоке буферного газа через сопло в магнетронной камере. По мере роста скорости буферного газа при приближении к соплу нарушается равновесие между скоростями газа и кластеров в силу большой массы кластеров, и средняя скорость направленного движения кластеров вблизи выходного отверстия грубо на порядок величины ниже скорости потока газа. Соответственно плотность кластеров на выходе возрастает на порядок величины и вблизи отверстия частично происходит коагуляция — слипание нейтральных кластеров.

1. Penning F.M. // *Physica*. 1936. V. 3. P. 873.
2. Penning F.M., Mobius J.H.A. // *Proc. K. Ned. Acad. Weten*. 1940. V. 43. P. 41.
3. Kay E.K. // *J. Appl. Phys*. 1963. V. 34. P. 760.
4. Wasa K., Hayakawa S. *Handbook of Sputter Deposition Technology*. New Jersey, Park Ridge, Noyes, 1992.
5. Joy G. *Preparation of Thin Films*. New York, Dekker, 1992.
6. Shyjumon I., Gopinadhan M., Helm C.A., Smirnov B.M., Hippler R. // *Thin Solid Films*. 2006. V. 500. P. 41.

СИЛЬНО НЕРАВНОВЕСНАЯ НЕИДЕАЛЬНАЯ НАНОПЛАЗМА

Морозов И.В., Норман Г.Э., Скобелев И.Ю.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**norman@ihed.ras.ru*

При взаимодействии быстрых одиночных тяжелых ионов с конденсированным веществом вдоль трека иона создается неравновесный плазменный канал. Поскольку данный процесс сопровождается излу-

чением рентгеновских спектральных линий, несущих в себе информацию о состоянии вещества в области взаимодействия, то возникает возможность его использования для диагностики такой плазмы.

С этой целью разработана плазменная модель релаксации среды в области треков тяжелых ионов в конденсированных средах, основанная на молекулярно-динамическом моделировании и решении зависящих от времени уравнений радиационно-столкновительной кинетики. Показано, что процесс создания возбужденного состояния среды и её начальной релаксации можно разбить на 3 стадии, характеризующиеся различными временными масштабами: 1) стадию первоначального возбуждения ($\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ фс), 2) стадию быстрой релаксации в неидеальной плазме ($\sim 10^{-1} - 10^0$ фс) и 3) стадию релаксации возбужденных состояний ионов ($\sim 10^1$ фс)

Проведенные с помощью предложенной модели расчеты позволили объяснить рентгеновские эмиссионные спектры, наблюдавшиеся ранее в экспериментах на тяжелоионном ускорителе UNILAC (GSI, Дармштадт, Германия) для случая взаимодействия ионов Ni^{+14} с аэрогелевыми SiO_2 мишенями. Хорошее согласие наблюдаемых относительных интенсивностей большого числа спектральных линий с расчетом по плазменной модели релаксации, во-первых, свидетельствует об адекватности предложенной модели, и, во-вторых, позволяет определить температуру плазмы (10–30 эВ). Таким образом, учитывая радиус плазменного канала вдоль трека быстрого многозарядного иона и концентрацию электронов в нем, можно заключить, что образуется сильно неравновесная неидеальная наноплазма. Дальнейшие релаксационные процессы в этой плазме определяют формирование латентного трека.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В НЕИДЕАЛЬНОЙ НАНОПЛАЗМЕ

Морозов И.В. , Смыслов А.А.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**bogous@orc.ru*

Плазменный канал, образующийся в результате ионизации твердотельной мишени быстрым многозарядным ионом, состоит в основном из неидеальной плазмы с параметром неидеальности $\Gamma = (4\pi n_e/3)^{1/3} e^2 / (kT) \approx 0.2$. Релаксационные процессы в этой плазме оказывают существенное влияние как на экспериментально регистрируемое излучение рентгеновских спектральных линий, так и на последующее развитие дефекта в веществе мишени.

На начальной стадии ($\sim 10^{-3}$ – 10^{-2} фс) вследствие процессов многократной ионизации вещества мишени образуется нанометровый ионизованный канал, по оси которого сосредоточены ионы с вакансиями во внутренней оболочке. Возбуждение среды описывается классической моделью многократной ионизации атомов. Концентрация электронов составляет порядка 10^{23} см $^{-3}$, средний заряд ионов $Z = 2$ – 4 .

В настоящей работе изучается следующий за ионизацией процесс релаксации в неидеальной плазме. В частности, рассмотрены следующие вопросы: насколько уменьшится концентрация свободных электронов за счет диффузии из области трека, как скоро установится равновесное максвелловское распределение для электронов, на каких временах произойдет разрушение ионной решетки.

Для ответа на эти вопросы применяется молекулярно-динамическое (МД) моделирование. На основе результатов моделирования показано, что максвелловское распределение устанавливается быстрее, чем происходит релаксация возбужденных ионов, сопровождающаяся рентгеновским излучением. Исключение составляет небольшое количество быстрых электронов с энергией 3 эВ. Разлет электронов из области трека сдерживается кулоновскими силами и не приводит к существенному уменьшению концентрации свободных электронов. Плавление ионной решетки происходит на временах порядка 1 пс.

Дальнейшее развитие данной работы предполагает использование результатов МД в качестве начальных данных для моделей сплошной среды с целью изучения процессов трекообразования и потери прочности в твердых телах.

ОБЪЕМНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ПРОСТОЙ ЖИДКОСТИ. МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

*Морозов И.В., Смыслов А.А.**

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**smyslov@ihed.ras.ru*

Релаксационные процессы в разреженных системах, таких как идеальный газ и идеальная плазма, изучены достаточно подробно. В то же время для неидеальной плазмы, жидкостей и др. не существует подобного теоретического аппарата. Работы по изучению релаксации в неидеальной плазме методом молекулярной динамики [1, 2] показали, что в ходе процессов установления равновесия имеют место особенно-

сти, не поддающиеся описанию с использованием классической теории. В данной работе проверяется общность этих утверждений для другого типа межчастичного взаимодействия.

В работе [2] показано, что релаксация в неидеальной плазме с остановленными электронами или ионами проходит в два этапа, которые получили название «неэкспоненциальный» и «экспоненциальный» этапы релаксации. Первый этап имеет сравнительно малую длительность и характеризуется резким нагревом остановленной компоненты с возможными осцилляциями ее кинетической энергии. Этот этап свойственен именно неидеальным системам, и его относительная длительность возрастает с ростом неидеальности. Второй этап релаксации характеризуется экспоненциальным убыванием разности температур компонент. Его существование может быть получено аналитически для двухтемпературной системы, в которой обмен энергией между компонентами происходит посредством редких парных столкновений.

В данной работе выявлено, что ход релаксации энергии как в случае нейтральных частиц, как и для электрон-ионной неидеальной плазмы имеет динамический и экспоненциальный этапы, что позволяет говорить о независимости этого эффекта от вида потенциала межчастичного взаимодействия.

Установлено, что экспоненциальный режим релаксации представляет собой в основном взаимодействие двух максвелловских подсистем, а его характерное время слабо зависит от плотности релаксирующей системы и убывает с увеличением начальной температуры.

Изучен процесс установления равновесного распределения по скоростям внутри подсистемы. Выяснено, что различные моменты распределения Максвелла стремятся к своим равновесным значениям по экспоненциальному закону с одинаковыми значениями экспоненты.

1. Морозов И.В., Норман Г.Э. // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. Вып. 2. С. 412.
2. Morozov I.V., Norman G.E. // J. Phys. A: Math. Gen. 2003. V. 36. P. 6005.

ИЗУЧЕНИЕ РЕКОМБИНАЦИИ И ИОНИЗАЦИИ В НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Ланкин А.В.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

lankin@ihed.ras.ru

Адекватный учет связанных состояний представляет собой одну из

наиболее сложных проблем при описании неидеальной низкотемпературной плазмы. Однако, в силу того, что высоковозбуждённые связанные состояния являются квазиклассическими, то для их описания оказывается пригоден классический метод молекулярной динамики.

Результаты численного моделирования позволяют утверждать, что основные параметры связанных состояний, в том числе их концентрация и среднее время жизни, существенным образом зависят от степени неидеальности плазмы. Кроме того, представляет интерес вопрос скорости образования связанных состояний, которая характеризуется рядом особенностей по сравнению с рекомбинацией в идеальной плазме. В частности обращает на себя внимание аномально низкая скорость рекомбинации[1].

Среднее время жизни пары сильно зависит от степени неидеальности плазмы. Причём зависимость оказывается близка к степенной с показателем степени около $\alpha = -1.5$.

При изучении кинетики образования связанных состояний релаксация числа пар носит экспоненциальный характер, причём протекает достаточно медленно и характерное время рекомбинации оказывается порядка 30 периодов плазменных колебаний. В тоже время характерное время рекомбинации, предсказываемое для идеальной плазмы, оказывается равно $\tau \sim 4$ периодов плазменных колебаний, т.е. почти на порядок меньше. Кроме того, в неидеальной плазме скорости образования пар от степени неидеальности зависит немонотонно, имея максимум. Это, совместно с уменьшением времени жизни пар с ростом неидеальности, вызывает появление также экстремума у зависимости концентрации связанных состояний от степени неидеальности плазмы.

В работе приведены результаты моделирования равновесной и некоторые случаи неравновесной неидеальной плазмы. Можно отметить, что его результаты позволяют говорить, что теория образования и гибели связанных состояний в идеальной плазме при попытке переноса её на случай неидеальной даёт некорректные результаты, т.е. в случае неидеальной плазмы оказывается неприменима.

1. S.G. Kusmin, T.M. O'Neil Numrical simulation of ultracold plasmas, University of California of San Diego, La Jolla, June 25, 2002.

ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ И КОЭФФИЦИЕНТ ДИФФУЗИИ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ ДЛЯ УЛЬТРАХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЫ

*Бобров А.А.¹, Зеленер Б.Б.*¹, Зеленер Б.В.²,
Маньжин Э.А.³*

¹МИФИ, ²ОИВТ РАН, ³РНЦ КИ, Москва

**bobozel@mail.ru*

Рассматривалась система электронов и протонов, взаимодействующих по закону Кулона. В случае взаимодействия разноименных зарядов электрон – протон на расстояниях порядка Боровского радиуса a_0 выбиралась константа равная значению кулоновского взаимодействия на a_0 . Начальная средняя кинетическая энергия протонов задается случайным образом, но так, что средняя кинетическая энергия лежит в интервале $10^{-4} - 10^{-1}$ К. Начальная полная энергия электронов задается также случайным образом, но она является положительной, т.е. все электроны по условию задачи находятся в непрерывном спектре. Средняя кинетическая энергия электронов на одну частицу варьируется от 1 до 50К. Для этой системы частиц решение уравнений движения осуществляется методом молекулярной динамики в рамках периодических граничных условий. Получена плотность электронных состояний в области $E/kT = -2 - 2$ в зависимости от параметра неидеальности. Был также рассмотрен поток электронов в пространстве энергий в области отрицательных энергий близких к 0 и для него рассчитан коэффициент диффузии $D(E)$ для энергий $E = -2...0k_B T$. Для малых значений параметра неидеальности получено хорошее согласие результатов расчета с теоретическими значениями полученными Гуревичем и Питаевским[1] для слабонеидеального случая. Для параметра неидеальности порядка 1 расчетные значения заметно отличаются от аналитических.

1. А.В. Гуревич, Л.П. Питаевский // ЖЭТФ, V. 46. P. 1281.

РАСЧЕТ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРЕХОДА МЕЖДУ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ЭЛЕКТРОНА ЗА СЧЕТ УДАРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

*Бутлицкий М.А.¹, Бронин С.Я.², Зеленер Б.Б.*¹,
Зеленер Б.В.², Манькин Э.А.³*

¹МИФИ, ²ОИВТ РАН, ³РНЦ КИ, Москва

**boboze@mail.ru*

Мы провели расчет вероятностей перехода между высоковозбужденными уровнями методом Мансбаха–Кека в области температур 1–300 К [1]. Этот метод основан на идее, высказанной Е.Вигнером в 1937 году. Вероятность перехода определяется при помощи вариации скорости перехода между уровнями энергии с использованием метода Монте-Карло. В области температур 300–10000 К получено совпадение с результатами Мансбаха–Кека.

1. Mansbach P., Keck J. // Phys. Rev. 1969. V. 181. №1. P. 275.

РАСЧЕТ РЕКОМБИНАЦИИ В УЛЬТРАХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕ С УЧЕТОМ РАЗЛЕТА И УРУГИХ И НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ

*Зеленер Б.Б.*¹, Зеленер Б.В.², Иваненко С.А.², Найдис Г.В.²*

¹МИФИ, ²ОИВТ РАН, Москва

**boboze@mail.ru*

Рассматривалась неравновесная, двухтемпературная, нестационарная, полностью ионизованная, водородоподобная плазма. Температура ионов значительно ниже температуры электронов. Процессы в плазме изучались в течение времени, учитывались упругие столкновения между электронами и ионами и разлет плазмы (разлет шара в пустоту). Для такой модели плазмы численно решалась система кинетических уравнений баланса, записанных в модифицированном диффузионном приближении [1]. Показано также, что в случае неидеальной плазмы необходимо корректировать статистический вес высоковозбужденных уровней энергии электрона. Это приводит к замедлению рекомбинации, уменьшению температуры свободных электронов, возникновению и достаточно долгому существованию ридберговской плазмы, содержащей в основном высоковозбужденные атомы.

1. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.

VARIATION OF PLASMA DENSITY IN C₂H₂/Ar CCRF DISCHARGE WITH DUST FORMATION

*Schweigert I.V.*¹, Ariskin D.A.¹, Peeters F.²*

¹*ITAM SB RAS, Novosibirsk, Russia,* ²*UA, Antwerpen, Belgium*

**ischweig@yahoo.com*

An investigation of dust particles formation in plasma is of great interest for various branches, e.g., in astrophysics, fusion processes, and in processing plasma. Dust particles in processing plasma originate either from gas phase reactions or from scattering of the electrode and wall material. In this work we do not consider the chemical picture in hydrocarbon plasma. We concentrate on the plasma–dust interaction and study the effect of presence of growing charged dust particles on the properties of discharge plasma.

A capacitively coupled 13.56 MHz discharge operating in a mixture of acetylene and argon is studied on the basis of kinetic simulation with using the Particle in Cell Monte-Carlo collision technique. The dynamics of growing dust particles is simulated with the fluid model. The dust particle floating potential and the electron and ion losses on the dust particle surfaces are calculated self-consistently with discharge behavior. Plasma input parameters for simulation were taken from the Bochum experiments (see, for example [1]). The applied voltage amplitude 60–180 V and the gas pressure 70 mTorr. The density of the dust particle is $10^6 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$ and the particle radii vary from 5 nm till 200 nm.

In numerical calculation an oscillation behavior of the ion density was found to be correlated with dynamics of dust particles growth and motion in a plasma reactor volume. Previously in the experiment [1] the periodical growth and vanishing of the dust particle was detected as well as a periodical increase and decrease of ion density associated with dust particle growth. We studied the spatial and transient behavior of electrons, ions and dust particles. As a result we obtained the critical value of the dust particle size and density which initiates the transition between different modes of discharge operation.

1. Kovacevic E., Stefanovic I., Berndt J., Winter J. // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. P. 2924.

METHOD FOR MODELING OF C_2H_2/Ar CCRF DISCHARGE WITH DUST FORMATION

Ariskin D.A.^{*1}, *Schweigert I.V.*¹, *Peeters F.*²

¹*ITAM SB RAS, Novosibirsk, Russia,* ²*UA, Antwerpen, Belgium*

**dmitry.ariskin@gmail.com*

The study of dusty plasmas has a broad range of applications from astrophysics and powder chemistry to electronics and applications for environmental control. The source for dust formation is either the sputtering of the electrode material or plasma polymerization. In this work we introduce the model which allows study the effect of presence of charged dust particles on the properties of discharge plasma.

A plasma–dust system in the 13.56 MHz discharge is studied on the basis of kinetic simulation with using the Particle in Cell Monte-Carlo collision technique. To obtain satisfactory results it was necessary first to correctly model dust particle dynamics and at the same time not to increase computational complexity too much.

The presence of dust strongly changes dynamics of discharge, so its parameters should be calculated very carefully. At the same time dust particles are much heavier than another particles in model so they can't immediately react to changes of plasma parameters. Thus we can assume that dust particles are affected by averaged over RF cycle plasma parameters such as electric field and ion flux which mainly determine dust dynamics. Moreover amount of dust particles is large enough so we can consider them as fluid and apply fluid model where the density balance for dust particles is replaced by the drift-diffusion approximation.

Charge of the dust particle is defined by floating potential of particle relative surrounding plasma. So this parameter influences both main forces acting on the dust particle: electrostatic force that depends on charge and ion drag force that depends on floating potential. In its turn floating potential depends on local electron and ion density distribution and defined by equation of two currents on the particle surface (ion and electron). These currents can be calculated from the kinetic simulation for ions and electrons. Thus we get modeling schema that allows self-consistently calculate parameters of dusty plasma.

DUSTY PLASMA LIQUID ON KINETIC LEVEL: DIAGNOSTICS AND RESULTS

Petrov O.F., Fortov V.E., Ivanov A.S., Usachev A.D.,
Vaulina O.S., Vorob'ev V.S.*

IHED RAS, Moscow, Russia

**ofpetrov@ihed.ras.ru*

The particles are usually charged negatively in gas-discharge plasmas by collecting electrons and ions. The combined effect of interaction between the particles and the ambient plasma as well as between the particles themselves leads to the formation of various complex plasma states ranging from «gaseous plasma» to «liquid plasma» (or plasma fluid) and «plasma crystals». Dusty plasmas are good experimental models for studying various transport effects (on kinetic level) in systems of interacting particles which are of utmost importance for physics of a nonideal plasma as well as for other fields of natural science such as the physics of condensed media, biology, chemistry, physics of atmosphere, and astronomy.

The diagnostics techniques and results of investigation of transport processes such as diffusion of macroparticles and formation of dust vortices in the strongly nonideal dusty plasma of dc and rf discharges are considered. Pair correlation functions, velocity spectra, and diffusion coefficients of macroparticles were measured. On the basis of the results of measurements, the concentrations and temperature (kinetic energy of random motion of dust structures) of macroparticles were obtained for the regions of dust structures, in which there was no regular motion of dust.

Under the assumption of screened interaction between particles, macroparticle charges Z_d and screening parameters were estimated. Analysis of these data shows that the screening by ions plays a significant role for dust structures under the given experimental conditions. For the plasma parameters ($T_e = 1 \div 3$ eV, $n_i = 10^9$ cm $^{-3}$) typical of the given conditions, the charge Z_d of dust particles can be in the range from $3500e$ to $7000e$.

The integral equations of the fluid theory were used to find, from experimentally measured pair correlation functions, the charge, the screening radius, and the interaction potential of dust particles in a weakly correlated structure. These data were used to estimate, for the first time, the compressibility factor, compressibility, and the internal energy of dust subsystem. Analysis of the obtained parameters leads one to infer that a state of dust system may be varied from an ideal gas up to a dense supercritical fluid.

This work was supported by Complex Research Program of the Presid-

ium of Russian Academy of Sciences «Study of Matter under High Energy Densities», by the Russian Foundation for Basic Research (Grant 06-02-17532), and by NWO (Project 047.016.020).

КОЭФФИЦИЕНТЫ КИНЕМАТИЧЕСКОЙ ВЯЗКОСТИ И ДИФФУЗИИ В КВАЗИДВУМЕРНЫХ ДИССИПАТИВНЫХ СИСТЕМАХ

Дранжеский И.Е. , Ваулина О.С., Петров О.Ф.,
Гавриков А.В., Фортвов В.Е.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**idranzh@ihed.ras.ru*

Большая часть численных исследований пылевой плазмы опирается на модель экранированного кулоновского потенциала [1]. В настоящей работе приводятся результаты численного исследования динамики квазидвумерных систем, представляющих собой монослой макрочастиц, взаимодействующих посредством экранированного кулоновского потенциала, который удерживается в поле тяжести земли внешним электрическим полем. Исследование физических характеристик монослоя, таких как коэффициенты диффузии и вязкости, было выполнено в широком диапазоне параметров типичных для условий наблюдения пылевых структур в ВЧ-разряде. Анализ полученных характеристик выявил наличие в моделируемой системе специфического топологического перехода между изотропной жидкостью и гексатической фазой твердого тела, характерного для систем малой пространственной размерности, существование которого как для случая диссипативных, так и для случая квазидвумерных систем, до настоящего времени оставалось под вопросом. Представлены результаты сравнения с данными моделирования трехмерных систем и строго двумерных структур, имеющих только две степени свободы в пределах плоскости слоя. Расчеты проводились для различных значений эффективного параметра неидеальности, введенного по аналогии с трехмерными системами [2, 3].

Отметим, что систематические данные о физических характеристиках монослоя для случая диссипативных систем отсутствовали до настоящего времени даже для строго двумерной постановки задачи.

1. Farouki R.T., Hamaguchi S. // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 61. P. 2973.
2. Vaulina O.S., Vladimirov S.V. // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 835.
3. Vaulina O.S., Vladimirov S.V., Petrov O.F., et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 245002.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ СКОРОСТЕЙ МАКРОЧАСТИЦ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ МАССОПЕРЕНОСА В КВАЗИДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ ВЧ-РАЗРЯДА

Адамович К.Г., Ваулина О.С., Стаценко К.Б.,
Хрусталеv Ю.В., Шахова И.А.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**adamks2002@mail.ru*

Хорошей экспериментальной моделью для изучения свойств неидеальных систем является лабораторная пылевая плазма, которая представляет собой слабо ионизированный газ с макрочастицами дисперсной фазы микронных размеров (пылевыми частицами). Пылевая плазма является распространенным природным объектом, а также достаточно часто образуется в результате различных технологических процессов. Микронные пылевые частицы в плазме могут приобретать значительный электрический заряд и формировать квазистационарные пылевые структуры, подобные жидкости или твердому телу. В отличие от реальных жидкостей, макрочастицы в плазме могут быть сняты видеокамерой, что значительно упрощает применение прямых бесконтактных методов диагностики и дает возможность для изучения физических свойств неидеальных систем на кинетическом уровне. Такие исследования могут сыграть существенную роль как для проверки существующих, так и для разработки новых аналитических моделей строения жидкости.

Данная работа посвящена исследованию процессов массопереноса и коэффициента самодиффузии макрочастиц в квазидвумерных плазменно-пылевых системах. В работе использованы полученные из эксперимента среднеквадратичные смещения частиц; экспериментальные наблюдения проводились в высокочастотном разряде для различных параметров пылевой плазмы (концентрации и кинетической температуры пылевых частиц, давления буферного газа и пр.). Эволюция массопереноса анализируется по формуле Грина-Кубо, а также по среднему квадрату смещения макрочастиц: Производится сравнение результатов, полученных по данным формулам.

Данная работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проекты № 04-02-16362 и 05-02-08074.

ЭКРАНИРОВАНИЕ ЗАРЯДА ДВИЖУЩЕЙСЯ МАКРОЧАСТИЦЫ В НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ

*Филлипов А.В.^{*1}, Загородний А.Г.², Момот А.И.³,
Паль А.Ф.¹, Старостин А.Н.¹*

¹ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, Россия,

²БИТФ НАН Украины, Киев, Украина, ³КНУ, Киев, Украина

**fav@triniti.ru*

Задача об экранировании заряда, движущегося в плазме, имеет давнюю историю. Уже во второй работе, посвященной исследованию свойств электролитов, Дебай и Хюккель рассмотрели экранирование движущегося иона [1], что нужно было для построения теории проводимости электролитов. Далее этот вопрос исследовался во многих работах [2–9] на основе уравнения Власова и его следствиях. В настоящей работе эта задача рассмотрена на основе диффузионно-дрейфового приближения применительно к столкновительной плазме. Методом трехмерного интегрального преобразования по пространственным переменным и преобразования Лапласа по времени определены характерные времена формирования поляризационного облака вокруг движущейся макрочастицы. Также рассмотрена задача о взаимодействии движущейся заряженной макрочастицы с электрическим полем индуцированных ею зарядов. Показано, что это взаимодействие приводит к изменению эффективной массы макрочастицы, движущейся в слабоионизованной плазме.

1. Debye P. Hückel E. // *Phys. Zeitschr.* 1923. V. 24. P. 305.
2. Власов А.А. Теория многих частиц. М.: Гостехиздат, 1950.
3. Pines D., Bohm D. // *Phys. Rev.* 1952. V. 85. № 2. P. 338
4. Thompson W.B., Hubbard J. // *Rev. Mod. Phys.* 1960. V. 32. № 4. P. 714.
5. Montgomery D., Joyce G., Sugihara R. // *Plasma Phys.* 1968. V. 10. № 7. P. 681.
6. Cooper G. // *Phys. Fluids* 1969. V. 12. № 12. P. 2707.
7. Echenique P.M., Ritchie R.H., Brandt W. // *Phys. Rev. B.* 1979. V. 20. № 7. P. 2567.
8. Трофимович Э.Э., Крайнов В.П. // *ЖЭТФ.* 1992. Т. 102. № 1. С. 71.
9. Трофимович Э.Э., Крайнов В.П. // *ЖЭТФ.* 1993. Т. 103. № 6. С. 3971.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ С ПОВЕРХНОСТИ МАКРОЧАСТИЦЫ НА ЕЕ ЗАРЯД И ЭКРАНИРОВКУ В ПЛАЗМЕ

*Дьячков Л.Г.*¹, Храпак С.А.², Храпак А.Г.¹*

¹*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, ²MPE, Garching, Germany*

**dyachk@mail.ru*

В рамках гидродинамического приближения рассмотрена зарядка сферической макрочастицы, помещенной в плазму, при условии, что можно пренебречь процессами ионизации и рекомбинации в возмущенной вокруг макрочастицы области. Тем самым предполагается, что источник плазмы, компенсирующий ее потери на поверхности макрочастицы, находится на большом расстоянии. Как хорошо известно, при отсутствии электронной эмиссии с поверхности макрочастицы она приобретает отрицательный заряд вследствие значительно большей подвижности электронов по сравнению с положительными ионами. Электронная эмиссия (вторичная, термо- или фотоэмиссия) приводит к уменьшению этого отрицательного заряда, а при достаточной ее интенсивности заряд макрочастицы Z_d становится положительным. В данном сообщении вводится параметр, характеризующий интенсивность эмиссии независимо от ее механизма, и приводится критерий изменения знака заряда макрочастицы. Рассмотрено поведение потенциала вокруг макрочастицы на больших расстояниях и показано, что он имеет кулоновскую асимптотику с некоторым эффективным зарядом Z_{eff} , который всегда отрицателен независимо от знака Z_d . Таким образом, при $Z_d < 0$ заряд макрочастицы не полностью экранирован, а при $Z_d > 0$ происходит его переэкранировка, потенциал меняет знак и проходит через минимум, что говорит о возможности притяжения между положительно заряженными макрочастицами. С большого расстояния любая макрочастица воспринимается отрицательно заряженной, что является следствием большей подвижности электронов по сравнению с ионами в поглощаемом ею потоке плазмы, а влияние электронной эмиссии не выходит за пределы экранирующего облака.

ТРЕХМЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР

*Васильев М.М.*¹, Антипов С.Н.¹, Стаценко К.Б.¹,
Хрусталеv Ю.В.¹, Левченко В.Д.², Петров О.Ф.¹*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²ИПМ РАН, Москва

**mixxy@mail.ru*

На базе стенда тлеющего разряда постоянного тока был реализован стереоскопический метод диагностики газоразрядной пылевой плазмы. Был разработан и программно реализован алгоритм восстановления трех пространственных координат пылевых частиц по данным стереоскопической съемки плазменно-пылевых структур. С помощью разработанного метода было проведено экспериментальное исследование явлений плавления и вихревого движения в плазменно-пылевых структурах, формирующихся в стратах тлеющего разряда постоянно-го тока.

САМОСОГЛАСОВАННОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ВНУТРИ УПОРЯДОЧЕННОЙ ПЫЛЕВОЙ СТРУКТУРЫ

Воробьев В.С. , Петров О.Ф., Фортвов В.Е.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**vrbv@mail.ru*

Рассматриваются пылевые частицы в плазме тлеющего разряда, которые в некотором внешнем поле, образовали кристаллоподобную или жидкоподобную структуру. Найдено самосогласованное электрическое поле электронов, ионов и пылевых частиц. Оценена величина потенциала, необходимого для удержания пылевых частиц в горизонтальном направлении. Показано, что потенциальная энергия взаимодействия системы упорядоченных пылевых частиц имеет вид, характерный для ионных кристаллов. Оценены критические параметры для жидкоподобной пылевой структуры. Полученная на основе такого подхода корреляционная функция пылевых частиц сравнивается с измененной.

ИЗУЧЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ НА БАЗЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ПОЛУЧЕННЫХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ

Воробьев В.С., Гавриков А.В., Петров О.Ф., Фортвов В.Е., Шахова И.А.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**gavrikov@ihed.ras.ru*

В работе представлены первые результаты исследования фактора сжимаемости, сжимаемости и внутренней энергии пылевой плазмы. Эти данные получены с использованием подхода интегральных уравнений на базе измеренных в эксперименте корреляционных функций. При этом также рассчитаны заряд, радиус экранирования и потенциал взаимодействия пылевых частиц. В работе отмечено, что состояния пылевой плазмы находятся в области на фазовой диаграмме от идеального газа до сверхкритической жидкости.

ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В КРИОГЕННЫХ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ УСТРОЙСТВАХ

*Антипов С.Н.*¹, Асиновский Э.И.², Кириллин А.В.¹, Майоров С.А.³, Марковец В.В.², Петров О.Ф.¹*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²ИВТ РАН, ³ИОФ РАН, Москва

**antipov@ihed.ras.ru*

Рассмотрена пылевая плазма в газовом разряде при криогенных температурах газа. Представлены результаты экспериментальных исследований по формированию плазменно-пылевых структур монодисперсных частиц полистирола ($d = 5.44$ мкм) в тлеющем разряде постоянного тока при температурах в диапазоне 4.2–77 К. Методами молекулярной динамики проведены расчеты функции распределения ионов по скоростям и зарядки пылевых частиц при криогенных температурах нейтральных атомов. Учет ион–атомных столкновений позволил выделить основные механизмы увеличения плотности плазменно-пылевых структур в криогенных газовых разрядах.

ПЫЛЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОМ ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

*Богачев С.С.*¹, Владимиров В.И.¹, Депутатова Л.В.¹,
Исаков А.А.², Рыков К.В.²*

¹ИГЭС ОИВТ РАН, Москва, ²ГНЦ РФ ФЭИ, Обнинск

**dlv@ihed.ras.ru*

Пылевые частицы с характерными размерами от сотых долей микрона до десятков микрон широко распространены в природе. Они в значительных количествах присутствуют в земной атмосфере, участвуют в образовании газопылевых облаков, входящих в состав звездных систем, туманностей и галактик. В технологических установках, использующих плазменные процессы, присутствие пылевых частиц часто играет негативную роль. Поэтому в настоящее время ведутся интенсивные поиски путей, устраняющих вредное воздействие пылевых частиц, в частности, в установках термоядерного синтеза. С другой стороны, изучение поведения пылевых частиц в плазме может привести к разработке новых технологий, в которых пылевой компоненте отводится главная роль. Фундаментальные исследования пылевой плазмы и разработка основ технологического использования плазменно-пылевых структур относятся к актуальным проблемам физики [1].

Эксперименты проводились на электростатическом ускорителе ЭГ-2,5 ГНЦ РФ ФЭИ. Ускоритель создает непрерывный пучок протонов с энергией до 2.5 МэВ, направленный горизонтально и вертикально. Ток пучка варьировался от 0.25 мкА до 5.0 мкА. Подробная схема экспериментальной ячейки приведена в [2]. В экспериментах использовались монодисперсные полимерные частицы с диаметрами от 1.0 мкм до 4.8 мкм. Эксперименты проведены с использованием различных инертных газов (He, Ne, Ar, Xe, Kr) при давлении ~ 1 торр.

При наложении внешнего электрического поля направленного навстречу пучку протонов в приосевой области пучка образуются структуры из пылевых частиц. Пылевые структуры имели цилиндрическую симметрию с максимальным диаметром, приблизительно совпадающим с диаметром пучка. Структуры были разделены на отдельные области слоями, не содержащими пылевых частиц. При давлении газа порядка 1 торр происходит кристаллизация пылевой компоненты в структурах.

1. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А. и др. Пылевая плазма // УФН. 2004. Т. 174. № 5. С. 495–544.
2. Fortov V.E., Rykov V.A., Budnik A.P., Filinov V.S., Deputatova L.V.,

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ, ВЫЗЫВАЕМЫХ ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫЕ СТРУКТУРЫ

*Васильев М.Н.¹, Ваулина О.С.², Ворона Н.А.²,
Манохин А.А.², Петров О.Ф.², Фортвов В.Е.²,
Гавриков А.В.*²*

¹МФТИ, Долгопрудный, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

*gavrikov@ihed.ras.ru

Электронный пучок является удобным инструментом для внешнего воздействия на плазменно-пылевые структуры. Работа посвящена экспериментальному исследованию теплопереноса макрочастиц в ВЧ-разрядной плазме под действием электронного пучка. Для диагностики, частицы пылевого облака были подсвечены He-Ne лазером и сняты на цифровую видеокамеру (частота съемки $f = 50$ к/с). Эксперименты проводились в воздухе (13 Па) с частицами Al_2O_3 (радиус частиц 2 мкм, плотность частицы 2.4 г/см⁻³) и с пластиковыми частицами (радиус частиц 0.5 мкм, плотность частицы 1.5 г/см⁻³). В экспериментах наблюдались пылевые облака с жидкостной структурой (состоящие из ~ 15 слоев частиц диаметром ~ 5 см). Один из краев облака подвергался воздействию электронного пучка. Плотность тока электронов j_e в пучке (мощность электронного пучка) варьировалась от ~ 0.05 мА/мм² до ~ 0.2 мА/мм². Пылевые параметры (температура, концентрация, тепловой поток, корреляционная функция) менялись только в направлении x (перпендикулярно направлению электронного пучка). Изменения в других направлениях не наблюдались. Анализ измеренной функции распределения скоростей пылевых частиц показывает, что в рассматриваемых структурах отсутствует конвективное (или другое направленное) движение. В ходе анализа были получены значения плотности теплового потока q , определены значения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности. Погрешности измеренных значений мене чем 30%.

**АНАЛИЗ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СПЕКТРОВ
ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ КЛАСТЕРОВ ПО
РЕЗУЛЬТАТАМ МОДЕЛИРОВАНИЯ И СРАВНЕНИЕ С
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ**

Тимофеев А.В., Стегайлов В.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**mail.timofeev.av@gmail.com*

Пылевая плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий пылинки — частицы твердого вещества. Широкая распространенность плазменно-пылевых систем, а также ряд уникальных (простота получения, наблюдения и управления параметрами) и необычных свойств (открытость системы, высокая диссипативность), делают пылевую плазму чрезвычайно интересным объектом исследования [1]. Пылевые частицы в плазме становятся дополнительной заряженной компонентой. Неидеальность подсистемы пылевых частиц реализуется значительно легче, чем неидеальность электрон-ионной подсистемы. Тем самым оказываются возможными появления ближнего порядка и даже кристаллизация в системе пылевых частиц [2,3].

В работе проводится моделирование двумерных плазменно-пылевых кластеров на основе метода молекулярной динамики. В качестве модели рассматривается система $N = 1 \div 20$ частиц, взаимодействующих по потенциалу Дебая $\phi(r) = \frac{Ze}{r} \exp\left(-\frac{r}{d}\right)$, $r = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$, где r — межчастичное расстояние, Ze — заряд частицы, d — радиус экранирования. Частицы находятся во внешнем потенциале поля-ловушки $U_{ex} = \varepsilon_1(x^2 + y^2)$. Рассчитаны автокорреляционные функции скорости и соответствующие колебательные спектры для различных устойчивых конфигураций кластеров по результатам моделирования, а также по имеющимся экспериментальным данным [Петров О.Ф., Шахова И.А. и др., 2004]. По виду спектра автокорреляционной функции скорости экспериментальной траектории можно заключить, что внешний потенциал “дышит” низкой частотой ~ 1 -2 Гц. Был найден диапазон параметров потенциала, при которых спектры по расчётным траекториям качественно совпадают со спектрами, рассчитанными по экспериментальным данным. В результате была проведена оценка заряда пылевых частиц в рассмотренных экспериментах.

1. В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, С.А. Храпак, В.И. Молотков, О.Ф. Петров // Успехи Физических Наук 2004. Т. 174. N. 5. С. 495.
2. U. Konopka, G.E. Morfill // Phys. Rev. Letters 2000. V. 84. P. 891.
3. Hiroo Totsuji, Kenji Tsuruta // Phys. Rev. E 2001. V. 64. P. 066402.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОБЪЕМНО-ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ АТМОСФЕРЫ

Андреевская В.Ю., Аджиев А.Х. , Машуков Х.Х.*

ГУ ВГИ, Нальчик

**adessa@kbrnet.ru*

Были проведены исследования образования и развития искусственного плазменного образования, формируемого с помощью взрыва в атмосфере специальных составов. Эксперименты проводились в приземном слое — подрывом составов взрывчатыми веществами и в атмосфере с использованием противорадиационных ракет «Облако», в головных частях которых располагались разработанные нами средства воздействия различных типов.

Были исследованы образование и развитие плазменного облака при подрыве различных составов взрывчатых веществ с различными химическими добавками, повышающими электропроводимость облака взрыва и обеспечивающими большее время действия.

При проведении наземных испытаний были измерены следующие характеристики плазменного образования: время существования плазменного образования, изменения тока проводимости атмосферы, а также продолжительность такого состояния. Кроме этого регистрировалось электро-магнитное излучение на частоте 14 МГц, и велась видеосъемка процесса взрыва макета.

При проведении опытов по созданию в атмосфере и в облаке плазменных образований с использованием ракет «Облако», снаряженных составами, регистрировался размер радиоэхо на длине волны 10 см после его формирования. Формируемое таким образом аэрозольное облако плазменных образований, представляло эллипсоид с размерами 300–500 м по высоте и 50–100 м по горизонтали.

ЭНЕРГОЗАТРАТЫ НА ПОЛУЧЕНИЕ СИНТЕЗ-ГАЗА ПРИ ПАРЦИАЛЬНОМ ОКИСЛЕНИИ УГЛЕВОДОРОДОВ, СТИМУЛИРОВАННОМ ПЛАЗМОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

Бабаруцкий А.И.

РНИИ, Москва

ivor@zelnet.ru

Рассматривается процесс парциального (частичного) окисления ме-

тана кислородом воздуха с целью получения синтез-газа [1]. Несмотря на то, что этот процесс протекает с небольшим выделением энергии, кинетические ограничения на скорость реакции вынуждают проводить его при очень высокой температуре, что требует дополнительных энергозатрат. Уменьшить эти затраты возможно за счет рекуперации тепла с выхода реактора и использования плазмы электрического разряда для ускорения процесса парциального окисления [2]. Рассматривается схема реактора. Для конкретного эксперимента приводится расчет его энергетического баланса. Показано, что вычисленные на основании баланса энергии затраты на получение синтез-газа хорошо совпадают с измеренными в экспериментах. Благодаря этому анализ энергобаланса позволяет сделать обоснованные рекомендации для дальнейшего уменьшения энергозатрат.

1. Бабарицкий А.И., Дёмкин С.А., Животов В.К., Чебаньков Ф.Н. // Физика экстремальных состояний вещества — 2005 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черногловка: ИПХФ РАН, 2005. С. 228.
2. Бабарицкий А.И., Дёмкин С.А., Животов В.К. и др. // Физика экстремальных состояний вещества — 2006 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черногловка: ИПХФ РАН, 2006. С. 256.

ПЛАЗМЕННЫЙ МИКРОВОЛНОВЫЙ КОНВЕРТОР МЕТАНА В СИНТЕЗ-ГАЗ

Чебаньков Ф.Н. , Бабарицкий А.И.*

РНЦ КИ, Москва

**chfn@mail.ru*

Используя результаты проведенных ранее исследований процессов парциального окисления углеводородов кислородом воздуха, стимулированных плазмой СВЧ-разряда атмосферного давления [1, 2] разработан и изготовлен демонстрационный образец компактного конвертора метана в синтез-газ. Основные характеристики: время пуска холодного конвертора 10 минут, горячего — 30 секунд; производительность — 7 м³/ч синтез-газа; состав выходной смеси (основные компоненты) 26% Н₂, 13% СО, остальное — азот из воздуха; потребляемая мощность 1 кВт; размеры 1000 × 600 × 300 мм. В конструкции конвертора впервые использованы специально разработанные и изготовленные оригинальные узлы (плазменный конвертор с рекуперативным теплообменником, система питания магнетрона). Демонстрационный образец входил в состав экспозиции Выставки инновационных достижений

в рамках X Петербургского международного экономического форума.

1. А.И. Бабарицкий, В.К. Животов, Г.М. Коновалов, Г.В. Лысов, В.Д. Русанов, Ф.Н. Чебаньков и др. Процессы парциального окисления углеводородов, стимулированные плазмой СВЧ-разряда атмосферного давления. // ХВЭ, т. 37, № 5, 2004.
2. В.Д. Русанов, А.И. Бабарицкий, Г.М. Коновалов, Г.В. Лысов, Р.В. Смирнов, Ф.Н. Чебаньков и др. Неравновесное воздействие плазмы микроволнового разряда атмосферного давления на процесс конверсии метана и керосина в синтез-газ. // Доклады РАН, т. 395, № 5, 2004.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КОНВЕРСИИ МЕТАНА В ПЛАЗМЕ, СОЗДАВАЕМОЙ ИМПУЛЬСНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Кузнецов Д.Л. , Кольман Е.В., Сурков Ю.С., Уварин В.В.,
Филатов И.Е.*

ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург

**kdl@ier.uran.ru*

Конверсия метана под действием непрерывного пучка электронов при начальной температуре смеси 30°C была продемонстрирована в экспериментах [1]. В Институте электрофизики УрО РАН была впервые подтверждена возможность конверсии метана импульсными электрофизическими методами без существенного нагрева обрабатываемой смеси [2]. Удельные энергозатраты на конверсию метана в экспериментах [1] и [2] были соизмеримы. Однако основное отличие двух экспериментов заключалось в продуктах конверсии. Основными продуктами конверсии под действием импульсного пучка являются водород и этилен, тогда как при использовании непрерывного пучка основные продукты — это предельные углеводороды (этан и др.), а концентрация образующегося водорода примерно в 10 раз ниже. Для объяснения этого отличия было проведено численное моделирование кинетики конверсии метана под действием импульсного пучка электронов с параметрами, использованными в экспериментах [2].

Полученные расчетные зависимости концентрации метана, водорода, метанола, оксида и диоксида углерода от числа импульсов электронного пучка хорошо согласуются с экспериментом. Но расчетные концентрации этана оказались существенно выше экспериментальных, в то время как расчетные концентрации этилена, наоборот, существенно ниже. Возможное объяснение расхождения заключается в том, что

в расчетной модели не были учтены некоторые механизмы превращения предельных углеводородов в непредельные, играющие существенную роль в неравновесной плазме, создаваемой импульсным пучком электронов. Учет подобных механизмов не должен изменить расчетные значения концентрации метана, но может существенно увеличить концентрацию этилена, а также и водорода.

Работа проводилась при поддержке РФФИ (проект № 05-08-50209а).

1. Пономарев А.В., Макаров И.Е. // Химия высоких энергий. 2006. Т. 40. № 3. С. 177.
2. Кольман Е.В., Кузнецов Д.Л., Салаев С.А., Филатов И.Е. // XXXIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС: Тезисы докладов. Москва, 2006. С. 263.

МОДЕЛИРОВАНИЕ САМООЧИЩЕНИЯ ВОДОРОДНОГО ПОТОКА В УСКОРИТЕЛЕ КСПУ

*Морозов А.И.¹, Козлов А.Н.*²*

¹РНЦ КИ, ²ИПМ РАН, Москва

**ankoz@keldysh.ru*

Разработка и дальнейшее совершенствование плазменных ускорителей для достаточно плотной плазмы стимулируется потребностью в электрореактивных космических двигателях и рядом других приложений [1, 2]. Определенный интерес представляет создание установок для генерации потоков плазмы с термоядерными параметрами. К таким системам относится сильноточный квазистационарный плазменный ускоритель (КСПУ) [2, 3], способный наполнять магнитные ловушки плазмой с большим энергосодержанием. В этом случае не менее актуальной является задача получения потоков чистой плазмы, например, дейтериевой.

Исследование динамики примесных ионов, заданной массы и заряда, проведено с помощью ранее разработанного метода [4] одиночных «пробных» частиц. Траектории одиночных частиц изучаются на основе уравнения движения иона в электромагнитном поле магнитогазодинамической модели с учетом кулоновских столкновений с ионами и электронами основного потока. Решение задачи о «фоновом» течении дейтериевой плазмы можно получить, в общем случае — численно, в рамках МГД-модели с учетом эффекта Холла и параметра замагниченности среды. В свою очередь, движение пробной частицы рас-

считывается, имея в виду силу ее взаимодействия с известным электромагнитным полем и силу трения, обусловленную столкновениями с частицами фонового потока. Траектории примесных ионов кислорода, азота и меди исследуются для различных начальных положений и заданной начальной скорости частиц.

В результате серии численных экспериментов установлено, что увеличение разрядного тока в системе, увеличение характерной температуры фонового потока, а также уменьшение концентрации плазмы, подаваемой на входе в канал ускорителя, приводит к ярко выраженной сепарации ионов по массе, их удалению из основного потока дейтериевой плазмы и самоочистке потока от примесных ионов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 06-02-16707).

1. Морозов А.И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. М.: Атомиздат, 1978.
2. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2006.
3. Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. Фортова В.Е. Т. III. М.: Наука, 2000.
4. Брушлинский К.В., Козлов А.Н., Морозов А.И. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. Вып. 11. С. 1358–1367.

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ГЕНЕРАТОРА ПЛАЗМЫ ПЕРМЕННОГО ТОКА В СОСТАВЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ ПЛАЗМЕННОЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ГАЗИФИКАЦИИ ТВЕРДОЙ ОРГАНИКИ

*Кущёв С.А., Наконечный Г.В., Овчинников Р.В.,
Попов В.Е., Попов С.Д.*, Серба Е.О., Сподобин В.А.*

ИЭЭ РАН, Санкт-Петербург

**rutberg@iperas.spb.su*

Основой новых перспективных плазменных технологий являются надежные и эффективные генераторы плазмы. В ИЭЭ РАН создано несколько серий плазмотронов переменного тока работающих на окислительных средах в длительных режимах. Они могут применяться как в технологиях связанных с уничтожением токсичных отходов, так и в установках высокотемпературной газификации и пиролиза твердых органических веществ (угли, древесина, твердые бытовые отходы и т.п.). В институте разработан и создан ряд таких установок.

Доклад посвящен особенностям работы высоковольтного многофазного плазмотрона переменного тока со стержневыми электродами

работающего на воздухе в длительном режиме (200 часов). Приводятся его основные характеристики. Кратко описана экспериментальная установка для исследования процессов плазменной газификации твердой органики. Освещены достигнутые на данном этапе параметры ее работы.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ РАБОЧЕГО ГАЗА В ФАКЕЛЕ ОДНОФАЗНОГО ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ПЛАЗМОТРОНА ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

*Наконечный Г.В., Овчинников Р.В., Павлов А.В.,
Саков А.И.*, Серба Е.О., Сподобин В.В., Суоров А.В.*

ИЭЭ РАН, Санкт-Петербург

**a.sakov@gmail.com*

Мощные дуговые генераторы плазмы переменного тока находят широкое технологическое применение, в первую очередь связанное с проблемой переработки органических отходов и получением синтез-газа. Конструкция мощного однокамерного многофазного плазмотрона переменного тока с рельсовыми электродами включает в себя инжектор первичных носителей заряда, который представляет собой однофазный высоковольтный плазмотрон мощностью, не превышающей 10 кВт. Кроме того, данный плазмотрон может быть использован для других задач. В докладе приводятся результаты спектроскопических измерений полей температуры газа на срезе сопла высоковольтного плазмотрона со стержневыми электродами, установленными в цилиндрических каналах. Исследован характер измерения полей температуры в зависимости от расхода рабочего газа. Измерения были проведены с помощью спектрографа, оснащенного ПЗС матрицей. Значения температур получены из относительной интенсивности четырех линий ионов меди в приближении локального термодинамического равновесия. Результаты проведенной работы могут быть использованы для получения оптимальных режимов работы мощных плазмотронов переменного тока.

УСТАНОВКА ДЛЯ СИНТЕЗА УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК НА БАЗЕ ПЛАЗМОТРОНА С РАСШИРЯЮЩИМСЯ КАНАЛОМ ВЫХОДНОГО ЭЛЕКТРОДА

*Амиров Р.Х.**, *Асиновский Э.И.*, *Исакаев Э.Х.*,
Киселев В.И.

ОИВТ РАН, Москва

**amirovravil@yandex.ru*

Создана установка для разработки технологии синтеза углеродных нанотрубок на базе плазматрона постоянного тока с расширяющимся каналом выходного электрода. Исходные материалы для синтеза нанотрубок (сажа, графит, мелко- и ультрадисперсные металлические катализаторы) вместе с рабочим газом (аргон, гелий) подаются в плазматрон до 20 кВт, после чего происходит их испарение в плазменной струе с дальнейшим резким охлаждением углеродного пара и катализаторов с образованием нанотрубок. Разрабатываемый подход имеет преимущества: испарение углерода и катализаторов происходит не только в струе плазмы, но и в области существования дугового разряда, что понижает требования к размерам дисперсных материалов; расход углерода, катализаторов, газа, и мощность плазматрона регулируются независимо друг от друга; давление рабочего газа варьируется в диапазоне от 10 до 760 Тор; меняя геометрию реактора, давление и скорость плазменной струи можно варьировать скорость охлаждения получаемого углеродного пара; время непрерывной работы ограничивается ресурсом вольфрамового катода плазматрона (50 часов).

Проведены эксперименты по синтезу углеродных нанотрубок при введении сажи, никеля, кобальта вместе с рабочим газом в плазматрон при давлениях аргона от 200 до 500 тор при мощности плазматрона 15-20 кВт. Расход аргона варьировался в диапазоне 1-3,6 г/сек. Концентрация биметаллического катализатора фиксировалась на уровне 15% по весу по отношению к углероду. Исследовано характерное время установления поля температур в графитовом реакторе. Показано, что оно может составлять порядка 10 мин. Получены первые образцы углеродных материалов с нанотрубками, которые переданы для анализа методом спектроскопии комбинационного рассеяния.

Уже достигнутый на настоящий момент уровень испарения мелкодисперсного графита и сажи (1 г/мин) позволяет потенциально превзойти при достижении 20-70% эффективности синтеза скорость образования нанотрубок в устройствах, использующих дуговой разряд

(менее 25 мг/мин). По мощности плазмотрона, способу ввода исходных материалов (вместе с рабочим плазмообразующим газом), возможности работать в широком диапазоне давлений, проводимые исследования имеют преимущества перед другими работами с плазмоструйными системами

Данная работа поддержана РФФИ (Грант № 06-08-00485).

ВОДОРОДОАККУМУЛИРУЮЩИЕ НАНОМАТЕРИАЛЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО МЕХАНО-ХИМИЧЕСКОГО СИНТЕЗА

*Рудь А.Д.^{*1}, Лажник А.М.¹, Иванченко В.Г.¹, Уваров В.Н.¹,
Школа А.А.¹, Дехтяренко В.А.¹, Иващук Л.И.¹,
Кускова Н.И.²*

¹*ИМФ НАН Украины, Киев,*

²*ИИПТ НАН Украины, Николаев, Украина*

**rud@imp.kiev.ua*

Предложены новые композиции водородоаккумулирующих материалов на основе Mg–C нанокомпозитов, полученных методом механо-химического синтеза в планетарной мельнице с использованием углеродных наноматериалов (УНМ), полученных электровзрывными методами. Показано, что использование углеродных добавок к магнию в наноструктурном состоянии при проведении механо-химического синтеза приводит к улучшению кинетики сорбции водорода и понижению температурных режимов наводороживания в сравнении с добавками из кристаллического графита. Разработанные нанокомпозиты поглощают свыше 5 вес.% водорода при температуре 90°С.

Проведены исследования фазового состава и структурного состояния (изменение размера областей когерентного рассеяния и величины микронапряжений в процессе помола) продуктов механо-химического синтеза магния с УНМ и никелем в различных средах — вакууме, водороде.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ
СИСТЕМ ДЕЦЕНТРАЛИЗОВАННОГО
ЭНЕРГОСНАБЖЕНИЯ НА ОСНОВЕ
ВОЗОБНОВЛЯЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ В
КЛИМАТИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ ЕВРОПЫ**

Коломиец Ю.Г., Мордынский А.В., Попель О.С., Фрид С.Е.*

ИВТ РАН, Москва

**tarambay@rambler.ru*

Повышение спроса на автономные энергоустановки в условиях значительного роста цен на органическое топливо обуславливает актуальность поиска новых технических решений по автономному энергоснабжению потребителей, в том числе на основе использования повсеместно доступных и экологически чистых солнечной и ветровой энергии или их комбинации.

В докладе представлены результаты расчетно-теоретических исследований энергетических и технико-экономических показателей солнечных, ветровых и солнечно-ветровых энергоустановок с различными аккумуляторами электроэнергии (аккумуляторная батарея, водородный накопитель или их комбинация) для климатических условий более 150 пунктов Европы.

Целью исследований, выполненных с использованием современных методов динамического моделирования работы энергоустановок в условиях изменяющихся в течение года поступлений солнечной радиации, скорости ветра и других метеорологических параметров, является определение оптимальной конфигурации и состава энергоустановок, исходя из критерия их минимальной стоимости.

Показано, что для относительно небольших потребителей, таких как навигационные знаки, ретрансляторы сотовой связи, станции мониторинга и некоторых других, возможно создание полностью автономных солнечно-ветровых энергоустановок, обеспечивающих их гарантированное энергоснабжение в течение всего года практически во всех рассмотренных климатических условиях без завоза органического топлива.

Рассматривается возможность комбинированного электро- и тепло-снабжения автономных потребителей. Приводятся результаты создания экспериментальной солнечно-ветровой энергоустановки тепло- и электроснабжения объектов Большого оптического телескопа Специальной астрофизической обсерватории РАН, расположенного в горах Западного Кавказа.

Данная работа выполнена в рамках проекта РФФИ 06-08-00337А и при поддержке Фонда содействия отечественной науке.

ИНДЕКС ПО АВТОРАМ

- Ariskin D.A., 207, 208
Counilh D., 112
Fortov V.E., 209
Haas J.F., 112
Houas L., 112
Ivanov A.S., 209
Jourdan G., 112
Mariani C., 112
Peeters F., 207, 208
Petrov O.F., 209
Rabier J., 37
Schwaederle L., 112
Schweigert I.V., 207, 208
Tahir N.A., 59
Usachev A.D., 209
Vaulina O.S., 209
Vorob'ev V.S., 209
Авдонин В.В., 80, 134
Агранат М.Б., 22–24
Адамович К.Г., 211
Аджиев А.Х., 219
Аксенов В.С., 109, 121
Акунец А.А., 50
Александрин С.Ю., 43
Амиров Р.Х., 225
Ананьев С.С., 48–50
Андреев Н.Е., 21, 22, 29
Андриевская В.Ю., 219
Анисимов С.И., 23
Антипов С.Н., 214, 215
Апфельбаум Е.М., 183, 184
Асиновский Э.И., 170, 190, 191,
215, 225
Астафьев В.В., 83
Аульченко В.М., 106
Ахжубекова С.Н., 163
Ашитков С.И., 22–24
Бабарицкий А.И., 219, 220
Бабичев А.В., 166
Бабушкин А.Н., 148–151
Баженова Т.В., 110
Бажиров Т.Т., 161
Базелян Э.М., 193, 194
Байдаков В.Г., 159
Бакланов Д.И., 108, 113
Бакшаев Ю.Л., 48, 50
Баренбаум А.А., 96
Баришпольцев Д.А., 53
Баришпольцев Д.В., 46
Бартов А.В., 48
Баталов Р.И., 63
Башарин А.Ю., 141, 142
Баязитов Р.М., 35, 63
Баяндин Ю.В., 84
Бекулова И.З., 30
Белятинская И.В., 81
Беспалов Е.В., 66
Бисти В.Е., 36
Блинов П.И., 48–50
Бобров А.А., 205
Богачев С.С., 216
Богомаз А.А., 189
Боков Д.Н., 123
Болтачев Г.Ш., 53, 182
Бониц М., 180
Борисенко Н.Г., 28
Борисов Р.К., 193, 194
Бородина Т.И., 77, 78, 81
Боцан А.В., 181
Бродова И.Г., 83
Бронин С.Я., 128, 206
Бугров А.Э., 28
Будин А.В., 189
Бурдонский И.Н., 28

- Буряков В.Л., 43
Бутлицкий М.А., 206
Бычков (мл.) С.С., 46
Бычков С.С., 46
Вагин М.С., 107
Вагнер Х.Г., 114, 116
Вайтанец О.С., 147
Васильев М.М., 214
Васильев М.Н., 217
Ваулина О.С., 210, 211, 217
Вейсман М.Е., 22
Вербицкая О.В., 155, 156
Виен Г., 21
Вихрев В.В., 50
Владимиров В.И., 216
Власов А.Н., 192
Волков Н.Б., 55, 56, 182
Володин В.В., 108, 113
Воробьев В.С., 214, 215
Ворона Н.А., 217
Воронин М.С., 88
Воронина Э.И., 34, 41, 42
Вяткин В.С., 66
Гавриков А.В., 210, 215, 217
Гаврилов В.В., 28
Гайдук П.И., 63
Гаранин В.А., 105
Гаранин С.Г., 27
Гасилов В.А., 51
Гасилов С.В., 45
Гаспарян П.Д., 44
Гатин А.А., 27
Гацкевич Е.И., 31
Гильязова А.А., 108
Головастов С.В., 108, 113, 119
Головин А.М., 122
Голуб В.В., 107–110, 113, 119,
121
Голубев В.К., 90
Гольшев А.А., 80, 135, 136
Гольцов А.Ю., 28
Грибанов В.М., 65
Григорьев Д.А., 60
Григорьева Н.В., 140
Громов А.И., 28
Грушин А.С., 125
Грязнов В.К., 133, 186, 187
Губин С.А., 109, 121
Гуренцов Е.В., 40
Гусев А.В., 68
Гусев П.А., 120
Гусихина И.А., 44
Гуськов С.Ю., 46
Данько С.А., 49, 50
Дегтярева В.Ф., 127
Демидов Б.А., 57
Дешпе Й., 116
Депутатова Л.В., 216
Дехтяренко В.А., 226
Димитренко В.В., 28
Директор Л.Б., 119
Долов М.Х., 164
Дорофеев Г.Л., 66
Дракон А.В., 114, 116, 117
Дранжевский И.Е., 210
Дрёмин А.Н., 111
Дудин С.В., 193, 194
Дьяченко Е.Н., 85
Дьяченко С.В., 51
Дьячков Л.Г., 213
Дядина Н.С., 156
Емельянов А.В., 114, 116–118
Емельянов А.Н., 130
Еремин А.В., 40, 114, 116–118
Ефремов В.П., 57, 66, 109, 118
Ефремов К.В., 121
Жаховский В.В., 23
Жгилев И.Н., 82
Жерноклетов Д.М., 77, 81
Жерноклетов М.В., 129, 133

Жигелёв И.Н., 83
Жидков Н.В., 27, 44
Жилияков Л.А., 58
Жогин И.Л., 106
Жужукало Е.В., 28
Жук А.З., 77, 78
Жуков А.В., 75
Жуков А.Н., 134
Жукова Е.А., 182
Загородний А.Г., 212
Зайдель Р.М., 73
Зайченко В.М., 119, 178
Запорожец Ю.Б., 187
Зарецкий Е.Б., 74
Захарук З.И., 31
Зеленер Б.Б., 128, 205, 206
Зеленер Б.В., 128, 205, 206
Зелепугин А.С., 97
Зелепугин С.А., 97
Зельдович В.И., 82
Зиборов В.С., 118
Зицерман В.Ю., 137
Змитренко Н.В., 27
Зубарев Н.М., 53
Зыкова Н.М., 138
Иваненко С.А., 206
Иваненков Г.В., 53
Иванов Е.М., 46
Иванов М.И., 43
Иванченко В.Г., 226
Иващук Л.И., 226
Ивлев Г.Д., 31, 63
Извеков О.Я., 168
Иногамов Н.А., 23
Иосилевский И.Л., 62, 126, 133,
186
Исакаев Э.Х., 225
Исаков А.А., 216
Итина Т.Е., 26
Кадыров Ч.А., 70
Казаков Е.Д., 48–50
Калинин Ю.Г., 48, 49
Канель Г.И., 74, 76
Каракулов В.В., 87
Каркач С.П., 111
Карпенко С.В., 143–145, 147
Каштанов П.В., 198, 199
Квитов С.В., 131, 132
Ким В.В., 59, 134
Кингсеп А.С., 48
Кириллин А.В., 215
Киселев В.И., 225
Кисленко С.А., 170
Кобзев Г.А., 137
Ковалев А.Е., 129
Ковальский Н.Г., 28
Козлов А.В., 193, 194
Козлов А.Н., 222
Козлова М.А., 101
Козловских А.С., 123
Коков З.А., 164
Колесников С.А., 192
Коломиец Ю.Г., 227
Кольман Е.В., 221
Комаров П.С., 24
Кондауров В.И., 101, 168
Конюхов А.В., 101
Коняхин В.С., 50
Корец А.Я., 172
Корионов И.В., 151
Корионова И.Г., 151
Коровяков Д.А., 145
Королев В.Д., 48, 50
Косарим А.В., 198
Косов В.Ф., 178
Костановский А.В., 58
Костенко О.Ф., 29
Котегов П.С., 46
Кочесоков Г.Н., 164
Кравченко И.В., 103

Крайнов В.П., 197
Крайчикова С.С., 123
Краснопёров Е.П., 66
Кривошеина М.Н., 101
Крос Б., 21
Круковский А.Ю., 51
Крыжков Д.И., 63
Крылов А.Н., 71
Крылов А.С., 172
Кудрявцева И.В., 174, 175
Кузнецов Д.Л., 221
Кузнецова О.В., 155
Кузовников М.А., 39
Куксин А.Ю., 91, 92
Кундикова Н.Д., 56
Куроедов Ю.Д., 66
Куропатенко В.Ф., 153
Кускова Н.И., 226
Кущёв С.А., 223
Кяров А.Х., 171
Ланкин А.В., 203
Лапин Р.С., 68
Ласкин И.Н., 107
Лахник А.М., 226
Лебедев Е.Ф., 193, 194
Лебо И.Г., 30
Левашов П.Р., 22, 26, 157, 158,
180, 181, 183
Левченко В.Д., 214
Лейви А.Я., 55, 56
Леонтьев А.А., 193, 194
Литвин Ю.А., 131
Ломоносов И.В., 59, 95, 128, 129
Лосев С.Ю., 189
Лукияница А.А., 196
Лукиянчиков Л.А., 90, 106, 107
Мажукин В.И., 45
Майер А.Е., 55
Майков И.Л., 119
Майоров С.А., 215
Майорова Л.М., 46
Мамаева Ж.М., 163
Мамчур М.О., 144
Манохин А.А., 217
Маношкин А.Б., 192
Манькин Э.А., 205, 206
Марковец В.В., 215
Матвейчев А.В., 59
Машуков Х.Х., 219
Медин С.А., 94
Медовщиков С.Ф., 28
Межевов А.Б., 129
Мейнар Ж., 21
Мельникова Н.В., 152
Мержиевский Л.А., 88, 90, 107
Меркульев Ю.А., 28
Мещеров Б.Р., 50
Мещеряков А.Н., 57
Милявский В.В., 77, 78, 81
Мингалеев А.Р., 52, 53
Минеев В.Н., 73
Минцев В.Б., 187, 188, 193, 194
Мирова О.Ф., 110
Миронов Е.В., 172
Миронова Е.Е., 153, 155
Митрофанова Ю.Л., 44
Михайловский И.А., 128
Михисор М.А., 158
Можарова Т.С., 157
Моздыков В.А., 77
Молодец А.М., 80, 134–136
Момот А.И., 212
Мора П., 21
Мордынский А.В., 68, 69, 227
Морозов А.И., 222
Морозов И.В., 200–202
Мочалов И.А., 103
Мочалов М.А., 129, 133
Мочалова В.М., 105
Мурашкина В.А., 156

- Муртазаев А.К., 165
Мягков О.В., 48
Набоко И.М., 120
Найдис Г.В., 206
Наймарк О.Б., 84
Наконечный Г.В., 223, 224
Нахушев А.М., 177
Недосеев С.Л., 50
Недоспасов А.В., 138
Николаев Д.Н., 130–132, 188
Николаенко И.В., 64
Нишихара К., 23
Новиков В.Г., 125
Новиков М.Г., 129
Норман Г.Э., 200
Нурутдинов Р.М., 63
Обручкова Л.Р., 183
Овчинников А.В., 22–24
Овчинников Р.В., 223, 224
Озрин В.Д., 137
Ольховская О.Г., 51
Осипьян Ю.А., 134
Осташев В.Е., 193, 194
Острик А.В., 59, 60, 65, 98
Павлов А.В., 224
Паль А.Ф., 212
Паршиков А.Н., 94, 110
Пасько Е.Г., 86
Патлажан С.А., 103
Пахунова Ю.О., 163
Пелецкий В.Э., 139
Петров А.А., 190, 191
Петров В.А., 57
Петров О.Ф., 210, 214, 215, 217
Петров Ю.В., 23
Петрова И.И., 139
Петровский В.П., 167
Петухов В.А., 120
Пикуз С.А., 52, 53
Пименов В.Г., 50
Пинчук М.Э., 189
Поварницын М.Е., 26
Подлинова Ю.В., 163
Позубенков А.А., 189
Полянский О.П., 166
Попель О.С., 68, 69, 227
Попов В.Е., 223
Попов Н.А., 73
Попов С.Д., 223
Потапенко А.И., 167
Привалов В.Е., 41, 42
Прокопченко И.В., 68, 69
Прууэл Э.Р., 90, 107
Путилин М.В., 28
Пяллинг А.А., 130–132, 188
Пятницкий Л.Н., 46
Радченко А.В., 99
Радченко П.А., 99
Разоренов С.В., 76
Разоренов С.И., 74
Раренко А.И., 31
Раточка И.В., 85
Рейнгольд Х., 187
Решетняк Р.Б., 108, 113
Рёпке Г., 187
Розанов В.Б., 27, 46
Романова В.М., 52, 53
Рудь А.Д., 226
Русин С.П., 67
Рутберг Ф.Г., 189
Рыжиков И.А., 68
Рыков В.А., 174
Рыков К.В., 216
Рыков С.В., 175
Савельев А.С., 109
Савинцев А.П., 32, 143, 147
Савинцев Ю.П., 38
Савинцева С.А., 38
Савиных А.С., 76
Саков А.И., 224

- Самойлов И.С., 170, 190, 191
Сапожников А.Т., 153, 155, 156
Сахаров М.Ю., 173
Селезнев А.А., 90
Семин Н.В., 108
Серба Е.О., 223, 224
Сергиевский Э.Д., 70, 71
Сергиенко Г.В., 138
Сёмин Н.В., 107
Сидоров Н.С., 80, 134
Синельщиков В.А., 178
Синько Г.В., 125
Ситников Д.С., 22, 23
Скобелев И.Ю., 200
Скрёбков О.В., 111
Скрипняк В.А., 85–87
Скрипняк Е.Г., 85, 86
Слободчиков С.С., 167
Смирнов А.Л., 111
Смирнов Б.М., 197–199
Смирнов Н.А., 125
Смирнова Е.А., 50
Смыслов А.А., 201, 202
Сокол Г.Ф., 178
Соколов В.П., 155, 156
Соколов С.Н., 78
Солдатенков Е.С., 46
Солнцев О.И., 120
Соломянная А.Д., 125
Сосиков В.А., 89
Сподобин В.А., 223
Сподобин В.В., 224
Стариков С.В., 162
Старостин А.Н., 212
Старцев А.Н., 123
Стаценко К.Б., 211, 214
Стегайлов В.В., 91, 161, 162, 218
Степанов Р.В., 27
Стребежев В.Н., 31
Стрижов В.Ф., 137
Субботин А.Н., 44
Сулейманов М.Ж., 69
Султанов В.Г., 60, 95, 103
Сурков Ю.С., 221
Суров А.В., 224
Талала К.А., 55
Тальвирский А.Д., 46
Тарасов В.Д., 140
Темроков А.И., 32, 143
Тен К.А., 90, 106, 107
Тер-Оганесьян А.Е., 52, 53
Терещенко А.Н., 37
Терновой В.Я., 130–132, 188
Тимофеев А.В., 218
Титов В.М., 90, 106
Тихомирова Г.В., 148
Тишкин В.Ф., 27
Ткаченко С.И., 51–53
Толочко Б.П., 106
Торчинский В.М., 119
Турчанинов М.А., 141, 142
Тюхов И.И., 70
Уварин В.В., 221
Уваров В.Н., 226
Уваров С.В., 84
Украинец А.В., 186
Ульяненков Р.В., 167
Ульянова Т.М., 151
Уракаев Ф.Х., 38
Устроенов Г.И., 48, 50
Устюжанин Е.Е., 174
Уткин А.В., 75, 89, 105
Ушнурцев А.Е., 193, 194
Фаенов А.Я., 45
Фасахов И.К., 28
Фельдман В.И., 81
Филатов И.Е., 221
Филимонов А.С., 131, 132
Филинов В.С., 180
Филиппов А.В., 212

Филиппов А.Л., 149
Фокин Л.Р., 137
Фортов В.Е., 22, 23, 66, 118, 129,
131–135, 180, 187, 188,
210, 214, 215, 217
Фрид С.Е., 68, 69, 227
Фролов А.А., 25
Фролова Н.Ю., 82
Фунтиков А.И., 73
Хейфец А.Э., 82
Хейфец О.Л., 149, 150, 152
Хизриев К.Ш., 165
Хищенко К.В., 22, 26, 51, 77, 95,
129, 157, 158, 183
Хоконов А.Х., 164
Хоконов М.Х., 30
Хомкин А.Л., 185
Хомская И.В., 82
Хохлов В.А., 23
Храпак А.Г., 213
Храпак С.А., 213
Хрусталеv Ю.В., 211, 214
Цой Е.С., 44
Чарахчян А.А., 77
Чартий П.В., 34, 41
Чартий Р.П., 41
Чебаньков Ф.Н., 220
Чеготов М.В., 21
Черевко А.Г., 160
Черненко А.С., 48, 50
Чеховской В.Я., 140
Чигвинцев А.Ю., 186
Чуватин А.С., 51
Шабашова О.А., 150, 152
Шаров Ю.Л., 110
Шахова И.А., 211, 215
Шахрай Д.В., 80, 135
Шашков А.Ю., 49
Швейкин Г.П., 64
Шевченко В.С., 38
Шелковенко Т.А., 52, 53
Шеманин В.Г., 34, 41, 42
Шикин В.Б., 196
Шилкин Н.С., 188
Школа А.А., 226
Шорохов Е.В., 82
Шорохов И.Н., 83
Шпатаковская Г.В., 124
Штин А.П., 64
Шувалов В.В., 96
Шуйкин А.Н., 129
Шульга Е.М., 134
Шульц К.В., 40
Шумина Ю.Н., 151
Шумихин А.С., 185
Шурупов А.В., 193, 194
Шурупова Н.П., 193
Шутов А.В., 62, 95
Щербаков В.С., 73
Щтейнман Э.А., 37
Юрьев Д.С., 188
Яблонских Т.И., 83
Якушев В.В., 75
Яловец А.П., 55, 56
Яндер Х.К., 114, 116
Янилкин А.В., 91–93
Янковский Б.Д., 194
Янковский Г.М., 28
Яхин Р.А., 27
Ячменева Н.А., 152

ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ

- 12 ЦНИИ МО РФ* — 12-ый Центральный научно-исследовательский институт Министерства обороны РФ, Сергиев Посад, Россия
- 4 ЦНИИ МО РФ* — 4-ый Центральный научно-исследовательский институт Министерства обороны РФ, Юбилейный, Россия
- CEA/DIF* — Commissariat a l'Energie Atomique, Centre DAM Ile de France, Bruyères le Châtel, France
- CL* — Cavendish Laboratory, Cambridge, UK
- GSI* — Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt, Germany
- IHED RAS* — Institute for High Energy Densities of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- ISP* — Institute for Shock Physics, Pullman, USA
- ITAM SB RAS* — Institute of Theoretical and Applied Mechanics of Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia
- LLNL* — Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, USA
- LP3* — Laboratory of Lasers, Plasmas and Photonic Processing, Marseille, France
- LPGP* — Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, Université Paris Sud 11, Orsay, France
- MIPT* — Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia
- MPE* — Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Garching, Germany
- MPK* — Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany
- MPS* — Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Katlenburg/Lindau, Germany
- NORDMETAL GmbH* — NORDMETAL GmbH, Кемниц, Германия
- PM & IUSTI* — Polytech'Marseille & IUSTI, Marseille, France
- SNL* — Sandia National Laboratories, Albuquerque, USA
- TUD* — Technical University Darmstadt, Darmstadt, Germany
- UA* — University of Antwerpen, Antwerpen, Belgium
- UMR CNRS* — Laboratoire de Metallurgie Physique, Poitiers, France
- University of Bundeswehr* — University of Bundeswehr, Munich, Germany
- VNIIFTRI* — All-Russian Scientific Research Institute for Physical-Technical and Radiotechnical Measurements, Mendeleevo, Russia
- БГТУ* — Белорусский государственный технологический университет, Минск, Беларусь
- БГУ* — Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

БИТФ НАН Украины — Институт теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова НАН Украины, Киев, Украина

ВГАСУ — Воронежский государственный архитектурно-строительный университет, Воронеж, Россия

ВНИИМТ — ОАО «НИИ Металлургической теплотехники», Екатеринбург, Россия

ВНИИФТРИ — Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, Менделеево, Россия

ВЦ РАН — Вычислительный центр им. А.А. Дородницына РАН, Москва, Россия

ГАХИТ — Государственная академия холода и пищевых технологий, Москва, Россия

ГЛ ИКВ — Геофизическая лаборатория, Институт Карнеги, Вашингтон, США

ГНЦ РФ ИТЭФ — Государственный научный центр РФ Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия

ГНЦ РФ ТРИНИТИ — Государственный научный центр РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Троицк, Россия

ГНЦ РФ ФЭИ — Государственный научный центр Российской Федерации Физико-энергетический институт, Обнинск, Россия

ГрУ — Грайфсвальдский университет, Грайфсвальд, Германия

ГСИ (GSI) — Общество тяжелоионных исследований (Gesellschaft für Schwer-ionenforschung mbH), Дармштадт, Германия

ГУ — Геттингенский университет, Геттинген, Германия

ГУ ВГИ — Государственное учреждение «Высокогорный геофизический институт», Нальчик, Россия

ГУП КБП — Государственное унитарное предприятие «Конструкторское бюро приборостроения», Тула, Россия

ДагГУ — Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

ДУ — Дуйсбургский университет, Дуйсбург, Германия

ИАиП РАН — Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, Россия

ИАП РАН — Институт автоматизации проектирования РАН, Москва, Россия

ИБРАЭ РАН — Институт безопасного развития атомной энергетики РАН, Москва, Россия

ИВЗФ ОМП — Институт внеземной физики общества Макса Планка, Гархинг, Германия

ИВТ РАН — Институт высоких температур РАН, Москва, Россия

ИГГ УрО РАН — Институт геологии и геохимии Уральского отделения РАН, Екатеринбург, Россия

ИГиЛ СО РАН — Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

ИГМ СО РАН — Институт геологии и минералогии Сибирского Отделения РАН, Новосибирск, Россия

ИДГ РАН — Институт динамики геосфер РАН, Москва, Россия

ИЕЦ — Институт европейских цивилизаций, Бишкек, Республика Кыргызстан

ИЗК СО РАН — Институт земной коры Сибирского отделения РАН, Иркутск, Россия

ИИПТ НАН Украины — Институт импульсных процессов и технологий Национальной академии наук Украины, Николаев, Украина

ИЛТ — Институт лазерной техники, Осака, Япония

ИМЕТ РАН — Институт металлургии и материаловедения РАН, Москва, Россия

ИМех УНЦ РАН — Институт механики Уфимского научного центра РАН, Уфа, Россия

ИММ РАН — Институт математического моделирования РАН, Москва, Россия

ИМП СО РАН — Институт минералогии и петрографии Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

ИМСС УрО РАН — Институт механики сплошных сред Уральского отделения РАН, Пермь, Россия

ИМФ НАН Украины — Институт металлофизики Национальной академии наук Украины, Киев, Украина

ИНХ СО РАН — Институт неорганической химии Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

ИОНХ НАНБ — Институт общей и неорганической химии НАН Беларуси, Минск, Беларусь

ИОФ РАН — Институт общей физики РАН, Москва, Россия

ИОХ РАН — Институт органической химии им. Н.Д. Зелинского РАН, Москва, Россия

ИПМ РАН — Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

ИПМАШ РАН — Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия

ИПНГ РАН — Институт проблем нефти и газа РАН, Москва, Россия
ИПРИМ РАН — Институт прикладной механики РАН, Москва, Россия
ИПСМ РАН — Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия
ИПТМ РАН — Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых веществ РАН, Черноголовка, Россия
ИПФ РАН — Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия
ИПХФ РАН — Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия
ИПЭФ РАН — Институт проблем электрофизики РАН, Санкт-Петербург, Россия
ИСМАН — Институт структурной макрокинетики и материаловедения РАН, Черноголовка, Россия
ИТ СО РАН — Институт теплофизики Сибирского отделения РАН, Новосибирск-90, Россия
ИТПМ СО РАН — Институт теоретической и прикладной механики Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия
ИТПЭ ОИВТ РАН — Институт теоретической и прикладной электродинамики Объединенного института высоких температур РАН, Москва, Россия
ИТФ РАН — Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Москва, Россия
ИТФ УрО РАН — Институт теплофизики Уральского отделения РАН, Екатеринбург, Россия
ИТЭС ОИВТ РАН — Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, Москва, Россия
ИФ ДНЦ РАН — Институт физики Дагестанского научного центра РАН, Махачкала, Россия
ИФ СО РАН — Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН, Красноярск, Россия
ИФВД РАН — Институт физики высоких давлений РАН, Троицк, Россия
ИФЗ РАН — Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия
ИФМ РАН — Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
ИФМ УрО РАН — Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

ИФПМ СО РАН — Институт физики прочности и материаловедения
Сибирского отделения РАН, Томск, Россия

ИФТТ РАН — Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка,
Россия

ИФХ РАН — Институт физической химии РАН, Москва, Россия

ИХПМЭ — Институт химических проблем микроэлектроники, Мос-
ква, Россия

ИХТТ УрО РАН — Институт химии твердого тела Уральского Отде-
ления РАН, Екатеринбург, Россия

ИХТТМ СО РАН — Институт химии твердого тела и механохимии
Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

ИХФ РАН — Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН,
Москва, Россия

ИЭЛ НАНБ — Институт электроники Национальной академии наук
Беларуси, Минск, Беларусь

ИЭМ РАН — Институт экспериментальной минералогии РАН, Черно-
головка, Россия

ИЭФ УрО РАН — Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург,
Россия

ИЭЭ РАН — Институт электрофизики и электроэнергетики РАН,
Санкт-Петербург, Россия

ИЯФ — Институт ядерной физики, Будапешт, Венгрия

ИЯФ СО РАН — Институт ядерной физики им. Будкера Сибирского
отделения РАН, Новосибирск, Россия

КБГУ — Кабардино-Балкарский государственный университет, Наль-
чик, Россия

КГТЛУ — Казанский государственный технологический университет,
Казань, Россия

КГТУ — Казанский государственный технический университет, Ка-
зань, Россия

КГУ — Казанский государственный университет, Казань, Россия

КНУ — Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко,
Киев, Украина

КрГТУ — Красноярский государственный технический университет,
Красноярск, Россия

КРСУ — Киргизско-Российский Славянский государственный Уни-
верситет, Бишкек, Республика Кыргызстан

КУ — Кильский университет, Киль, Германия

КФТИ КазНЦ РАН — Казанский физико-технический институт Ка-
занского Научного Центра РАН, Казань, Россия

LaВижн — LaVision, Геттинген, Германия
ЛПЗ — Лаборатория лазерных, плазменных и световых технологий (LP3), Марсель, Франция
МГИЭМ — Московский государственный институт электроники и математики, Москва, Россия
МГТУ — Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия
МГУ — Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
МИРЭА — Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Москва, Россия
МИСиС — Московский институт стали и сплавов, Москва, Россия
МИФИ — Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет), Москва, Россия
МУ — Марбургский университет, Марбург, Германия
МФТИ — Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Россия
МЭИ — Московский энергетический институт (технический университет), Москва, Россия
НГУ — Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия
НИИ ПМА КБНЦ РАН — Научно-исследовательский институт прикладной математики и автоматизации Кабардино-Балкарского научного центра РАН, Нальчик, Россия
НИИИТ — Научно-исследовательский институт импульсной техники, Москва, Россия
НИИМ МГУ — Научно-исследовательский институт механики МГУ, Москва, Россия
НИИМ ННГУ — Научно-исследовательский институт механики Нижегородского государственного университета, Нижний Новгород, Россия
НИИЭФА — Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова, Санкт-Петербург, Россия
НИИЯФ МГУ — Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
НПИ КубГТУ — Новороссийский политехнический институт (филиал) Кубанского государственного технологического университета, Новороссийск, Россия

НПО «Композит» — Научно-производственное объединение «Композит», Королев, Россия

НПО «Спецматериалы» — Научно-производственное объединение «Спецматериалы», Санкт-Петербург, Россия

НТЦ ЛТИТ НИИЭФА — Научно-технический центр «Лазерная техника и технология» Научно-исследовательского института электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова, Санкт-Петербург, Россия

НТЦ ЭПУ ОИВТ РАН — Научно-технологический центр энергосберегающих процессов и установок Объединенного института высоких температур РАН, Москва, Россия

ОАО ВЭО — Открытое акционерное общество «Высокогорная экологическая обсерватория», Нальчик, Россия

ОАО ЭНИН — Открытое акционерное общество «Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского», Москва, Россия

ОГАХ — Одесская государственная академия холода, Одесса, Украина

ОГЭУ — Одесский государственный экономический университет, Одесса, Украина

ОИВТ РАН — Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

ОИЯИ — Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

ОмГУ — Омский государственный университет, Омск, Россия

ООО НПФ ЭЛНАП — ООО «Научно-производственная фирма ЭЛНАП», Москва, Россия

ОСМ ТНЦ СО РАН — Отдел структурной макрокинетики Томского научного центра Сибирского отделения РАН, Томск, Россия

ПГТУ — Пермский государственный технический университет, Пермь, Россия

ПетрГУ — Петрозаводский государственный университет, Петрозаводск, Россия

ПУ — Парижский университет, Париж, Франция

РВИРВ — Ростовский военный институт ракетных войск им. Главного маршала артиллерии М.И. Неделина, Ростов-на-Дону, Россия

РГРТУ — Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань, Россия

РИС ЮРГУЭС — Ростовский институт сервиса Южнороссийского государственного университета экономики и сервиса, Ростов-на-Дону, Россия

РКК «Энергия» — Ракетно-космическая корпорация «Энергия» им. С.П. Королева, Королев, Россия

РНЦ КИ — Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

РУ — Ростокский университет, Росток, Германия

РФЯЦ-ВНИИТФ — Российский Федеральный ядерный центр - Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. ак. Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия

РФЯЦ-ВНИИЭФ — Российский Федеральный ядерный центр - Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

САО РАН — Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

СибГУТИ — Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Новосибирск, Россия

СПбГИТМО — Государственный институт точной механики и оптики (технический университет), Санкт-Петербург, Россия

СПбГПУ — Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

СПбГУИТМО — Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

СПбГУНиПТ — Санкт-Петербургский государственный университет низкотемпературных и пищевых технологий, Санкт-Петербург, Россия

СФ УГТУ-УПИ — Серовский филиал Уральского государственного технического университета - Уральского политехнического института, Серов, Россия

ТГУ — Томский государственный университет, Томск, Россия

ТПУ — Томский политехнический университет, Томск, Россия

ТУК — Технический университет Кемница, Кемниц, Германия

ТУСУР — Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

УБ — Университет Бари, Бари, Италия

УБГ — Университет Бен-Гуриона Негев, Беер-Шева, Израиль

УрГУ — Уральский государственный университет им. А.М. Горького, Екатеринбург, Россия

УрГУПС — Уральский государственный университет путей сообщения, Екатеринбург, Россия

ФГУП «МИТ» — Федеральное государственное унитарное предприятие «Московский институт теплотехники», Москва, Россия

ФГУП ГНПП «Базальт» — Федеральное государственное унитарное предприятие Государственное научно-производственное предприятие «Базальт», Москва, Россия

ФИАН — Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

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

ФТИ УрО РАН — Физико-технический институт Уральского отделения РАН, Ижевск, Россия

ФЦДТ «Союз» — Федеральный центр двойных технологий «Союз», Дзержинский, Россия

ХГТУ — Хабаровский государственный технический университет, Хабаровск, Россия

ЦЕНИ ИОФ РАН — Центр естественно-научных исследований Института общей физики РАН, Москва, Россия

ЦИАМ — Центральный институт авиационного машиностроения им. П.И. Баранова, Москва, Россия

ЦНИИМАШ — Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, Королев, Россия

ЦП СЯС АВН — Центр проблем стратегических ядерных сил Академии военных наук, Москва, Россия

ЧНУ — Черновицкий государственный университет, Черновцы, Украина

ШФ ИТЭС ОИВТ РАН — Шатурский филиал Института теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, Шатура, Россия

ЭП — Эколь Политехник, Париж, Франция

ЮУрГУ — Южно-уральский государственный университет, Челябинск, Россия

ЗАРЕГИСТРИРОВАВШИЕСЯ УЧАСТНИКИ КОНФЕРЕНЦИИ

1. *Haas Jean-Francois*, СЕА/DIF, 91680, France, Bruyeres le Chatel, BP 12, тел.: +33169265294, факс: +33169267102, jean-francois.haas@cea.fr
2. *Абрамова Елена Александровна*, ВГАСУ, 394051, Воронежская обл., Воронеж, ул. Кривошенина, д.70/110, тел.: +7(495)724487, факс: +7(495)724487, silvaavroga@mail.ru
3. *Авдонин Владимир Владимирович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т Семенова, д.1, тел.: +7(495)785-70-29, факс: +7(495)785-70-29, avdonin@icp.ac.ru
4. *Адамович Ксения Георгиевна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(903)6821433, факс: +7(495)4857990, adamks2002@mail.ru
5. *Аджиев Анатолий Хабасович*, ГУ ВГИ, 360030, Нальчик, пр-т Ленина, д.2, тел.: +7(8662)471419, факс: +7(8662)470024, adessa@kbrnet.ru
6. *Азанова Яна Вячеславовна*, ТУСУР, 634050, Томск, пр-т Ленина, д.40, тел.: +7(3822)527912, факс: +7(3822)526365, khorev@main.tusur.ru
7. *Александрин Сергей Юрьевич*, НИИИТ, 115304, Москва, ул. Лужанская, д.9, тел.: +7(495)3214674, факс: +7(495)3214277, alexsandr_in_s@rambler.ru
8. *Амиров Равиль Хабибулович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859009, факс: +7(495)4859922, amirovraivil@yandex.ru
9. *Ананьев Сергей Станиславович*, РНЦ КИ, 119192, Москва, ул. Винницкая, д.13/32, тел.: +7(495)9310323, факс: +7(495)1969685, ananss@dap.kiae.ru
10. *Андержанов Камиль Идрисович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Академика Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, carbol@rambler.ru
11. *Андреев Николай Евгеньевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859722, факс: +7(495)4857990, andreev@ras.ru
12. *Андриевская Виктория Юрьевна*, ГУ ВГИ, 360030, Нальчик, пр-т Ленина, д.2, тел.: +7(8662)471419, факс: +7(8662)470024, adessa@kbrnet.ru
13. *Антипов Сергей Николаевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842355, факс:

- +7(495)4857990, antipov@ihed.ras.ru
14. *Антоненко Максим Николаевич*, ИАП РАН, 123056, Москва, ул. 2-ая Брестская, д.19/18, тел.: +7(495)2509772, факс: +7(495)2509554, mantonenko@mail.ru
 15. *Апфельбаум Евгений Михайлович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4844433, факс: +7(495)4857990, apfel_e@mail.ru
 16. *Арискин Дмитрий Александрович*, ИТПМ СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Институтская, д.4/1, тел.: +7(383)3304268, факс: +7(383)3307268, dmitry.ariskin@gmail.com
 17. *Арсенин Алексей Владимирович*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(905)7128698, факс: +7(495)4088298, arsenin@gophys.mipt.ru
 18. *Астафьев Владимир Владимирович*, ИФМ УрО РАН, 620219, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, д.18, тел.: +7(343)3783589, факс: +7(343)3745244, brodova@imp.uran.ru
 19. *Афоничев Дмитрий Дмитриевич*, ИПСМ РАН, 450001, Башкортостан, Уфа, ул. Ст. Халтурина, д.39, тел.: +7(347)2253852, факс: +7(347)2253759, afon@imsp.da.ru
 20. *Ашитков Сергей Игоревич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3627788, факс: +7(495)3625136, ashitkov@iht.mpei.ac.ru
 21. *Бабарицкий Александр Иванович*, РНЦ КИ, 123182, Москва, пл. И.В.Курчатова, д.1, тел.: +7(495)1969430; +7(905)5168160, факс: +7(495)1966278, ivor@zelnet.ru
 22. *Бабушкин Алексей Николаевич*, УрГУ, 620083, Екатеринбург, пр-т Ленина, д.51, тел.: +7(343)2616058, факс: +7(343)2616885, alexey.babushkin@usu.ru
 23. *Бажиров Тимур Тынлыбекович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, bazhirov@ihed.ras.ru
 24. *Байдаков Владимир Георгиевич*, ИТФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, д.106, тел.: +7(343)2678801, факс: +7(343)2678800, baidakov@itp.uran.ru
 25. *Баренбаум Азарий Александрович*, ИПНГ РАН, 119991, Москва, ул. Губкина, д.3, тел.: +7(495)1357221, факс: +7(495)1355465, azary@mail.ru
 26. *Барিশпольцев Денис Валерьевич*, МИФИ, 143390, Московская обл., пос. Кокошкино, ул. Дачная, д.10, кв.46, тел.: +7(496)3471169, barishpoltsev@mail.ru

27. *Баришпольцева Екатерина Николаевна*, МИФИ, 143390, Московская обл., пос. Кокошкино, ул. Дачная, д.10, тел.: +7(496)3471169, barishpoltsevaen@mail.ru
28. *Баталов Рафаэль Ильясович*, КФТИ КазНЦ РАН, 420029, Республика Татарстан, Казань, Сибирский тракт, д.10/7, тел.: +7(843)2721241, факс: +7(843)2725075, batalov@kfti.knc.ru
29. *Башарин Андрей Юрьевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3625603, факс: +7(495)3625603, ayb@iht.mpei.ac.ru
30. *Баязитов Рустэм Махмудович*, КФТИ КазНЦ РАН, 420029, Республика Татарстан, Казань, ул. Сибирский тракт, д.10/7, тел.: +7(843)2721241, факс: +7(843)2725075, bayaz@kfti.knc.ru
31. *Баяндин Юрий Витальевич*, ИМСС УрО РАН, 614013, Пермь, ул. Ак. Королева, д.1, тел.: +7(342)2378312, факс: +7(342)2378487, buv@icmm.ru
32. *Безручко Галина Сергеевна*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, bezzgs@ficr.ac.ru
33. *Белятинская Ирина Валерьевна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832295, факс: +7(495)4857990, belyatirina@yandex.ru
34. *Беспалов Евгений Викторович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832295, факс: +7(495)4857990, bev@ihed.ras.ru
35. *Бисти Вероника Евгеньевна*, ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Институтская, д.2, тел.: +7(496)5222919, факс: +7(496)5241407, bisti@issp.ac.ru
36. *Богачев Сергей Сергеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842429, факс: +7(495)4857990, tool-b@yandex.ru
37. *Боков Дмитрий Николаевич*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, Челябинская обл., Снежинск, ул. Васильева, д.13, тел.: +7(35146)56560, факс: +7(35146)55119, d.n.bokov@vniitf.ru
38. *Болтачев Грей Шамилович*, ИЭФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, д.106, тел.: +7(343)2678776, факс: +7(343)2678794, nbv@ami.uran.ru
39. *Боцан Александр Викторович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, alexxx@4ka.mipt.ru
40. *Бронин Сергей Яковлевич*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул.

- Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842333, факс: +7(495)4842333, bobozel@mail.ru
41. *Бутлицкий Михаил Александрович*, МИФИ, 115522, Москва, ул. Москворечье, д.19, корп.3, тел.: +7(495)4858227, факс: +7(495)4842333, bobozel@mail.ru
 42. *Бычков Сергей Сергеевич*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859754, факс: +7(495)4832289, sergbychkov@yandex.ru
 43. *Вайтанец Оксана Сафарбиевна*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, Кабардино-Балкарская республика, Нальчик, ул. Шортанова, д.89а, тел.: +7(8662)423971, факс: +7(8662)423876, sv_karpenko@mail.ru
 44. *Васильев Михаил Михайлович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842355, факс: +7(495)4857990, mixxu@mail.ru
 45. *Вейсман Михаил Ефимович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859722, факс: +7(495)4857990, bme@ihed.ras.ru
 46. *Вербицкая Ольга Владимировна*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, Челябинская обл., Снежинск, ул. Забабахина, д.8, кв.54, тел.: +7(35146)71416, факс: +7(35146)71416, o.v.verbitskaya@vniitf.ru
 47. *Владимиров Владимир Иванович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842429, факс: +7(495)4857990, dlv@ihed.ras.ru
 48. *Власов Александр Николаевич*, РГРТУ, 390005, Рязань, ул. Гагарина, д.59/1, тел.: +7(4912)922512, факс: +7(4912)922215, anv@fulcra.ryazan.ru
 49. *Волков Николай Борисович*, ИЭФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, д.106, тел.: +7(343)2678776, факс: +7(343)2678794, nbv@ami.uran.ru
 50. *Волков Сергей Александрович*, СПбГУИТМО, 191107, Северо-Западный, Санкт-Петербург, пр-т Кронверский, д.49, тел.: +7(812)5954130, факс: +7(812)5954130, sergvolk@mail.ru
 51. *Воробьев Владимир Сергеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125319, Москва, ул. ак. Ильюшина, д.12, кв.77, тел.: +7(495)3625310, факс: +7(495)3625310, vrbv@mail.ru
 52. *Ворона Назар Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842355, факс: +7(495)4857990, ragaavis@ihed.ras.ru
 53. *Воронина Элина Ивановна*, НИИ КубГТУ, 353900, Красно-

- дарский край, Новороссийск, ул. Карла Маркса, д.20, тел.: +7(8617)253749, факс: +7(8617)253749, EVoronina@nbkstu.org.ru
54. *Гавриков Андрей Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842355, факс: +7(495)4857990, gavrikov@ihed.ras.ru
55. *Гаркушин Геннадий Валерьевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Первая, д.21, к.13, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, garkushin@icp.ac.ru
56. *Гасилов Владимир Анатольевич*, ИММ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4а, тел.: +7(495)2507939, факс: +7(499)9720723, vgasilov@yandex.ru
57. *Гасилов Сергей Владимирович*, ИММ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4а, тел.: +7(495)2507939, факс: +7(499)9720723, sergei.gasilov@gmail.com
58. *Гацкевич Елена Ивановна*, ИЭл НАНБ, 220090, Минск, Логойский тракт, д.22, тел.: +37(517)2813514, факс: +37(517)2839151, gatskevich@inel.bas-net.by
59. *Гилязова Альбина Ахтямовна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 117449, Москва, ул. Шверника, д.11, к.3, кв.14, тел.: +7(495)7181536, факс: +7(495)4842138, knivy@mail.ru
60. *Головастов Сергей Викторович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 141700, Московская обл., Долгопрудный, ул. Первомайская, д.30/1, тел.: +7(905)7065351, факс: +7(495)4842138, golovastov@yandex.ru
61. *Головин Александр Мефодиевич*, МГУ, 117071, Москва, ул. Малая Калужская, д.12, кв.80, тел.: +7(495)9581880, факс: +7(495)3620778, valtar@iht.mpei.ac.ru
62. *Голуб Виктор Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842138, факс: +7(495)4842138, golub@ihed.ras.ru
63. *Голубев Владимир Константинович*, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607190, Нижегородская обл., Саров, ул. Тимирязева, д.26, тел.: +7(83130)76241, факс: +7(83130)44854, gol@soc.ru
64. *Гольшев Андрей Анатольевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская область, Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, golyshhev@icp.ac.ru
65. *Грибанов Владимир Михайлович*, 12 ЦНИИ МО РФ, 314340, Московская обл., Сергиев Посад, ул. Озерная, д.1, тел.: +7(495)5849962, факс: +7(495)5849962, vgrib@zmail.ru
66. *Григорьев Дмитрий Александрович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.:

- +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, grad@ficpr.ac.ru
67. *Грушин Александр Сергеевич*, ИПМ РАН, 117279, Московская обл., Москва, ул. Островитянова, д.35а, кв.1610, тел.: +7(903)2480723, факс: +7(495)2507844, GrushinA@gmail.com
68. *Грязнов Виктор Константинович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Первая, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, grvk@ficpr.ac.ru
69. *Гуренцов Евгений Валерьевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4841966, факс: +7(495)4857990, gurentsov@ihed.ras.ru
70. *Дегтярева Валентина Феогниевна*, ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Институтская, д.2, тел.: +7(495)9932755, факс: +7(496)5249701, degtyar@issp.ac.ru
71. *Дракон Александр Всеславович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4841966, факс: +7(495)4857990, drakon.a.v@gmail.com
72. *Дранжевский Игорь Евгеньевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842355, факс: +7(495)4857990, idranzh@ihed.ras.ru
73. *Дудин Сергей Васильевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Школьный бульвар 18/323, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, dudinsv@ficpr.ac.ru
74. *Дьяченко Сергей Валерьевич*, ИММ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4а, тел.: +7(495)2507939, факс: +7(499)9720723, dyachenko.sergey@gmail.com
75. *Дьячков Лев Гаврилович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3625310, факс: +7(495)3625310, dyachk@mail.ru
76. *Егоров Олег Георгиевич*, ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190, Московская обл., Троицк, ТРИНИТИ, тел.: +7(495)3345063, факс: +7(495)3345614, egorov@trinitite.ru
77. *Емельянов Александр Валентинович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4841966, факс: +7(495)4857990, aemelia@ihed.ras.ru
78. *Емельянов Андрей Николаевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, emelyanov@ficpr.ac.ru
79. *Еремин Александр Викторович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4841966, факс: +7(495)4857990, eremin@ihed.ras.ru

80. *Ефремов Владимир Петрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4850963, факс: +7(495)4857990, efremov@ihed.ras.ru
81. *Ефремов Кирилл Владимирович*, МИФИ, 115409, Москва, Каширское шоссе, д.31, тел.: +7(916)3223865, факс: +7(916)3223865, dm2k@yandex.ru
82. *Жиляков Лев Альбертович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3625131, факс: +7(495)3625123, lev@iht.mpei.ac.ru
83. *Зайцев Федор Сергеевич*, МГУ, 119899, Москва, Воробьевы горы, тел.: +7(495)9393800, факс: +7(495)9392596, zaitsev@ic.msu.ru
84. *Запорожец Юрий Борисович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, yubz@icp.ac.ru
85. *Захаров Василий Сергеевич*, ИПМ РАН, 127549, Москва, ул. Костромская, д.12а, кв.79, тел.: +7(495)9018237, факс: +7(495)2507844, zakharovvas@mail.ru
86. *Захаров Сергей Васильевич*, РНЦ КИ, 123182, Москва, пл. Курчатова, д.1, тел.: +7(495)9018237, факс: +7(495)9430073, zakharov@eppra.org
87. *Зеленер Борис Борисович*, МИФИ, 107014, Москва, ул. Стромынка, д.5, кв.40, тел.: +7(495)4858227, факс: +7(495)4842333, bobozel@mail.ru
88. *Зелепугин Алексей Сергеевич*, ОСМ ТНЦ СО РАН, 634021, Томск, ул. Сибирская, д.31/184, тел.: +7(861)8869893, факс: 492838, a-zel@sibmail.com
89. *Зиборов Вадим Серафимович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, 125412, тел.: +7(495)4841966, факс: +7(495)4857990, vziborov@gambler.ru
90. *Зицрман Владимир Юрьевич*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842144, факс: +7(495)4832281, vz1941@mail.ru
91. *Змитренко Николай Васильевич*, ИММ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4, корп.А, тел.: +7(495)2507887, факс: +7(499)9720723, zmitrenko@imamod.ru
92. *Зубарев Николай Михайлович*, ИЭФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, д.106, тел.: +7(343)2678776, факс: +7(343)2678794, nick@ami.uran.ru
93. *Иваненко Сергей Александрович*, ОИВТ РАН, 117333, Москва, ул. Дм. Ульянова, д.5, комн.706, тел.: +7(495)4842333, факс:

- +7(495)4842333, bobozel@mail.ru
94. *Иванов Антон Валерьевич*, ИПМ РАН, 12504, Москва, Миусская пл., д.4, тел.: +7(495)2507904, факс: +7(495)9720737, aivanov@keldysh.ru
 95. *Иванов Михаил Иванович*, НИИИТ, 115304, Москва, ул. Луганская, д.9, тел.: +7(495)3214674, факс: +7(495)3214277, aleksandr_in_s@rambler.ru
 96. *Иванчихина Анастасия Викторовна*, МФТИ, 141701, Московская обл., Долгопрудный, ул. Первомайская, д.30/1, тел.: +7(926)5623002, head_studsovet@rambler.ru
 97. *Извеков Олег Ярославович*, МФТИ, 141701, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(495)4084827, факс: +7(495)4084827, izvekov_o@inbox.ru
 98. *Иосилевский Игорь Львович*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(495)4087494, факс: +7(495)4087494, ilios@orc.ru
 99. *Исакаев Эмин Хасаевич*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858477, факс: +7(495)4858477, e-isakaev@mail.ru
 100. *Исаков Александр Александрович*, ГНЦ РФ ФЭИ, 249035, Калужская обл., Обнинск, пл. Бондаренко, д.1, тел.: +7(48439)98330, rykov@ipre.ru
 101. *Канель Геннадий Исаакович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832295, факс: +7(495)4857990, kanel@fiscr.ac.ru
 102. *Каракулов Валерий Владимирович*, ТГУ, 634061, Томск, ул. Киевская, д.28, тел.: +7(3822)441975, valery@ftf.tsu.ru
 103. *Карпенко Сергей Валентинович*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360030, КБР, Нальчик, пр. Кулиева, д.28, кв.34, тел.: +7(8662)423971, факс: +7(8662)423971, sv_karpenko@mail.ru
 104. *Каштанов Павел Владимирович*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842238, факс: +7(495)4832281, kashtan@maruno.net
 105. *Ким Вадим Валерьевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, kim@fiscr.ac.ru
 106. *Кисленко Сергей Александрович*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, ул. Первомайская, д.30/1, тел.: +7(926)3486979, kislenko-s@mail.ru
 107. *Кобзев Георгий Анатольевич*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул.

- Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859436, факс: +7(495)4832281, gkbz@mail.ru
108. *Ковивчак Владимир Степанович*, ОмГУ, 644077, Омск, пр-т Мира, д.55а, тел.: +7(3812)644492, факс: +7(3812)647787, kvs@univer.omsk.su
 109. *Козлов Андрей Николаевич*, ИПМ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4, тел.: +7(495)2507837, факс: +7(495)9720737, ankoz@keldysh.ru
 110. *Козловских Александр Сергеевич*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, Челябинская обл., Снежинск, ул. Васильева, д.13, тел.: +7(35146)565660, факс: +7(35146)52119, a.s.kozlovskikh@vniitf.ru
 111. *Коломиец Юлия Георгиевна*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859390, факс: +7(495)4842374, tarambay@ Rambler.ru
 112. *Комаров Павел Сергеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3627788, факс: +7(495)3625136, komarov-p@yandex.ru
 113. *Конюхов Андрей Викторович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 141700, Московская обл., Долгопрудный, пер. Институтский, д.9, тел.: +7(495)4087609, факс: +7(495)4087609, konyukhov_av@mail.ru
 114. *Корец Анатолий Яковлевич*, КрГТУ, 660072, Красноярский край, Красноярск, ул. Киренского, д.26, тел.: 49-82-66, факс: 49-72-66, prcom@kgtu.runnet.ru
 115. *Корионов Илья Валерьянович*, УрГУ, 620083, Екатеринбург, пр-т Ленина, д.51, тел.: +7(343)2617441, факс: +7(343)2616885, korionov-2002@yandex.ru
 116. *Коровяков Дмитрий Александрович*, НИИ ПМА КВНЦ РАН, 360000, КБР, Нальчик, ул. Шортанова, д.89а, тел.: +7(8662)423971, факс: +7(8662)423971, sv_karpenko@mail.ru
 117. *Королев Валерий Дмитриевич*, РНЦ КИ, 123182, Москва, пл. Курчатова, д.1, тел.: +7(495)1969075, факс: +7(495)1969685, korolev@dar.kiae.ru
 118. *Косарим Александр Владимирович*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842238, факс: +7(495)4832281, kosarim@mail.ru
 119. *Косов Владимир Фролович*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842447, факс: +7(495)4842447, sinelshchikov@mail.ru
 120. *Костенко Олег Федотович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859722, факс:

- +7(495)4857990, olegkost@ihed.ras.ru
121. *Кравченко Игорь Витальевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, krav@pro.icp.ac.ru
 122. *Крайчикова Светлана Сергеевна*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456776, Челябинская обл., Снежинск, ул. Забабахина, д.39/15, тел.: +7(35146)23702, krachikova@mail.vega-int.ru
 123. *Кривошеев Сергей Иванович*, СПбГПУ, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д.29, тел.: +7(812)5554286, факс: +7(812)5554285, integr@delfa.net
 124. *Кривошеина Марина Николаевна*, ИФПМ СО РАН, 634055, Томск, ул. Вавилова, д.16, кв.34, тел.: +7(3822)286814, факс: +(3822)492576, marink@gmail.ru
 125. *Крылов Андрей Николаевич*, МЭИ, 111250, Москва, ул. Красноказарменная, д.14, тел.: +7(495)3627149, факс: +7(495)3627149, serg@htex.mpei.ac.ru
 126. *Кудрявцева Ирина Владимировна*, СПбГУНиПТ, 191002, Санкт-Петербург, пр. Художников, д.9/2/19, тел.: +7(812)3003039, факс: +7(812)3147869, rykov@sarft.spb.ru
 127. *Кузнецов Дмитрий Леонидович*, ИЭФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, д.106, тел.: +7(343)2678767, факс: +7(343)2678794, kdl@iep.uran.ru
 128. *Кузнецова Ольга Владимировна*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, Челябинская обл., Снежинск, ул. Шелкина, д.13, кв.12, тел.: +7(35146)22907, факс: +7(35146)22907, o.v.kuznetsova@vniitf.ru
 129. *Кузовников Михаил Александрович*, ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Институтская, д.2, тел.: +7(252)24026, факс: +7(252)49701, kuz@issp.ac.ru
 130. *Куксин Алексей Юрьевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, kuksin@ihed.ras.ru
 131. *Куропатенко Валентин Федорович*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, Челябинская обл., Снежинск, ул. 40 лет Октября, д.3, кв.34, тел.: +7(35146)55153, факс: +7(35146)55118, v.f.kuropatenko@vniitf.ru
 132. *Кяров Аслан Хасанович*, КБГУ, 360004, Кабардино-Балкарская республика, Нальчик, ул. Чернышевского, д.173, тел.: +7(8662)423971, факс: +7(8662)423876, sv_karpenko@mail.ru
 133. *Ланкин Александр Валерьевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, lankin@ihed.ras.ru

134. *Лебо Иван Германович*, МИРЭА, 119654, Москва, пр-т Вернадского, д.78, тел.: +7(495)4330355, факс: +7(495)4348665, lebo@mirea.ru
135. *Левашов Павел Ремирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, pasha@ihed.ras.ru
136. *Левченко Вадим Дмитриевич*, ИПМ РАН, 12504, Москва, Миусская пл., д.4, тел.: +7(495)2507904, факс: +7(495)9720737, lev@keldysh.ru
137. *Ломоносов Игорь Владимирович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр. ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, ivl143@yahoo.com
138. *Лукьяница Андрей Александрович*, МГУ, 119899, Москва, Воробьевы горы, тел.: +7(495)9393800, факс: +7(495)9392596, andrei.luk@gmail.com
139. *Лукьянчиков Леонид Александрович*, ИГиЛ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Лаврентьева, д.15, тел.: +7(383)3331899, факс: +7(383)3331612, merzh@hydro.nsc.ru
140. *Мамаева Жамиля Мустапаевна*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, Кабардино-Балкарская республика, Нальчик, ул. Шортанова, д.89а, тел.: +7(8662)423971, факс: +7(8662)423876, sv_karpenko@mail.ru
141. *Мамчуев Мухтар Османович*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, КБР, Нальчик, ул. Шортанова, д.89а, тел.: +7(8662)423971, факс: +7(8662)423971, sv_karpenko@mail.ru
142. *Матвейчев Алексей Валерьевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, matveichev@ficr.ac.ru
143. *Мержиевский Лев Алексеевич*, ИГиЛ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Лаврентьева, д.15, тел.: +7(383)3331899, факс: +7(383)3331612, merzh@hydro.nsc.ru
144. *Милявский Владимир Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832295, факс: +7(495)4857990, vlvn@ihed.ras.ru
145. *Минцев Виктор Борисович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(496)5224474, факс: +7(496)5224475, minvb@icr.ac.ru
146. *Мирова Ольга Александровна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842138, факс: +7(495)4842138, olga@ihed.ras.ru

147. *Миронова Елена Евгеньевна*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, Челябинская обл., Снежинск, ул. Победы, д.14, кв.8, тел.: +7(35146)36338, факс: +7(35146)36338, e.e.mironova@vniitf.ru
148. *Михисор Максим Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, max@corpnet.ru
149. *Мищенко Сергей Степанович*, КРСУ, 720083, Киргизская Республика, Бишкек, Аламедин 80.57, тел.: 0312234288, факс: 0969282729, misch@mail.ru
150. *Можарова Татьяна Сергеевна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, kkitan_ks@mail.ru
151. *Молодец Александр Михайлович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Черноголовка, тел.: +7(49652)21049, факс: +7(49652)21049, molodets@icp.ac.ru
152. *Моралёв Иван Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)2859763, факс: +7(495)4842285, morler@mail.ru
153. *Мордынский Александр Витальевич*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859390, факс: +7(495)4857990, weldi@rambler.ru
154. *Морозов Алексей Иванович*, РНЦ КИ, 123098, Москва, пл. Курчатова, д.1, тел.: +7(495)1961603, факс: +7(495)1928194, ray@kiae.ru
155. *Морозов Игорь Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, bogous@orc.ru
156. *Мочалов Иван Александрович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Первая, д.21, кв.3, тел.: +7(926)3879800, факс: +7(926)3879800, iva-mochalov@yandex.ru
157. *Нахушев Адам Маремович*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, Нальчик, ул. Шортанова, д.89а, тел.: +7(8662)426661, факс: +7(8662)423876, niirma@mail333.com
158. *Недоспасов Артур Владимирович*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859845, +7(495)4762946, факс: +7(495)4832289, nedospasov@ihed.ras.ru
159. *Николаев Дмитрий Николаевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, nik@icp.ac.ru
160. *Николаенко Ирина Владимировна*, ИХТТ УрО РАН, 620219,

- Екатеринбург, ул. Первомайская, д.91, ГСП-145, тел.: +7(343)3623396, факс: +7(343)3744495, nikolaenko@ihim.uran.ru
161. *Новиков Владимир Григорьевич*, ИПМ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4, тел.: +7(495)2507844, факс: +7(495)2507844, novikov@kiam.ru
 162. *Нониашвили Алексей Ильич*, МГТУ, 105005, Москва, Госпитальный пер., д.4/6, кв.403, тел.: +7(926)3453992, факс: +7(926)3453992, ain.st.1984@mail.ru
 163. *Норман Генри Эдгарович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, norman@ihed.ras.ru
 164. *Обручкова Лилия Римовна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, o_liliya@ihed.ras.ru
 165. *Овчинников Сергей Геннадьевич*, ИФ СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, тел.: +7(3912)432906, факс: +7(3912)438923, sgo@iph.krasn.ru
 166. *Острик Афанасий Викторович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, ostrik@fcr.ac.ru
 167. *Павлов Александр Викторович*, ИЭЭ РАН, 191186, Санкт-Петербург, Дворцовая набережная, д.18, тел.: +7(812)3151757, факс: +7(812)5715056, savlspb04@yandex.ru
 168. *Павлюкова Елена Раилевна*, ИФЗ РАН, 123955, Москва, ул. Большая Грузинская, д.10, тел.: +7(495)2549072, факс: +7(495)2556040, e.pavl@mail.ru
 169. *Паршиков Анатолий Николаевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842338, факс: +7(495)4857990, parshikov@ihed.ras.ru
 170. *Пахомова Виктория Александровна*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Школьный б-р, д.16, к.30а, тел.: +7(905)7527214, факс: +7(496)5249676, viktory1979@mail.ru
 171. *Пахунова Юлия Олеговна*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, Кабардино-Балкарская республика, Нальчик, ул. Шортанова, д.89а, тел.: +7(8662)423971, факс: +7(8662)423876, rusten@kbsu.ru
 172. *Пелецкий Владислав Эдуардович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3620778, факс: +7(495)3620778, pel@iht.mpei.ac.ru
 173. *Петров Алексей Алексеевич*, МФТИ, 125412, Москва, ул. Ижор-

- ская, д.13/19, тел.: +7(495)4859954, факс: +7(495)4859954, li-
oha84@mail.ru
174. *Петров Олег Федорович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842300, факс: +7(495)4857990, ofpetrov@ihed.ras.ru
175. *Петров Юрий Васильевич*, ИТФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Центральная, д.18, кв.230, тел.: +7(252)41560, факс: +7(495)9382017, uvr49@mail.ru
176. *Петровский Виктор Павлович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859155, факс: +7(495)4857990, petrovsky@ihed.ras.ru
177. *Петухов Вячеслав Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858190, факс: +7(495)4857990, petukhov@ihed.ras.ru
178. *Пикуз Сергей Алексеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, pikanuch@mail.ru
179. *Пинчук Михаил Эрнестович*, ИЭЭ РАН, 191186, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д.18, тел.: +7(812)5716623, факс: +7(812)5715056, pinchme@mail.ru
180. *Поварницын Михаил Евгеньевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, povar@ihed.ras.ru
181. *Поляков Дмитрий Николаевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4841810, факс: +7(495)4857990, lab852@ihed.ras.ru
182. *Полянский Олег Петрович*, ИГМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т ак. Коптюга, д.3, тел.: +7(383)3333672, факс: +7(383)3332792, pol@uiggm.nsc.ru
183. *Поталенко Андрей Иванович*, 12 ЦНИИ МО РФ, 141307, Московская обл., Сергиев Посад-7, Сергиев Посад-7, 12 ЦНИИ МО РФ, тел.: +7(495)5849962, факс: +7(495)5849962, a.potalenko@mail.ru
184. *Прууэл Эдуард Рейнович*, ИГиЛ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Лаврентьева, д.15, тел.: +7(383)3331899, факс: +7(383)3331612, pruel@hydro.nsc.ru
185. *Пяллинг Алексей Андреевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Шлодный б-р, д.16, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, pyal@icp.ac.ru
186. *Рагимов Эльхан Агабек-оглы*, ОАО ВЭО, 360051, Нальчик, ул. Шогенцукова, д.14, тел.: +7(8662)420176, факс: +7(8662)420176,

elhan_rag@mail.ru

187. *Радченко Андрей Васильевич*, ИФПМ СО РАН, 634034, Томск, ул. Нахимова, д.15, кв.101, тел.: +7(3822)414636, факс: +7(3822)492576, andrew@academ.tsc.ru
188. *Радченко Павел Андреевич*, ИФПМ СО РАН, 634055, Томск, ул. Вавилова, д.16, тел.: +7(3822)490276, факс: +7(3822)492576, pavel@academ.tsc.ru
189. *Решетняк Роман Борисович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, temp84g@gmail.com
190. *Романова Вера Михайловна*, ФИАН, 119991, Москва, Ленинский п-т, д.53, тел.: +7(495)1326668, факс: +7(495)1357880, vmr@inbox.ru
191. *Ронкин Юрий Лазаревич*, ИГГ УрО РАН, 620151, Екатеринбург, Почтовый пер., д.7, тел.: +7(343)3534518, факс: +7(343)3715252, ronkin@r66.ru
192. *Рудь Александр Дмитриевич*, ИМФ НАН Украины, 03142, Украина, Киев, бул. Вернадского, д.36, тел.: +38(044)4243210, факс: +38(044)4242561, rud@imp.kiev.ua
193. *Русин Сергей Петрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3620778, факс: +7(495)3620778, spru7in@iht.mpei.ac.ru
194. *Савельев Андрей Сергеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 141700, Московская обл., Долгопрудный, ул. Первомайская, д.30/1, тел.: +7(926)3084295, факс: +7(495)4842138, fisteh@mail.ru
195. *Савинцев Алексей Петрович*, КБГУ, 360004, Нальчик, ул. Чернышевского, д.173, тел.: +7(8662)423777, факс: +7(8662)422560, rnr@kbsu.ru
196. *Савинцев Юрий Петрович*, ИГМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т ак. В.А.Коптюга, д.3, тел.: +7(383)3332007, факс: +7(383)3332792, svsv@uiggm.nsc.ru
197. *Савиных Андрей Сергеевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, savas@fcr.ac.ru
198. *Савойский Юрий Владимирович*, КБГУ, 361700, КБР, пос. Залукокоже, ул. Комсомольская, д.121/15, тел.: +7(906)4845337, факс: +7(495)3379955, savoiskii@list.ru
199. *Саков Андрей Иванович*, ИЭЭ РАН, 191186, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д.18, тел.: +7(812)3151757, факс: +7(812)5715056, a.sakov@gmail.com

200. *Самойлов Игорь Сергеевич*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859954, факс: +7(495)4832289, pulse@ihed.ras.ru
201. *Сахаров Михаил Юрьевич*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456776, Челябинская обл., Снежинск, ул. Забабахина, д.6, тел.: +7(351)4673250, sakharov@mail.vega-int.ru
202. *Серба Евгений Олегович*, ИЭЭ РАН, 191186, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д.18, тел.: +7(812)3151757, факс: +7(812)1175056, eoserba@yandex.ru
203. *Сергиевский Эдуард Дмитриевич*, МЭИ, 111250, Москва, ул. Красноказарменная, д.14, тел.: +7(495)3627149, факс: +7(495)3627149, serg@htex.mpei.ac.ru
204. *Сёмин Николай Валентинович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, seminnikolay@mail.ru
205. *Синельщиков Владимир Александрович*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842447, факс: +7(495)4842447, sinelshchikov@mail.ru
206. *Синько Геннадий Васильевич*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456776, Челябинская обл., Снежинск, ул. Васильева, д.13, тел.: +7(35146)54730, факс: +7(35146)55118, gevas@uniterra.ru
207. *Ситников Дмитрий Сергеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3627788, факс: +7(495)3627788, rjr@iht.mpei.ac.ru
208. *Скрипняк Владимир Альбертович*, ТГУ, 634050, Томск, пр-т Ленина, д.36, тел.: +7(3822)420680, факс: +7(3822)529829, skrp@ftf.tsu.ru
209. *Скрипняк Евгения Георгиевна*, ТГУ, 634050, Томск, пр-т Ленина, д.36, тел.: +7(3822)420680, факс: +7(3822)529829, skrp@ftf.tsu.ru
210. *Смирнов Андрей Леонидович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Н.Н.Семенова, д.1, тел.: +7(49652)25588, факс: +7(49651)55420, asm2@mail.ru
211. *Смирнов Борис Михайлович*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842238, факс: +7(495)4832281, smirnovbm@mail.ru
212. *Смыслов Антон Андреевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, smyslov@ihed.ras.ru
213. *Сокол Гелий Фёдорович*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842447, факс: +7(495)4842447,

sokolgf@yandex.ru

214. *Соколов Сергей Николаевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832295, факс: +7(495)4857990, real_serg@mail.ru
215. *Соסיков Василий Александрович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская область, Черноголовка, пр-т ак. Семёнова, д.1, тел.: +7(49652)24125, факс: +7(495)7852029, vaso@icp.ac.ru
216. *Стариков Сергей Валерьевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Московская обл., Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(926)4592551, факс: +7(495)4857990, redshuhart@yandex.ru
217. *Старцев Алексей Николаевич*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, Челябинская обл., Снежинск, ул. Васильева, д.13, тел.: +7(35146)565660, факс: +7(35146)55119, a.n.startsev@vniitf.ru
218. *Стегайлов Владимир Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, stegailov@ihed.ras.ru
219. *Субботин Александр Николаевич*, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607199, Нижегородская обл., Саров, ул. Мичурина, д.45, тел.: +7(83131)94185, факс: +7(83130)54565, subbotin@rol.ru
220. *Сулейманов Муси Жамалуттинович*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859390, факс: +7(495)4842374, smusi@mail.ru
221. *Султанов Валерий Гулямович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Школьный б-р, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, sultan@fcr.ac.ru
222. *Тарасов Валерий Дмитриевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 123154, Москва, ул. Тухачевского, д.25, корп.2, кв.11, тел.: +7(499)1925584, факс: +7(495)3620778, valtar@iht.mpei.ac.ru
223. *Тен Константин Алексеевич*, ИГиЛ СО РАН, 630058, Новосибирск, пр-т Лаврентьева, д.15, тел.: +7(913)9031515, факс: +7(383)3331612, ten@hydro.nsc.ru
224. *Терновой Владимир Яковлевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, ternovoi@fcr.ac.ru
225. *Тимофеев Алексей Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4858545, mail.timofeev.av@gmail.com
226. *Тихомирова Галина Владимировна*, УрГУ, 620083, Екатеринбург, пр-т Ленина, д.51, тел.: +7(343)2617441, факс: +7(343)2616885, galina.tikhomirova@usu.ru

227. *Тишкин Владимир Федорович*, ИММ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4, корп.А, тел.: +7(499)9721791, факс: +7(499)9720723, tishkin@imamod.ru
228. *Ткаченко Светлана Ивановна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, svt@ihed.ras.ru
229. *Торчинский Владимир Моисеевич*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4857981, факс: +7(495)4859144, torch@ihed.ras.ru
230. *Турчанинов Михаил Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3625603, факс: +7(495)3625603, turchaninoff@mail.ru
231. *Тухтаев Роман Каримович*, ИХТТМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Лаврентьева, д.15, тел.: +7(383)3331899, факс: +7(383)3331612, merzh@hydro.nsc.ru
232. *Уваров Сергей Витальевич*, ИМСС УрО РАН, 614013, Пермский край, Пермь, ул. ак. Королёва, д.1, тел.: +7(342)2378312, факс: +7(342)2378487, usv@icmm.ru
233. *Устюжанин Евгений Евгеньевич*, МЭИ, 111250, Москва, ул. Красноказарменная, д.14, тел.: +7(495)3627177, факс: +7(495)6732157, ustmei@itf.mpei.ac.ru
234. *Уткин Александр Васильевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Н.Н.Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, utkin@icp.ac.ru
235. *Филиппов Анатолий Васильевич*, ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190, Московская обл., Троицк, ГНЦ РФ ТРИНИТИ, тел.: +7(495)3340446, факс: +7(495)3345776, fav@trinit.ru
236. *Фортов Владимир Евгеньевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 127412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4857988, факс: +7(495)4857990, fortov@ficp.ac.ru
237. *Фролов Александр Анатольевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859722, факс: +7(495)4857990, frolov@ihed.ras.ru
238. *Фунтиков Александр Иосифович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4841622, факс: +7(495)4857990, funtikov@ihed.ras.ru
239. *Хадкевич Антон Валерьевич*, ТПУ, 634050, Томск, ул. Ленина, д.30, тел.: +7(3822)423829, факс: +7(3822)418901, hadkevich@phtd.tpu.ru
240. *Хейфец Алексей Эдуардович*, ИФМ УрО РАН, 620041, Екате-

- ринбург, ул. С.Ковалевской, д.18, тел.: +7(343)3783554, факс: +7(343)3745244, kheifetz@imp.uran.ru
241. *Хейфец Ольга Леонидовна*, УрГУ, 620083, Екатеринбург, пр-т Ленина, д.51, тел.: +7(343)2617441, факс: +7(343)2616885, olga.kobeleva@usu.ru
242. *Хизриев Камал Шахбанович*, ИФ ДНЦ РАН, 367003, Республика Дагестан, Махачкала, ул. Ярагского, д.94, тел.: +7(8722)626675, факс: +7(8722)628900, khizriev@iwt.ru
243. *Хищенко Константин Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, konst@ihed.ras.ru
244. *Хоконов Азамат Хазрет-Алиевич*, КБГУ, 360004, Кабардино-Балкария, Нальчик, ул. Ногмова, д.85/41, тел.: +7(8662)422087, факс: +7(495)3379955, azkh@mail.ru
245. *Хоконов Мурат Хазреталиевич*, КБГУ, 360000, Кабардино-Балкарская республика, Нальчик, ул. Шогенцукова, д.6/59, тел.: +7(8662)426741, факс: +7(495)3379955, khokon6@mail.ru
246. *Хорев Иван Ефимович*, ТУСУР, 634050, Томская обл., Томск, пр-т Ленина, д.40, тел.: +7(3822)527912, факс: +7(3822)526365, khorev@main.tusur.ru
247. *Чартий Павел Валикович*, НИИ КубГТУ, 353900, Краснодарский край, Новороссийск, ул. Карла Маркса, д.20, тел.: +7(8617)253749, факс: +7(8617)253749, pcv@nbnkstu.org.ru
248. *Чебаньков Федор Николаевич*, РНЦ КИ, 123182, Москва, пл. Курчатова, д.1, тел.: +7(495)1969793, факс: +7(495)1966278, chfn@mail.ru
249. *Черевко Александр Григорьевич*, СибГУТИ, 630102, Новосибирск, ул. Золотогоринская, д.9/19, тел.: +7(383)3305121, +7(383)3332807, факс: +7(383)2112391, cherevko@mail.ru
250. *Черненко Андрей Сергеевич*, РНЦ КИ, 123182, Москва, пл. Курчатова, д.1, тел.: +7(495)1967746, факс: +7(495)1969685, chernenko@dar.kiae.ru
251. *Чигвинцев Александр Юрьевич*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(495)4087494, факс: +7(495)4087494, NPP-2004@mail.ru
252. *Шабашова Ольга Александровна*, УрГУ, 620083, Екатеринбург, пр-т Ленина, д.51, тел.: +7(343)2617441, факс: +7(343)2616885, olga.kobeleva@usu.ru
253. *Шахрай Денис Владимирович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029,

- факс: +7(495)7857029, shakhray@icp.ac.ru
254. *Швейгерт Ирина Вячеславовна*, ИТПМ СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Институтская, д.4/1, тел.: +7(383)3308163, факс: +7(383)3307268, ischweig@itam.nsc.ru
 255. *Шелковенко Татьяна Александровна*, ФИАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т, д.53, тел.: +7(495)1326668, факс: +7(495)1357880, tchel55@mail.ru
 256. *Шеманин Валерий Геннадьевич*, НИИ КубГТУ, 353900, Краснодарский край, Новороссийск, ул. К. Маркса, д.20, тел.: +7(8617)253749, факс: +7(8617)253749, dekan@nbkstu.org.ru
 257. *Шикин Валерий Борисович*, ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Школьный б-р, д.3, кв.94, тел.: 21098, факс: +7(496)5249701, shikin@issp.ac.ru
 258. *Шилкин Николай Сергеевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, shilkin@fiscr.ac.ru
 259. *Шпатаковская Галина Васильевна*, ИММ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4, корп.А, тел.: +7(495)2507887, факс: +7(495)9720723, shpat@imamod.ru
 260. *Штейнман Эдуард Александрович*, ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Центральная, д.20а/13, тел.: +7(496)5223244, факс: +7(496)5249701, steinman@issp.ac.ru
 261. *Шумихин Алексей Сергеевич*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842110, факс: +7(495)4859922, shum_ac@mail.ru
 262. *Шурупов Алексей Васильевич*, ШФ ИТЭС ОИВТ РАН, 140700, Московская обл., Шатура, ул. Светлая, д.2, тел.: +7(245)23716, факс: +7(245)23714, shurupov@fites.ru
 263. *Шурупова Нина Петровна*, ШФ ИТЭС ОИВТ РАН, 140700, Московская обл., Шатура, ул. Светлая, д.2, тел.: +7(245)23716, факс: +7(245)23714, shurupov@fites.ru
 264. *Шутов Александр Владимирович*, ИПХФ РАН, 141400, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, shutov@fiscr.ac.ru
 265. *Юрьев Денис Сергеевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, yuryev@fiscr.ac.ru
 266. *Яковлева Валентина Александровна*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Н.Н.Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, fortov@ihed.ras.ru

267. *Якушев Владислав Владиславович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(49652)24125, факс: +7(495)7857029, vvyakushev@mail.ru
268. *Яловец Александр Павлович*, ЮУрГУ, 454080, Челябинск, пр-т Ленина, д.76, тел.: +7(351)2679160, факс: +7(351)2612840, nbv@ami.uran.ru
269. *Янилкин Алексей Витальевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, yanilkin@ihed.ras.ru
270. *Янковский Борис Денисович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 105094, Москва, Гольяновский пр-д, д.4а, кв.63, тел.: +7(916)9216539, факс: +7(495)3603952, yiy2004@mail.ru
271. *Янковский Георгий Маркович*, ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190, Московская обл., Троицк, Пушкиновых, тел.: +7(495)3340523, факс: +7(495)3345776, gyankovskii@mail.ru